

ТЯЖЁЛЫЕ ЧАСТИЦЫ И ЯДЕРНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ («ЗВЁЗДЫ») В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

В. Л. Гинзбург

В состав космических лучей, помимо мезотронов, электронов, позитронов и фотонов, входят также тяжёлые частицы — протоны и нейтроны. На уровне моря роль этой третьей, протонно-нейтронной компоненты относительно невелика. Однако, по мере подъёма вверх третья компонента становится всё существеннее. Более того, в настоящее время считается наиболее вероятным, что протоны являются первичными космическими частицами¹. Если эта точка зрения правильна, то протонам должно быть отведено во всяком случае не менее важное место, чем мезотронам и электронам. Поэтому исследование протонно-нейтронной компоненты и её связи с мезотронами и лёгкими частицами становится всё более актуальным и в настоящее время может считаться одной из основных, если не основной задачей в области изучения космических лучей.

Имеющиеся сейчас сведения о протонах и нейтронах в космических лучах ещё весьма не полны, в особенности в отношении быстрых частиц и больших высот. Вместе с тем не приходится сомневаться в том, что вопросу о тяжёлых частицах и ядерных расщеплениях в ближайшее время будет уделяться всё большее и большее внимание. Потому представляется целесообразным обсудить и сопоставить имеющийся в этой области экспериментальный материал, чему и посвящена настоящая статья.

§ 1. Протоны

Наибольший интерес представляют быстрые протоны. Они входят в состав первичных космических частиц или, во всяком случае, проходят значительную часть атмосферы. Однако, при энергии $\geq 10^9$ eV протоны ионизируют практически так же, как релятивистские мезотроны и электроны, и поэтому идентифицировать их крайне трудно.

В результате прямые сведения о количестве протонов в жёсткой компоненте космических лучей сейчас отсутствуют. На опыте

наблюдаются лишь нерелятивистские протоны, отличающиеся своей относительно большей ионизацией. Соответствующие измерения производились с помощью фотопластинок^{2,3,4}, пропорциональных счётчиков⁵ и камеры Вильсона⁶⁻¹⁰.

В методе фотопластинок используются специальные пластинки с толстым слоем бромосеребряной эмульсии, в которой ионизирующие частицы оставляют следы. В случае протонов этот метод применим для частиц с энергией, меньшей примерно 60—100 MeV^{11,12}, так как при больших энергиях ионизация становится уже слишком малой, и частица не оставляет достаточно чёткого следа. С помощью пластинок можно определить поток и энергетический спектр медленных протонов в воздухе, а также под различными покрытиями. Наиболее

полная работа в этой области принадлежит Видхальму², к результатам которого мы и перейдём.

Таблица 1

Высота над уровнем моря в мет- рах	Давление в атмо- сферах	$Sp = \frac{\text{число протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{день}}$
200	0,98	0,13
954	0,89	0,66
1600	0,82	1,5
2173	0,76	2,1
3106	0,68	4,7
3465	0,65	8,0
2300	0,75	3,0
3400	0,65	4,6

Поток протонов Sp , т. е. число частиц, пересекающих площадку в 1 см² за определённое время, сильно зависит от высоты; соответствующие данные приведены в табл. 1. Последние два значения получены с пластинками другого сорта, чем предыдущие. Кроме того, условия на различных высотах несколько отличались друг от друга (отличие состоит в разной толщине и

сорт покрытия над пластинками; покрытиями являлись потолки и крыша). Весьма приближённый учёт этого обстоятельства приводит к смещению некоторых значений, и в результате получается кривая, изображённая на рис. 1. Эта кривая хорошо описывается экспоненциальной функцией, если независимой переменной считать давление:

$$Sp = \text{const} \cdot e^{-\mu p}, \quad \mu = 9 - 10 \text{ атм}^{-1}, \quad (1)$$

где p измеряется в атмосферах.

Наблюдаемые протоны имеют пробег порядка 1 м воздуха и таким образом образуются вблизи пластинки. Формула (1) относится, очевидно, к частицам, генерирующим эти протоны. Из (1) можно определить эффективное сечение для поглощения этих частиц ядрами кислорода и азота ($\frac{dS}{dp} = -\mu S = -N_0 \sigma S$, где N_0 — число ядер в атмосфере над 1 см² земной поверхности).

Это сечение равно:

$$\sigma = \frac{\mu}{N_0} \simeq 2,2 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2, \quad (2)$$

где учтено, что высота приведённой атмосферы равна 8 км и число ядер в 1 см³ воздуха при $p = 1$ и температуре в 1°С равно $2,27 \cdot 10^{19}$.

На высоте 3465 м, где приведённое в табл. 1 значение не нуждается в поправке², поток протонов равен

$$S'_{3465} \simeq 5,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}. \quad (3)$$

Для сравнения укажем, что на уровне моря поток всех ионизирующих частиц равен $1,5 \frac{\text{частицы}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$, причём на долю мезотронов приходится примерно 75% частиц. На высоте ~ 3400 м поток мезотронов

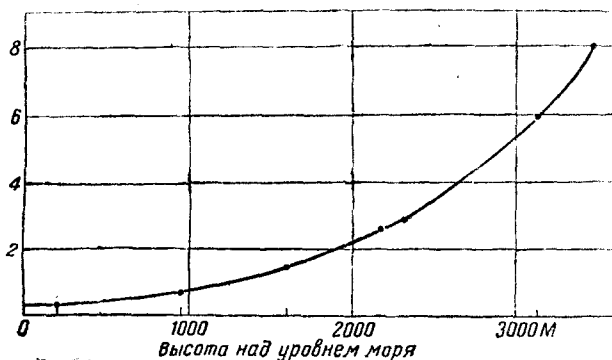


Рис. 1.

возрастает примерно в 1,7 раза и поток мягких частиц в 4—5 раз так, что полный поток равен $4 \frac{\text{частицам}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$ и интенсивности мягкой и жёсткой компонент примерно одинаковы^{3,4,12}. Заметим, впрочем, что вопрос об отношении мягкой компоненты к жёсткой на высоте ~ 3400 м ещё вызывает дискуссию^{13,14,15}. Мы примем для определённости приведённое значение интенсивности мягкой компоненты, равное $2 \frac{\text{частицам}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$ на высоте 3400 м. В этом случае поток медленных протонов меньше потока мягких частиц в 300 раз [см. (3)].

Поток протонов определялся методом фотопластинок также в работе Гейтлера и др.^{3,4*}). На высоте 3400 м по этим данным поток

*) Заметим, что первое сообщение об этой работе³ несколько противоречит второму⁴. Мы будем использовать главным образом второе сообщение.

равен $S_{3400}^p \simeq 2,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{протона}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$. На уровне моря количество протонов меньше в 10—20 раз. Расхождение между значениями Гейтлера и Видхальма частично объясняется различным учётом очень мягких частиц; ошибки, повидимому, значительно больше указываемых авторами 20%.

Интерпретация результатов, полученных с пропорциональными счётчиками⁵, несколько затруднительна, но тем не менее этот метод приводит к вполне определённым результатам. Ход числа протонов с высотой в интервале давлений $p = 0,2—0,6 \text{ атм}$ находится примерно в согласии с формулой (1), где μ скорее ближе к 7 атм^{-1} , чем к 9 атм^{-1} . Поток протонов находится в хорошем согласии со значением (3). Действительно, для давления около $0,6 \text{ атм}$ по данным Корфа⁵ образуется $q \sim 5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$. Далее, поток протонов $S \sim qR$, где R — пробег наиболее быстрых регистрируемых счётчиком протонов, равный примерно 20 см. Отсюда $S^p \sim 5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$ в полном согласии с (3). При давлении $p = 0,2 \text{ атм}$ поток примерно в 10 раз больше.

По другим данным, полученным со счётчиками¹⁹, на высоте 3860 м, поток протонов с энергией меньше 80—100 MeV, $S_{3860}^p < 10^{-2} \frac{\text{протона}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$.

Сведения о числе протонов, получаемые в камере Вильсона⁶⁻¹⁰, довольно неопределённые. Процент жирных следов достигает 1—5% от числа следов жёстких частиц на высоте $\sim 3—4 \text{ км}$. На уровне моря процент жирных следов уменьшается примерно в 10 раз⁶. Приведённые данные, однако, могут быть очень сильно осложнены, во-первых, наличием стенок камеры и в ряде случаев присутствием в ней пластин свинца, а также разной эффективностью камеры по отношению к сильно и слабо ионизирующим частицам. Остановливаясь на обсуждении данных, полученных с камерами, было бы поэтому нецелесообразно. Укажем лишь, что согласно наблюдениям в камерах, повидимому, можно считать, что $S_{3000}^p < 5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{протона}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$.

Джонсон и др.⁷ наблюдали на уровне моря следы протонов в камере Вильсона в условиях, когда в камеру эти протоны попадают ещё релятивистскими, но затем замедляются в свинцовой пластине. Такие протоны составляют 15% всех замедленных указанным образом нелинеобразующих частиц. Предполагая, что наблюдаемые медленные частицы до замедления входили в состав жёсткой компоненты, и считая, что пробег протона в 10 раз больше пробега мезотрона той же скорости, авторы приходят к выводу, что протоны составляют 1—2% от частиц жёсткой компоненты.

При этом, очевидно, предполагается, что числа наблюдаемых медленных протонов и мезотронов пропорциональны их пробегам;

это будет иметь место, если частицы генерируются во всей толще атмосферы и при этом вероятность их создания не зависит от энергии. Однако, для протонов, входящих в состав первичных космических лучей или образующихся в верхней части атмосферы, пропорциональность потока пробегу места не имеет. Поэтому из результатов Джонсона и др. нельзя сделать количественные выводы о содержании протонов в жёсткой компоненте.

Аналогичные опыты Лепринс-Ринге и др.⁵⁴, проведенные на высоте 1000 м под 12 см свинца, приводят к заключению, что число протонов в составе нелинеобразующих частиц с импульсом, меньшим $7 \cdot 10^8 \frac{eV}{c}$, равно $2-3 \cdot 10^6$.

Алиханов, Алиханьян и Никитин^{13,28,29} на основании целого ряда экспериментов высказали утверждение, что на высоте 3250 м в состав мягкой компоненты входит большое число протонов, составляющих около трети от всех мягких частиц.

Энергия этих протонов порядка 150 MeV; один из основных аргументов в пользу их существования состоит в сопоставлении данных гейгеровских счётчиков и ионизационной камеры. Вопрос о том, объясняются ли наблюдаемые авторами эффекты протонами с энергией ~ 150 MeV или узкими ливнями, как это допускают авторы (смотри также¹⁴), ещё не ясен. Поэтому разбирать здесь соответствующие результаты представляется нецелесообразным. Однако, независимо от того, вызываются ли наблюдаемые эффекты¹³ протонами или узкими ливнями, они представляют большой интерес и, повидимому, связаны с компонентой, генерирующей ядерные расщепления (см. § 4).

Фиксируемые фотопластинками протоны (тот факт, что наблюдаются, главным образом, именно протоны, подвергся специальной проверке^{2,11}) распределены в пространстве изотропно. Энергетический спектр их на высоте 3465 м показан на рис. 2. Средняя энергия на этой высоте равна 14 MeV; такие протоны имеют пробег в воздухе (при атмосферном давлении), равный 200 см. Средняя энергия в интервале высот 959—1600 м равна 12,7 MeV. Используя спектр, изображённый на рис. 2, и значение суммарного потока (3), можно вычислить ионизацию, создаваемую протонами по сравнению с ионизацией всей мягкой компоненты. В результате оказывается, что средняя удельная ионизация протона в 25—30 раз больше ионизации релятивистской частицы*) и так как на высоте 3400 м протонов в 300 раз меньше, чем частиц мягкой компоненты, то общая ионизация рассматриваемых протонов порядка $\frac{1}{10}$ от ионизации мягкой электрон-

*) Для протонов с энергией $E = 10$ MeV $I = 30 I_{\text{рел}}$, где $I_{\text{рел}}$ — удельная ионизация релятивистской частицы; в широком интервале ионизация обратно пропорциональна энергии: при $E = 15$ MeV $I = 20 I_{\text{рел}}$; при $E = 20$ MeV $I = 15 I_{\text{рел}}$; при $E = 60$ MeV $I = 5,5 I_{\text{рел}}$.

ной компоненты:

$$I_{3400}^p \lesssim \frac{1}{10} I_{3400}^{\pi} \quad (4)$$

Это значение находится в согласии с данными, полученными с ионизационной камерой примерно на той же высоте¹⁶. Полная ионизация в камере, соответствующая прохождению частицы с ионизацией большей 10-кратной, составляет 130% от ионизации жёсткой

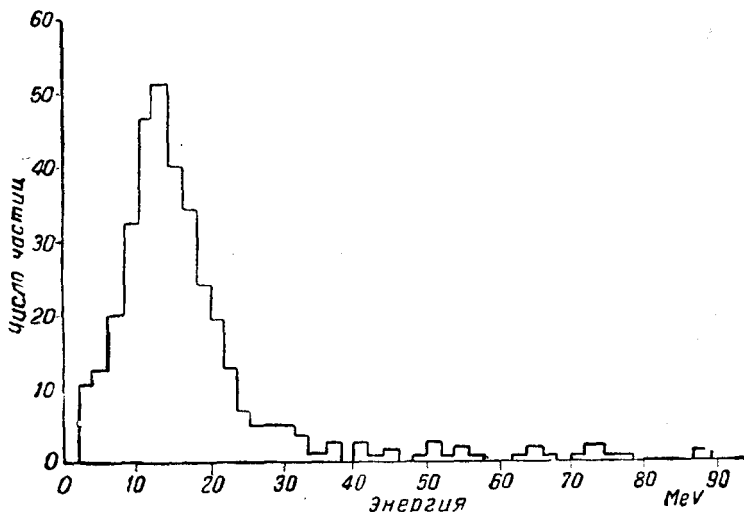


Рис. 2.

компоненты и, как следует из приведённых выше цифр, составляет $\sim 10\%$ от ионизации мягкой компоненты. Разумеется, проведённое сравнение носит весьма ориентировочный характер ввиду совсем разных методов наблюдения (в камере, например, может быть существенен переходный эффект в её стенках).

Вопрос о зависимости образования протонов и поглощения генерирующей их компоненты от материала, расположенного над регистрирующим прибором, представляет особенно большой интерес и в то же время изучен весьма слабо. Влияние покрытия пластинок парафином¹⁷ мы обсудим в § 2. Изменение числа протонов в эмульсии в зависимости от толщины свинца над пластинкой исследовалось Гейтлером и др.⁴. Соответствующие результаты (высота 3400 м) приведены на рис. 3. Влияние материала стенок пропорционального счётчика было обнаружено Ивановой¹⁸. В случае свинцовых стенок ионизационный эффект от сильно ионизирующих частиц ($sI > 5I_{\text{рел}}$) оказался в 3 раза большим, чем для алюминиевых стенок (высота 3860 м). В опытах Юнга¹⁶ помещение 6,7 см Pb над камерой умень-

шало ионизационный эффект от сильно ионизирующих частиц с 13 до 10% от ионизации жёсткой компоненты. Другие количественные данные о влиянии поглотителя на число протонов нам неизвестны.

Помещение над эмульсией (для определённости мы будем говорить о методе фотопластинок) некоторого плотного материала приводит, вообще говоря, к двум эффектам. Как указано, средняя энергия регистрируемых протонов порядка 15 MeV и их пробег R равен примерно 200 см воздуха, 0,035 см Pb и 0,1 см Al. На эмульсию попадают лишь частицы с расстояний порядка R . Поэтому помещение

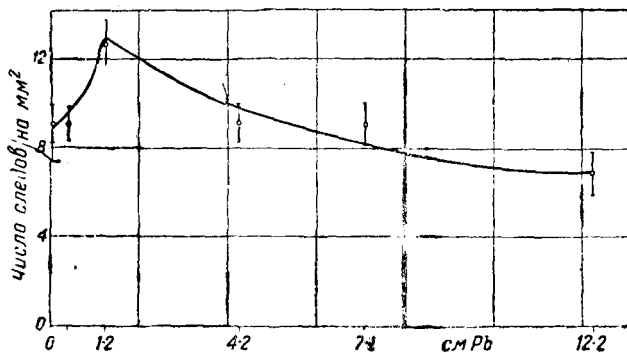


Рис. 3.

над эмульсией тонкого покрытия с толщиной большей R не окажет никакого влияния на частицы, генерирующие протоны (их коэффициент поглощения весьма мал), но даст возможность выяснить зависимость образования протонов от материала. По данным Гейтлера⁴, влияние тонкого слоя Pb незаметно (см. точку, соответствующую, примерно, 0,4 см Pb на рис. 3); по данным Ивановой¹⁸, для счётчика, свинец увеличивает число частиц в 3 раза. Сравнивать пластинку со счётчиком весьма трудно, и вопрос о влиянии тонкого покрытия нужно считать открытым. Если поток протонов из Pb и из воздуха одинаков, то это означает, что сечение для образования протонов на ядре Pb в 10 раз больше, чем на ядре кислорода и азота (пробег в Pb в граммах в 1,5 раза больше, чем в воздухе; число ядер в грамме Pb в 14,3 раза меньше, чем в грамме воздуха). Зам.тим, что если считать сечение пропорциональным $A^{2/3}$ (A — атомный вес), то сечение σ ядра Pb должно быть в ~ 6 раз больше сечения ядер N или O.

Помещение над эмульсией или пропорциональным счётчиком толстых слоёв материала позволит определить коэффициент поглощения частиц, генерирующих протоны, в зависимости от атомного номера. Поглощение в воздухе определяется значениями μ и σ , приведёнными выше (см. (1) и (2)). Для свинца данные весьма неточны; как ясно

из рис. 3, 12,2 см Pb уменьшают поток протонов максимум в 1,5 раза. Отсюда следует, что сечение для поглощения генерирующих частиц $\sigma \lesssim 1 \cdot 10^{-24}$ на ядро Pb. Данные Юнга¹⁸ приводят к сечению $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-24}$ на ядро Pb. Получающееся сечение не может считаться аномально малым, и делать вывод о слабом поглощении³ генерирующих частиц свинцом ещё нет оснований.

Наличие на кривой рис. 3 максимума, расположенного в месте максимума кривой Росси, говорит в пользу предположения о том, что наблюдаемые протоны частично генерируются мягкой компонентой. Подробнее вопрос о природе генерирующих частиц мы обсудим в § 4, но уже здесь заметим, что по крайней мере подавляющее большинство протонов создаётся неионизирующими частицами, отличными от фотонов; эти частицы являются либо нейтронами, либо нейтральными мезотронами (нейтретто)*). Если основную роль играет нейтретто и если эти частицы нестабильны, то изменение интенсивности с высотой могло бы быть в значительной мере связано с их распадом. Проверка этого предположения может быть предпринята путём сравнения кривой поглощения в воздухе с кривой поглощения на заданной высоте при условии помещения над пластинкой плотного поглотителя, близкого по своим свойствам к воздуху (углерод, алюминий).

Исследование влияния на интенсивность протонов различных тонких и толстых покрытий представляется нам наиболее актуальной задачей дальнейшей работы. Одновременно желательно проводить определение спектра протонов. Необходимо продолжать также изучение спектра протонов в области энергий, не регистрируемых пластинками^{13,19}.

§ 2. Нейтроны

Измерения числа нейтронов в космических лучах проводились преимущественно в тепловой области путём применения счётчиков с BF_3 , в которых используется реакция $\text{B}_{10}(n\alpha)\text{Li}_7$. При этом счётчик реагирует не только на тепловые нейтроны, но и на более быстрые частицы, однако, эффективность в тепловой области максимальна²⁰. По данным Монтомгери²¹, на уровне моря поток медленных нейтронов равен

$$S_0^n = 0,09 \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}, \quad (5)$$

т. е. в 16 раз меньше потока всех ионизирующих частиц на той же высоте.

*) Если бы генерирующие частицы в основном являлись нейтральными мезотронами, то в космических лучах пришлось бы говорить о четырёх компонентах.

Зависимость потока нейтронов от высоты определялась Фюнфендом²², результаты которого приведены в таблице 2.

Таблица 2

Высота над уровнем моря в метрах	Давление в атмо- сферах	$\frac{S^n}{S_{160}^n} = \frac{\text{Поток}}{\text{поток на вы-оте 160 м}}$	$\frac{S^n}{S_{160}^n} = e^{\mu(0,99-p)}$ $\mu = 7 \text{ атм}^{-1}$
160	0,99	1,00	1,00
780	0,91	1,65	1,75
1 280	0,85	2,52	2,66
1 500	0,82	3,15	3,29
2 650	0,71	7,71	7,10
17 000	0,1	650	548

Последняя строка в этой таблице воспроизводит данные Корфа²³; по ряду причин приводимое экспериментальное значение 650 носит весьма ориентировочный характер.

На высотах ~ 17 км поток нейтронов становится примерно таким же, как поток ионизирующих частиц.

Как видно из таблицы 2, с довольно хорошей точностью (см. (1) и (2)):

$$\left. \begin{aligned} S^n &= \text{const} \cdot e^{-\mu p}, \quad \mu \approx 7 \text{ атм}^{-1} \\ \sigma &= \frac{\mu}{N_0} = 1,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Поглощение медленных нейтронов происходит в результате реакции $N_{14}(np)\epsilon_{14}$, сечение для которой в тепловой области равно $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ ²⁰. Получающиеся при этой реакции протоны имеют энергию в 0,7 MeV и пробег порядка 1 см воздуха. Коэффициент поглощения для тепловых нейтронов равен сечению, умноженному на число ядер азота в см^3 , т. е. равен $\mu' = 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, «пробег» нейтронов $R = \frac{1}{\mu'} \approx 200 \text{ м}$. Далее, поток нейтронов равен их количеству q , производимому в см^3 , делённому на два и умноженному на пробег *).

Используя значения $S_0^n = 0,09 \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$ и $R = 200 \text{ м}$, мы приходим к выводу, что на уровне моря q равно

$$q_0^n = \frac{2S_0^n}{R} \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^3 \text{ сек}} \approx 10^{-4} \frac{\text{нейтронов}}{\text{гр. сек}}. \quad (7)$$

*) Если все частицы обладают одинаковым пробегом и создаются с изотропным распределением, то их поток через площадку в 1 см^2 равен $S = qR/2$.

На высоте, соответствующей 1 метру воды (высота ~ 17 км) по другим данным²⁰:

$$q_{1700}^n \gtrsim 5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{нейтронов}}{\text{гр.сек}}. \quad (8)$$

Значения (7) и (8) согласуются с утверждением о том, что $S_{1700}^n/S_0^n \sim 500$ (см. табл. 2).

Заметим, что под q^n понимается число медленных нейтронов, возникающих любым путём, например, в результате замедления быстрых нейтронов.

Общее число нейтронов, образующихся в атмосфере в столбике с основанием в 1 см², равно²⁰:

$$Q \gtrsim 10 \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}. \quad (9)$$

Считая, что первичная частица затрачивает на образование одного нейтрона в среднем 20 MeV (предполагается, что энергия связи и кинетическая энергия в среднем порядка 10 MeV), из (9) мы видим, что потери первичных частиц на образование нейтронов больше $200 \frac{\text{MeV}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$. Эта цифра составляет около $1/_{12}$ энергии, затрачиваемой космическими лучами на ионизацию столбика атмосферы с сечением в 1 см² (см. ²⁰). Энергия нейтронов расходуется в конечном счёте на ионизацию и образование различных ядер (нейтроны поглощаются в результате реакций $N_{14}(n\alpha)B_{11}$ и $N_{14}(np)c_{14}$). На ионизацию идёт около $50 \frac{\text{MeV}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$, что составляет 20% от полного ионизационного эффекта космических лучей.

Приведённый расчёт²⁰ носит, разумеется, крайне ориентировочный характер.

Таблица 3

Высота	$S = \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{час}}$	
	1 мм парафина	1 мм Pb
200 м	0,07	—
3 400 м	0,28	0,06
18 000 м	5,1	—

Быстрые нейтроны регистрируются пропорциональными счётчиками, наполненными газом, содержащим водород^{20,24}, и с помощью фотопластинок, покрытых слоем парафина^{17,25}. Результаты измерений со счётчиками мы обсуждать не будем (см. ^{20, 5, 24}) ввиду того, что они носят ещё

довольно ориентировочный характер. Последнее, впрочем, относится и к проведённым работам с покрытыми парафином пластинками. Тем не менее относящиеся сюда результаты Шопера¹⁷ целесообразно обсудить; соответствующие данные приведены в табл. 3. К сожалению, автор приводит лишь значения потока в случае покрытия эмульсии 1 мм парафина и для одной высоты в случае покрытия 1 мм Pb; поток протонов без всякого покрытия не ука-

зывается. Под свинцом $S_{3400}^p = 10^{-3} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$, т. е. в 5—6 раз меньше, чем для пластинок без покрытия по данным Видхальма и в 3 раза меньше, чем по данным Гейтлера (см. § 1). Поскольку пластинки различны, отсюда, разумеется, нельзя сделать никаких выводов кроме того, что различные данные сходятся по порядку величины. Поток протонов, выбиваемых нейтронами из парафина на высоте 3400 м, равен $S' = 0,22 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{час}}$; с другой стороны, $S' = S_{pn}^n N_p$, где S_{3400}^n — поток быстрых нейтронов, σ_{pn} — сечение для соударения нейтронов с протонами и N_p — число ядер водорода в парафиновом слое толщиной в 1 мм и с площадью в 1 см². Основной эффект должны, повидимому, создавать нейтроны с энергией в несколько MeV, так как для более энергичных нейтронов сечение σ_{pn} уменьшается. Принимая $\sigma = 10^{-24}$ см² и учитывая, что $N_p = 9 \cdot 10^{21}$, получаем¹⁶:

$$S_{3400}^n = 0,4 \frac{\text{нейтрона}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}. \quad (10)$$

Приведённый поток относится к быстрым нейтронам в широком интервале энергий, больших, примерно, 1—2 MeV, ибо более медленные протоны отдачи регистрироваться не могут. Как вытекает из (5) и (6), на той же высоте поток медленных нейтронов равен $S_{3400}^n \approx 1 \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$.

Обсуждение вопроса о деградации и диффузии нейтронов в атмосфере предпринято в работах Бете, Корфа и Плачека²⁰ и Флюге²⁷, на которых мы останавливаться не будем.

Можно думать, что как протоны, так и нейтроны с энергиями до нескольких десятков и даже сотен MeV образуются в результате ядерных расщеплений (см. § 3). При этом число образующихся протонов и нейтронов должно быть примерно одинаково и их потоки должны быть пропорциональны пробегам. Пробег протонов с энергией 15 MeV равен 2 метрам воздуха; пробег нейтронов слабо зависит от энергии и равен примерно 200—300 метрам (если сечение для поглощения $\sigma \sim 10^{-24}$ см², то $R \sim \frac{1}{10^{-24} \cdot 2 \cdot 2,7 \cdot 10^{19}} \sim 200$ м).

Отсюда ясно, что поток нейтронов должен быть больше потока протонов в 100—150 раз; как ясно из (3) и (10), это имеет место

в действительности, так как $\frac{S_{3400}^n}{S_{3400}^p} \approx 100$ *). Таким образом количе-

*) Если сравнивать поток (10) со значением $S_{3400}^p = 10^{-3} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$, получаемым из табл. 3 для пластинки, покрытой свинцом, то $S^n/S^p \sim 400$. Точность расчётов, однако, такова, что все сравнения можно проводить лишь по порядку величины.

ство генерируемых в атмосфере протонов и нейтронов примерно одинаково. В будущем интересно исследовать влияние поглотителя над парафином, спектр выбиваемых из парафина протонов и зависимость эффекта от высоты; для сравнения необходимо иметь такие же пластинки, экспонированные без парафина, но в остальном точно с таким же покрытием, как пластинки с парафином.

§ 3. Ядерные расщепления («звёзды»)

Помимо следов протонов, в эмульсии фотопластинок и в камере Вильсона наблюдаются так называемые «звёзды» — несколько частиц, выходящих из одного центра (снимок «звезды» в эмульсии воспроизведён на рис. 4). Не подлежит сомнению то обстоятельство, что «звёзды» представляют собой ядерные расщепления, вызванные не-

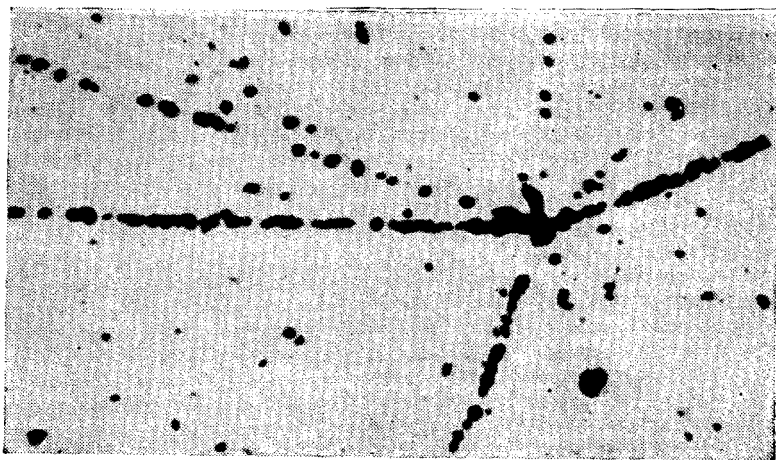


Рис. 4.

которыми частицами, входящими в состав космических лучей. Методом фотопластинок «звёзды» исследовались в большом количестве работ^{11, 32-37} (обзоры^{26, 30, 31}). Этот метод позволяет получить богатый статистический материал, но имеет очень существенный недостаток, поскольку не даёт возможности регистрировать релятивистские частицы.

В камере Вильсона, если не считать эпизодических наблюдений, «звёзды» изучались сравнительно мало, и, собственно, здесь имеется лишь одна подробная работа Хазена¹⁰; детали работы Поуэлла³⁸, к сожалению, не опубликованы.

Зависимость числа звёзд от высоты представлена на рис. 5³⁶. Экспоненциальную зависимость нельзя считать соблюдающейся осо-

бенно хорошо. В частности заметно выпадает точка, соответствующая уровню моря; то же относится и к высотной зависимости числа протонов (см. табл. 1). Таким образом, можно сделать вывод, что на высотах, меньших примерно 1000 м, поглощение генерирующей компоненты более сильное. Это может объясняться увеличением сечения для поглощения более медленных генерирующих частиц. Такой же результат получится, если эти частицы нестабильны, так как эффективное время жизни τ уменьшается с уменьшением энергии $\tau = \frac{\tau_0 E}{\mu c^2}$, где τ_0 — время жизни в системе, связанной с частицей, E — энергия и μ — покоящаяся масса частицы.

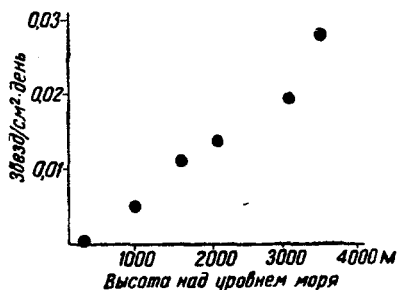


Рис. 5.

Если не учитывать на кривой рис. 5 нижнюю точку, то зависимость числа звёзд от высоты удовлетворительно передаётся экспоненциальным законом:

$$\left. \begin{aligned} N &= \text{const} \cdot e^{-\mu p}, \quad \mu \simeq 7 \text{ ат.м}^{-1}, \\ \sigma &= 1,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

На высоте 3400 м $N = 0,03 \frac{\text{звезда}}{\text{см}^2 \cdot \text{день}}$ для эмульсии толщиной в 100 μ , причём, повидимому, учитываются лишь «звёзды» с числом частиц, не меньшим трёх*). Плотность эмульсии примерно равна единице и ядер Ag и Br в ней содержится в 8 раз меньше, чем ядер C, O и N. Допуская, что образование «звёзд» на единицу массы в воздухе такое же, как в эмульсии, легко получить число «звёзд», образующихся в 1 см^3 воздуха:

$$N_{3400} = 3 \frac{\text{звёзды}}{\text{гр} \cdot \text{день}} = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{звёзды}}{\text{см}^3 \cdot \text{день}}. \quad (12)$$

Распределение «звёзд» по числу n входящих в их состав частиц представлено на рис. 6 (высота 2300 м, общее число наблюдавшихся звёзд равно 109). Число «звёзд», состоящих из 2 частиц, точно не определено; то же относится к числу ядерных расщеплений, при которых вылетает лишь одна частица. Повидимому, число расщепле-

*) По ориентировочным данным Видхальма², на той же высоте $N \simeq 6 - 8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{звёзд}}{\text{см}^2 \cdot \text{день}}$. По ориентировочным данным Жданова⁶⁵, на уровне моря $N \gtrsim 0,2 \frac{\text{звёзд}}{\text{см}^2 \cdot \text{день}}$. Такое огромное значение представляется невероятным.

ний с $n < 3$ больше числа расщеплений с $n \geq 3$. Экстраполяция зависимости $N(n)$ от $n \geq 3$ к $n = 1$ приводит к заключению, что число расщеплений с $n \geq 1$ в 5 раз больше числа «звезд» с $n \geq 3$. Данные Хазена¹⁰ с камерой Вильсона показывают, что число расщеплений с $n = 1$ примерно в 7 раз больше числа расщеплений $n \geq 2$. Если учесть, кроме того, что в методе фотопластинок не регистрируются быстрые частицы, становится ясным, что общее число расщеплений в несколько раз больше значения 12.

Среднее число частиц в «звезде», как видно из рис. 6, равно, примерно, четырём. Наблюдаемые в «звёздах» частицы, если

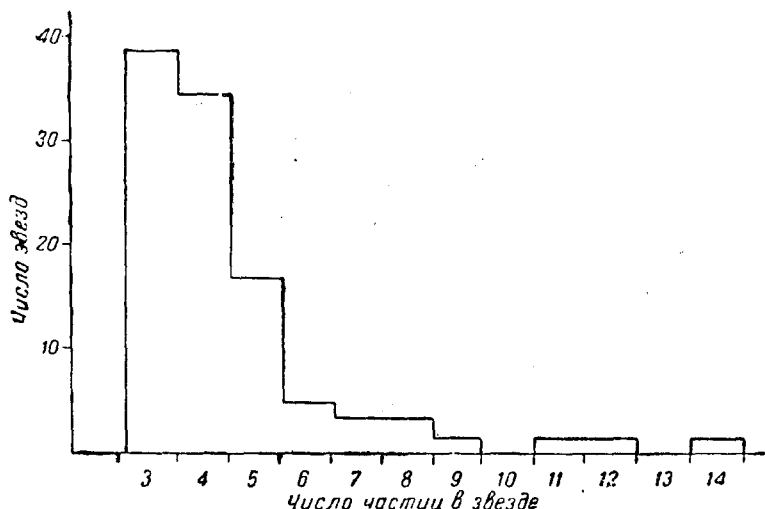


Рис. 6.

отвлечься от быстрых частиц, не регистрируемых пластинками в подавляющем большинстве являются протонами^{11, 20}. Число α -частиц в «звёздах» составляет лишь около 6% от общего числа наблюдаемых частиц²⁷.

Распределение частиц в «звёздах» по энергиям представлено на рис. 7 для высоты в 2300 м¹¹. Зависимость средней энергии всех видимых в «звезде» частиц от высоты изображена на рис. 8²⁶; из рис. 9 ясна зависимость средней энергии на одну частицу от числа частиц в «звезде»²⁶. На рис. 10 показано распределение «звёзд» в зависимости от суммарной энергии всех видимых частиц, т. е. протонов¹¹.

Полная энергия, выделяющаяся при ядерном расщеплении, равна сумме энергий всех вылетающих частиц плюс их энергии связи. Естественно думать, что при ядерном расщеплении, помимо протонов, примерно в таком же количестве, появляются нейтроны,

причём их распределение по энергии аналогично протонному распределению.

Учитывая это обстоятельство и считая энергию связи равной примерно 8 MeV на частицу, мы приближённо получаем полную энергию, выделяющуюся при расщеплении. Распределение звёзд по выделяющейся энергии показано на рис. 11³⁸.

Следует, однако, иметь в виду, что, поскольку пластинки не регистрируют быстрых частиц, приведённое определение энергии может быть сильно заниженным; достаточно сказать, что, согласно рис. 11, наиболее часто встречаются «звёзды» с энергосвободением ~ 100 MeV, и в то же время энергия, необходимая для рождения мезотрона, также равна 100 MeV; поэтому, если в «звезде» рождаются мезотроны¹⁰, то среднее выделение энергии может быть значительно больше, чем это следует из рис. 11.

Частицы в «звездах» имеют довольно слабо выраженную преимущественную направленность сверху вниз. Распределение следов частиц в «звездах» по направлениям ясно из рис. 12, где по оси абсцисс отложен угол следов с направлением отвеса.

«Звёзды» представляют несомненный интерес для физики атомного ядра, так как до сих пор ещё нет возможности бомбардировать ядро частицами с энергиями ≥ 100 MeV. Поэтому лишь в космических лучах наблюдаются ядерные расщепления с вылетом большого числа частиц (иногда наблюдается даже полный развал ядра на протоны и нейтроны³⁴). Состояние теории ядра и ядерных сил не даёт в насто-

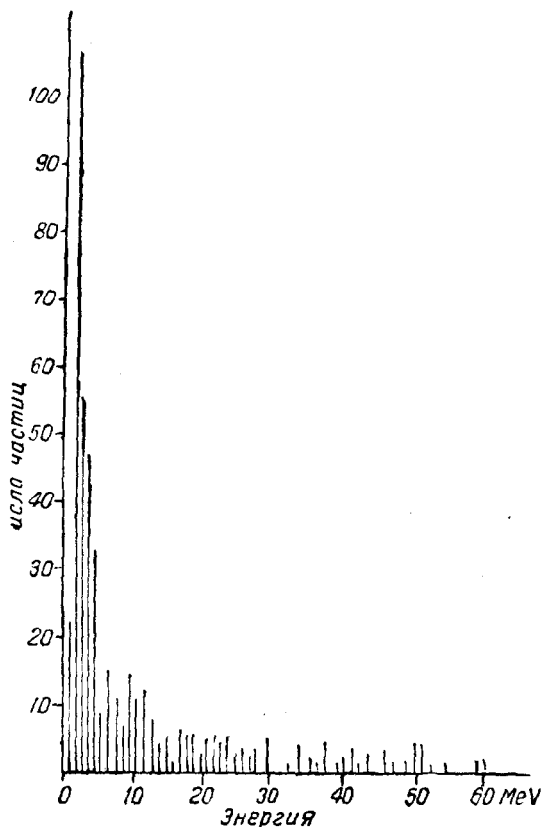


Рис. 7.

ящее время возможности корректно рассмотреть взаимодействие ядра с быстрым нейтроном, протоном или мезотроном. Это в особенности

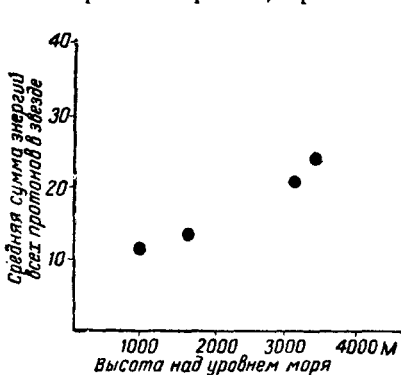


Рис. 8.

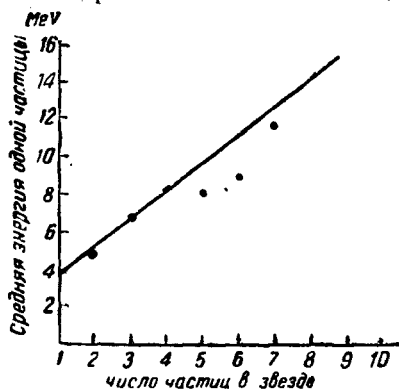


Рис. 9.

относится к частицам с энергией, большей нескольких десятков MeV, ибо в этом случае становятся плохо применимыми представления о

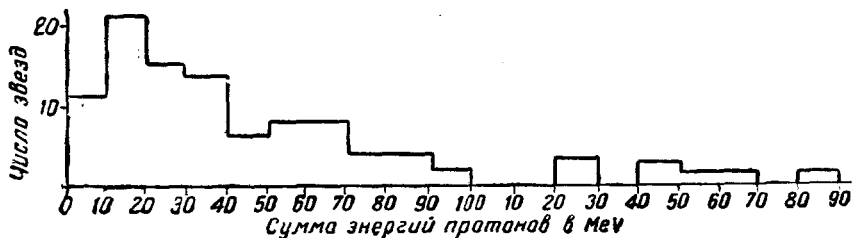


Рис. 10.

промежуточном ядре («компаунд-ядре»). Поэтому попытки Гейзенберга, Багге и др.^{26,40,41} рассмотреть ядерные расщепления теоретически

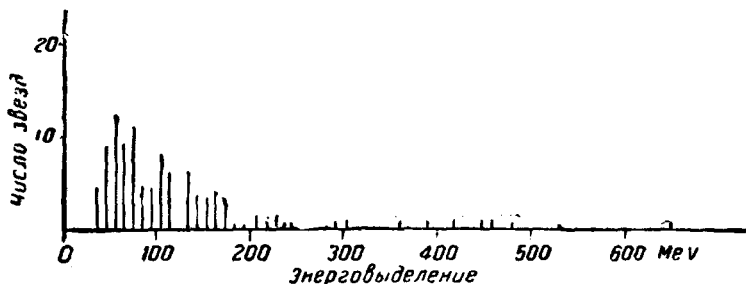


Рис. 11.

лишены убедительности (см., например, ⁴²), и мы на них останавливаться не будем. Несмотря на невозможность надёжной теоретической

трактовки и, если угодно, именно в силу этой невозможности, исследование ядерных расщеплений в космических лучах представляет большой интерес. В этой области уже сейчас можно указать на одну особенность, остающуюся совершенно неясной. Как вытекает из распределения частиц по энергиям (см. рис. 7), в «звёздах» имеется большое число частиц с энергией, меньшей 2—3 MeV. При этом частицы с малой энергией присутствуют и в «звёздах» с числом частиц, большим 8, которые связаны с расщеплением ядер Вг или Ag. Между тем высота потенциального барьера для Вг равна, примерно, 8 MeV, а для Ag ещё выше. Поэтому, казалось бы, при расщеплении ядер Вг и Ag с вылетом не очень большого числа протонов эти протоны не должны иметь энергию на много меньшую, чем высота барьера. На опыте же, как показывает детальный анализ¹¹, при расщеплении ядер Вг и Ag («звёзды» с $p > 8$) вылетают по крайней мере 1—2 и, вероятно, даже 4 частицы с энергией, меньшей 4 MeV, т. е. меньшей половины высоты барьера.

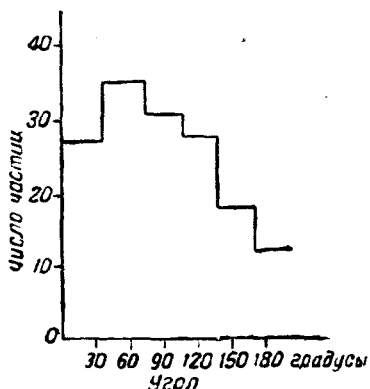


Рис. 12.

При больших возбуждениях в ядре возникают интенсивные колебания, приводящие к увеличению его эффективного радиуса и к снижению барьера⁴². Однако объяснить этим обстоятельством наблюдаемый эффект вряд ли возможно.

Если наблюдаемые «подбарьерные» частицы не являются протонами и заряжены отрицательно, то их энергия может быть любой. Можно также предполагать, что через барьер частица проходит в нейтронном состоянии, причём этот нейтрон возбуждён и, испуская электрон, превращается в протон^{*}).

Наконец, нельзя считать совсем исключённой возможность того, что ядро фактически распадается на гораздо большее число частиц, чем число наблюдаемых следов; ненаблюдаемые частицы могли бы иметь слишком большие, или слишком малые энергии и поэтому не действовать на эмульсию. Все эти предположения, разумеется, пока ни на чём не основаны, и механизм вылета «подбарьерных» частиц нужно признать совершенно неясным.

Дальнейшее изучение этого вопроса целесообразно, в частности, проводить с камерой Вильсона, причём может оказаться удобным

^{*}) Нейтрон в обычном состоянии имеет период полураспада с превращением в протон, равный примерно часу (если считать переход разрешённым). Поэтому нейтрон будет распадаться очень быстро только в том случае, если он может находиться в некотором возбуждённом состоянии.

использовать камеру повышенного давления, так как «звёзды» нужно наблюдать в газе.

Наблюдение «звёзд» в камере Вильсона имеет одно большое преимущество, состоящее в возможности замечать релятивистские частицы. Хазен¹⁰ на высоте 3050 м обнаружил на своих снимках 58 «звёзд», из которых 2 созданы в газе, а остальные — в металлических пластинках, расположенных в камере. Кроме того, наблюдалось около 400 следов единичных сильно ионизирующих частиц. Около трети частиц, входящих в состав «звёзд», обладают ионизацией, близкой

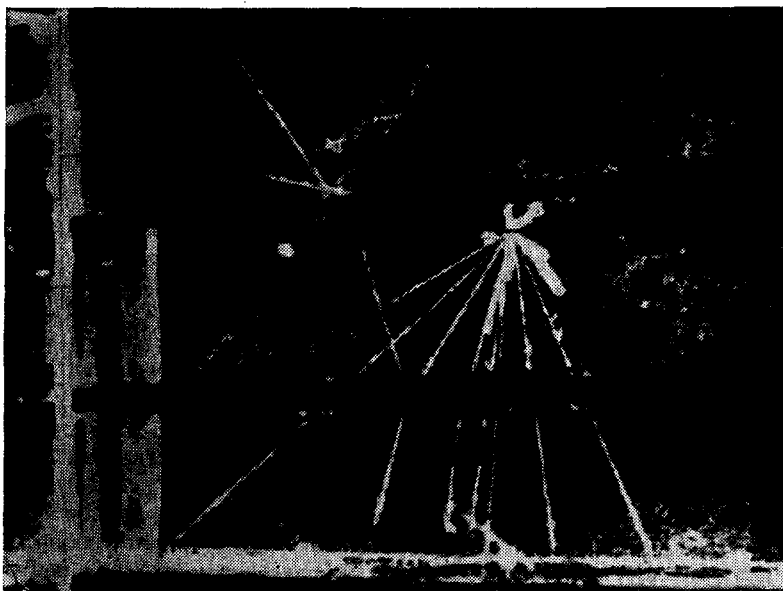


Рис. 13.

к релятивистской, и были, повидимому, протонами, мезотронами и реже электронами. Вследствие меньшей эффективности камеры по отношению к релятивистским частицам, чем по отношению к медленным частицам, можно думать, что относительное число релятивистских частиц фактически больше наблюдаемого. Точно установить число мезотронов в «звёздах» пока нельзя; этот вопрос представляет большой интерес ввиду возможной связи ядерных расщеплений с образованием проникающих мезотронных ливней. Уже сейчас можно сказать, что при расщеплениях иногда появляются проникающие частицы (с пробегом, большим сантиметра свинца^{10, 44, 45}). Вильсоновский снимок расщепления с образованием проникающих частиц приведён на рис. 13⁴⁵.

Естественно возникает мысль связать появление единичных протонов и нейтронов, о которых шла речь в §§ 1 и 2, с образованием «звёзд». В § 2 мы видели, что протонов и нейтронов действительно образуется примерно одинаковое количество, как это должно иметь место в «звёздах».

Используя (3) и учитывая, что пробег протонов с энергией 15 MeV равен $R = 200$ см, легко приближённо найти число образующихся протонов:

$$q_{3400} \simeq \frac{2S_{3400}^p}{R} \simeq 5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^3 \cdot \text{мин}}. \quad (13)$$

В «звезде» в среднем присутствует 4 протона и, таким образом, из (12) вытекает, что от «звёзд» с $n \geq 3$ образуется

$$q'_{3400} \simeq 10^{-5} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^3 \cdot \text{мин}}. \quad (14)$$

Если учесть расщепления с $n < 3$, то, как ясно из сказанного выше, значение q' может вырасти в 2—3 раза. Кроме того, в § 1 уже указывалось, что значение потока протонов S^p нельзя считать установленным с точностью, большей 100—200%. Поэтому, сопоставляя (13) с (14), можно прийти к заключению о том, что единичные протоны образуются в результате ядерных расщеплений. То же относится к нейтронам. Ввиду неточности экспериментальных данных делать более детальные расчёты²⁶ вряд ли уместно.

Установление того факта, что протоны и нейтроны с относительно небольшим пробегом образуются в результате ядерных расщеплений, почти тривиально. Ценность приведённого сопоставления данных о количестве образующихся «звёзд» и потоке единичных протонов и нейтронов состоит поэтому, главным образом, в выяснении взаимной согласованности различных экспериментальных фактов, а именно сведений о единичных тяжёлых частицах (§§ 1, 2) и об образовании «звёзд» (§ 3).

§ 4. Генерирующая компонента

Исследование «звёзд» в камере Вильсона позволяет сделать очень важные заключения о природе частиц, вызывающих ядерные расщепления. Именно, оказывается¹⁰, что почти все «звёзды», не содержащие частиц большой энергии, образуются неонизирующими частицами. Действительно, из наблюдавшихся 58 «звёзд», в 31 «звезде» не было частиц с пробегом, большим 0,7 см Pb*), и из этих 31 «звезды» только одна создана ионизирующей частицей и в нескольких случаях

*) Цифра 0,7 см появляется потому, что такой была толщина пластинок, помещённых в камеру¹⁰.

след частицы мог не быть виден; из 400 единичных протонов, наблюдавшихся в камере, лишь 8 созданы ионизирующей частицей. «Звёзды», содержащие частицы с пробегом, большим 0,7 см Pb, создаются примерно поровну ионизирующими и неионизирующими частицами: 8 «звёзд» созданы ионизирующими и 13 — неионизирующими частицами.

Корреляция между «звёздами» и мягкой, ливнеобразующей компонентой отсутствует, в частности, неионизирующие частицы, вызывающие расщепления, по крайней мере в большинстве случаев, не являются γ -лучами, так как они не дают ливней. Ионизирующие частицы, создающие «звёзды», по той же причине не являются электронами или позитронами.

Нужно отметить, что отсутствие связи между образованием «звёзд» и ливнеобразующей компонентой в опытах Хазена¹⁰ в известной мере противоречит результатам работы Гейтлера и др.⁴; как видно из рис. 3, Гейтлер и др. наблюдали переходный эффект в свинце, заставляющий считать, что часть единичных протонов создаётся ливнеобразующей компонентой. Если предположить, что мы имеем здесь дело с ядерным фотоэффектом, то сечение для этого процесса $\sigma \sim 10^{-25}$ см² на ядро Pb⁴. Вопрос о роли мягкой компоненты в образовании «звёзд» остаётся недостаточно ясным, тем не менее основной вывод о том, что в подавляющем большинстве случаев «звёзды» не связаны с мягкой компонентой, представляется нам вполне надёжным. Массу генерирующей частицы можно, в принципе, определить на опыте, исходя из следующих соображений^{8б}. Если энергия всех частиц в «звезде» равна E , импульс этих частиц в сумме с импульсом оставшегося ядра равен P и предполагается, что падающая на ядро нерелятивистская частица массы m поглощается этим ядром, то $m = \frac{P^2}{2E}$. В качестве энергии E можно взять полную энергию, выделяющуюся в «звезде» (см. § 3, рис. 11); импульс P равен векторной сумме импульсов всех протонов, нейтронов и оставшегося ядра. При определении P считается, что импульс всех нейтронов равен импульсу всех протонов, а скорость оставшегося ядра такая же, как результирующая скорость всех протонов. Проведённое таким способом определение массы для большого числа «звёзд» привело к заключению^{8б}, что эта масса порядка массы протона. Однако ошибка такова, что исключить массу мезотрона никак нельзя, даже если считать все сделанные выше допущения оправданными. В действительности же вылет релятивистских частиц, не учитываемых в методе фотопластиков, может очень сильно уменьшить точность расчёта. Кроме того, если бы, например, удалось установить, что $\frac{P^2}{2E} \sim \mu$, где μ — масса мезотрона, то и в этом случае нельзя было бы без дальнейшего утверждать, что на ядро налетает именно мезотрон. Действительно, допустим, что ядром захватывается релятивистская частица (электрон или фотон), энергия которой $E_0 = cP_0$, где P_0 — импульс. Тогда из-

меряемые значения E и P для «звезды» должны равняться $\frac{E}{P} = \frac{E_0}{P_0} = c$; вместе с тем, по предположению, $\frac{P^2}{2E} = \mu$. Отсюда получается равенство $\frac{E}{2c^2} = \mu$, которое, по порядку величины, имеет место для типичных «звёзд» с $E \sim 10^8 \text{ eV}$ ($\frac{E}{2c^2} \sim 10^{-25}$, $\mu \sim 10^{-25}$).

Таким образом, для того чтобы отличить нерелятивистскую генерирующую частицу от релятивистской, нужна относительно большая точность определения E и P , что на опыте достигнуто не было. Поэтому единственный вывод, который мы можем здесь надёжно сделать, состоит в утверждении, что анализ связи между энергией и импульсом в «звёздах» не противоречит предположению о том, что генерирующие частицы являются нейтронами, протонами или мезотронами.

Проведение опытов в камере Вильссона над «звёздами», рождающимися в газе, могло бы, в принципе, позволить определить массу генерирующих частиц вполне надёжно.

Нейтральные частицы, генерирующие большинство «звёзд», могут быть либо нейтронами, либо ещё неизвестными частицами, которые условно можно назвать нейтральными мезотронами. Если генерирующая компонента нейтронная, то средняя энергия нейтронов около 100 MeV и может быть значительно больше (см. рис. 11). С этой точки зрения весьма вероятно, что ионизирующие частицы, образующие «звёзды» с большим энерговыделением, являются протонами. Действительно, потоки нейтронов и протонов должны быть пропорциональны их пробегам; поскольку, далее, релятивистская частица при прохождении атмосферы теряет на ионизацию $2 \cdot 10^9 \text{ eV}^{45}$, ясно, что число протонов и нейтронов с энергией $\gtrsim 10^9$ должно быть примерно одинаково, что находится в качественном согласии с экспериментом¹⁰.

Заряжённые генерирующие частицы не могут быть быстрыми мезотронами, так как рост числа мезотронов с высотой значительно медленнее роста числа «звёзд» (см. §§ 1 и 3). Число медленных мезотронов растёт с высотой весьма быстро^{12, 52}, и вместе с тем отрицательные мезотроны энергично захватываются ядром⁴⁷. Поэтому, казалось бы, медленные мезотроны могут играть значительную роль в образовании «звёзд». Однако захват медленного мезотрона приведёт к энергии возбуждения только в 100 MeV; между тем заряжённые частицы вызывают преимущественно «звёзды» с большим энерговыделением. Вопрос об образовании «звёзд» мезотронами еще нуждается в дальнейшем исследовании, но, тем не менее, нам кажется, что роль медленных заряжённых мезотронов не может быть значительной.

Предположение о том, что генерирующая незаряжённая компонента состоит из нейтральных мезотронов, не имеет под собой никаких экспериментальных оснований. Тем не менее, эта гипотеза заслуживает обсуждения, ибо существование нейтральных мезотронов вероятно из соображений, связанных с теорией ядерных сил. Если нейтральные

мезотроны существуют, то они должны взаимодействовать с ядром и могли бы вызывать ядерные распадения.

Предполагая, что масса этих частиц порядка нескольких сотен электронных масс, мы видим, что большинство «звёзд» могло бы создаваться медленными нейтральными мезотронами; распад этих частиц, если он имеет место, можно установить путём опытов, о которых речь была в § 1.

В пользу предположения о том, что генерирующими частицами являются нейтроны, говорит уже отмечавшаяся возможность непринуждённо связать в этом случае образование «звёзд» с большой энергией с быстрыми протонами. Выяснению природы генерирующей «звезды» компоненты могут способствовать опыты, в которых над камерой Вильсона помещён в одном случае, например, углерод или алюминий, а в другом — парафин или другое водородосодержащее вещество. Появление быстрых протонов отдачи позволит выяснить их эффективность для образования «звёзд»; кроме того, нейтроны и нейтральные мезотроны будут выбивать протоны из парафина по-разному, что можно надеяться установить в результате детального анализа экспериментальных данных.

Представляется возможным оценить поток частиц, генерирующих «звёзды», т. е. интенсивность «генерирующей компоненты». Поглощение этой компоненты определяется формулой (11), т. е. $\sigma \sim 1,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Полное эффективное сечение для образования «звёзд» $\sigma_{зв}$ меньше полного сечения; равенство сечений имеет место, если поглощение вызвано лишь образованием «звёзд» *). Далее, число «звёзд» $N_{зв}$, поток генерирующих частиц S^2 и сечение $\sigma_{зв}$ связаны соотношением

$$N_{зв} = \sigma_{зв} N_g S^2, \quad (15)$$

где N_g — число ядер в см^3 воздуха.

Как ясно из сказанного, $\sigma_{зв} \leq 1,6 \cdot 10^{-25}$ и согласно данным § 3 $N_{зв} > 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{звёзд}}{\text{см}^3 \text{ день}}$ [см. (12)]. Отсюда на высоте 3400 м:

$$S_{3400}^2 > 0,3 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \text{ мин}}. \quad (16)$$

Поскольку поток частиц жёсткой компоненты на этой высоте равен $S_{3400}^{жс} = 2 \frac{\text{частицы}}{\text{см}^2 \text{ мин}}$, мы видим, что

$$\frac{S_{3400}^2}{S_{3400}^{жс}} > 0,15. \quad (17)$$

Значение (12) меньше полного числа расщеплений в несколько раз и, кроме того, $\sigma_{зв}$ может быть меньше $\sigma \sim 1,6 \cdot 10^{-25}$, так как генерирующая компонента создаёт не только расщепления, но обра-

*) При этом предполагается, что генерирующая частица на всём своём пути создаёт лишь одну «звезду», т. е. после расщепления исчезает или теряет почти всю энергию.

зует также проникающие частицы (см. ниже). Поэтому, повидимому, отношение $\frac{S_{3400}^z}{S_{3400}^{ж}}$ порядка единицы. На высоте, где давление равно 0,2 атм, интенсивность жёсткой компоненты в ~ 7 раз больше её интенсивности на высоте 3400 м¹; вместе с тем согласно (12) число «звёзд» и S^z в этом случае должно возрасти в 22 раза.

Опыты с камерой Вильсона^{10, 39} находятся в согласии с приведённой оценкой $\frac{S^z}{S^{ж}}$. Так, Хазен¹⁰ на своих снимках наблюдал около 9000 жёстких частиц и 58 «звёзд». Полное число «звёзд», однако, значительно больше, ибо большинство из них образуется в толще свинцовых пластин и не выходит наружу. Поскольку пробег протонов с энергией в 15 MeV равен $R = 0,035$ см Pb, а толщина пластин равна 0,7 см Pb, можно думать, что образуется примерно в 20 раз больше «звёзд», чем выходит*). Фактически, однако, ближе к действительности коэффициент ~ 50 , так как многие частицы имеют энергию > 15 MeV. Полное число «звёзд», равное $58 \cdot 50 \sim 3000$, должно равняться $\sigma_{зв, Pb} N_{Pb} S^z$, где $\sigma_{зв, Pb}$ — сечение для образования звезды на ядре Pb и N_{Pb} — число ядер Pb на пути генерирующей частицы ($N_{Pb} \sim 5 \cdot 10^{22}$). Полагая $\sigma_{зв, Pb} = 2 \cdot 10^{-24}$, мы для S^z получаем значение $3 \cdot 10^4$. За то же время, как уже указано, наблюдалось ~ 9000 жёстких частиц. Далее одна треть звёзд содержала вторичные частицы, и, таким образом, по крайней мере в отношении этих «звёзд» эффективность камеры к жёстким частицам и «звёздам» одинакова (этот аргумент принадлежит В. И. Векслеру). В результате мы видим, что в согласии со сказанным выше $\frac{S_{3000}^z}{S_{3000}^{ж}} \sim 1$. Более подробное обсуждение определения отношения $S^z/S^{ж}$ в опытах Хазена¹⁰ и Поуэлла³⁸ нецелесообразно ввиду целого ряда недостаточно определённых моментов. Здесь важно лишь подчеркнуть, что метод камеры полностью подтверждает оценку¹⁷ и свидетельствует о том, что

$$\frac{S_{3400}^z}{S_{3400}^{ж}} \sim 1. \quad (18)$$

Таким образом, компонента, генерирующая звёзды на высоте 3400 м и в особенности на больших высотах, очень интенсивна и вполне заслуживает названия третьей компоненты космических лучей^{3, 13}. Если эта компонента является протонно-нейтронной, что наиболее вероятно, то число протонов в ней равно примерно $1/3$ (у Хазена

*) У Хазена¹⁰ свинцовые пластины были покрыты тонкими слоями железа, так что наблюдаемые «звёзды» образовывались в железе. Мы не учитываем этого обстоятельства.

43 «звезды» созданы неионизирующими частицами и 9 звёзд — ионизирующими). Протоны при этом должны обладать энергией $> 10^8$ MeV и, следовательно, в основном входить в жёсткую компоненту, составляя её заметный процент. Для внесения в вопрос о количестве и энергии протонов большей ясности необходимы дальнейшие наблюдения.

«Звёзды» и связанные с ними протоны, повидимому, ответственны за ионизационные толчки Гофмана на средних и больших высотах (см. ^{16, 39, 48, 49} и § 1).

Трудно сомневаться в том, что частицы, генерирующие «звёзды», ответственны также за рождение проникающих частиц, наблюдавшееся рядом авторов ^{44, 50–53}. В пользу этой точки зрения говорит то обстоятельство, что в указанных работах проникающие (жёсткие) частицы рождались в большей мере неионизирующей компонентой. Далее, проникающие частицы наблюдались в «звёздах» непосредственно ^{10, 44, 45}. Наконец, высотная зависимость проникающих ливней примерно такая же, как ход частиц, генерирующих «звёзды». Действительно, для проникающих ливней μ в законе $S = S_0 e^{-\mu/\lambda}$ равно примерно 10 атм^{-1} ⁵³, в то время как для «звёзд» $\mu \simeq 7 \text{ атм}^{-1}$. Точность всех измерений такова, что говорить о расхождении здесь, разумеется, не приходится.

Значение $\mu = 10 \text{ атм}^{-1}$ получается также в опытах Алиханова и Алиханьяна ¹³ по поглощению в воде частиц, косвенно обуславливающих различие в показаниях ионизационной камеры и счётчика.

Как ясно из всего изложенного, исследование вопроса о третьей компоненте космических лучей и вызываемых ею эффектах («звёзды», проникающие и мягкие частицы, ливни) является наиболее актуальной проблемой физики космических лучей.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Schein, W. P. Jesse a. E. O. Wollan, *Phys. Rev.*, **59**, 615 (1941).
2. T. Johnson, *Rev. Mod. Phys.*, **10**, 193 (1938).
3. A. Widhalm, *Zs. f. Phys.*, **115**, 481 (1940).
4. W. Heitler, C. F. Powell a. G. E. F. Fertel, *Nature*, **144**, 283 (1939).
5. W. Heitler, C. F. Powell a. H. Heitler, *Nature*, **146**, 65 (1940).
6. S. A. Korff, *Phys. Rev.*, **59**, 949 (1941).
7. C. D. Anderson a. S. H. Neddermeyer, *Phys. Rev.*, **50**, 263 (1936).
8. T. Johnson, J. G. Barry a. R. P. Shutt, *Phys. Rev.*, **57**, 1047 (1940).
9. W. H. Bostick, *Phys. Rev.*, **61**, 557 (1942).
10. C. F. Nielsen a. W. M. Powell, *Phys. Rev.*, **63**, 384 (1943).
11. W. E. Hazen, *Phys. Rev.*, **65**, 67 (1944).
12. H. Wambacher, *Sitzungsberichte d. Acad. Wien*, **149**, 157 (1940).
13. B. Rossi a. K. Greisen, *Phys. Rev.*, **61**, 121 (1942).
14. A. Alichenow a. A. Alichanian, *Journ. of Phys.*, **8**, 62 (1944).
15. N. Dobrotin, *Journ. of Phys.* (в печати).
16. S. Asimov, N. Dobrotin, A. Lubimow, V. Veksler a. G. Zhdanow, *J. of Phys.* (в печати).

16. R. Young, *Phys. Rev.*, **52**, 559 (1937).
 17. E. Schopper, *Naturwiss.*, **25**, 557 (1937).
 18. Н. С. Иванова, *ДАН* (в печати).
 19. V. Veksler, N. Dobrotina a. V. Khvoles, *J. of Phys.*, **9**, 277 (1945).
 20. H. Bethe, S. A. Korff a. G. Placzek, *Phys. Rev.*, **57**, 573 (1940).
 21. C. G. Montgomery a. D. G. Montgomery, *Phys. Rev.*, **56**, 10 (1939).
 22. E. Fünfer, *Zs. f. Phys.*, **III**, 351 (1938).
 23. S. A. Korff, *Rev. Mod. Phys.*, **II**, 211 (1939).
 24. H. V. Halban, M. Madata a. L. Kowarski, *C. R.*, **208**, 572 (1939).
 25. L. H. Rumbaugh a. G. L. Locher, *Phys. Rev.*, **49**, 855, 889 (1936).
 26. E. Bagge, Сборник «*Kosmische Strahlung*», Berlin, стр. 118 (1943).
 27. S. Flügge, там же, стр. 132.
 28. A. Alichanian, A. Alichanow a. S. Nikitin, *J. of Phys.*, **9**, 167 (1945).
 29. А. И. Алиханов и А. И. Алиханян, *УФН.*, **27**, 22 (1945).
А. И. Алиханов, *Изв. АН СССР* (серия физ.), **9**, 135 (1945).
 30. M. M. Shapiro, *Rev. Mod. Phys.*, **13**, 58 (1941).
 31. E. Bagge, *Phys. Zschr.*, **44**, 461 (1943).
 32. M. Blau u. H. Wambacher, *Nature*, **140**, 585 (1937).
 33. A. Filippov, A. Jdanov a. I. Gurevich, *Journ. of Phys.*, **I**, 51 (1939).
 34. А. Жданов, *ДАН*, **22**, 163, **23**, 28 (1939); *ДАН*, **46**, 396 (1945); *Phys. Rev.*, **65**, 202 (1944).
 35. E. M. Schopper a. E. Schopper, *Phys. Zschr.*, **40**, 22 (1939).
 36. G. Stetter u. H. Wambacher, *Phys. Zschr.*, **40**, 702 (1939).
 37. M. M. Shapiro, *Phys. Rev.*, **61**, 115 (1942).
 38. W. M. Powell, *Phys. Rev.*, **61**, 670 (1942).
 39. C. G. Montgomery a. D. D. Montgomery, *Rev. Mod. Phys.*, **II**, 255 (1939).
 40. E. Bagge, *Ann. d. Phys.*, **35**, 118 (1939).
 41. W. Heitler, *Phys. Rev.*, **54**, 873 (1938).
 42. L. Rosenfeld, *Nature*, **156**, 141 (1945).
 43. E. Bagge, *Ann. d. Phys.*, **33**, 383 (1938).
 44. A. Klemm u. W. Heisenberg, Сборник «*Kosmische Strahlung*», Berlin, стр. 54 (1943).
 45. В. Гейзенберг и Г. Эйлер, *УФН*, **21**, 261 (1939).
 46. D. B. Hall, *Phys. Rev.*, **66**, 320 (1944).
 47. M. Conversi, E. Pancini a. O. Piccioni, *Phys. Rev.*, **68**, 232 (1945).
 48. А. Мигдал, *ЖЭТФ*, **15**, 313 (1945).
 49. Д. В. Скобельцын, *ДАН*, **44**, 203 (1944).
 50. M. Schein, W. P. Jesse a. E. O. Wollan, *Phys. Rev.*, **57**, 847 (1940).
 51. M. Schein, E. O. Wollan a. G. Grotzinger, *Phys. Rev.*, **58**, 1027 (1940).
 52. B. Rossi a. V. H. Regener, *Phys. Rev.*, **58**, 237 (1940).
 53. L. Janossy, *Proc. Roy. Soc.*, **183**, 190 (1944).
 54. L. Leprince-Ringuet, M. Lheritier et R. Richard-Foy, *C. R.*, **221**, 406 (1945).
 55. А. Жданов, *Известия АН СССР* (серия физ.), **4**, 266 (1940).
-