

К ТЕОРИИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ<sup>1</sup>

В. Гейзенберг и Г. Эйлер

## IV. СПЕКТР И ПОГЛОЩЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

17. Основные экспериментальные данные (ср. МЗ, S<sup>6</sup>)

При феноменологическом описании космических лучей удобно, следуя Оже, различать жесткую и мягкую компоненты. При этом под «жесткой компонентой» подразумевается та часть ионизирующих лучей, которая проходит более чем через 10-сантиметровый слой Pb, под «мягкой компонентой» — та часть, которая поглощается в 10 см Pb<sup>A5, A6</sup>.

Это отличие подсказывается экспериментами с совпадениями, схема которых изображена на рис. 9 (вверху). На рис. 9 представлено число совпадений счетчиков, помещенных на одной прямой, как функция толщины слоя свинца, помещенного между счетчиками. Из рис. 9 видно, что частота совпадений сильно уменьшается в первых 10 см Pb, после чего происходит медленное спадение кривой поглощения. Две ветви кривой поглощения можно интерпретировать как результат действия двух компонент излучения, одна из которых поглощается в тонком слое, тогда как на вторую свинец влияет слабо.

Из анализа фотографий следов частиц в камере, проведенного в вводной главе, следует, что мягкая компонента состоит из электронов и позитронов, которые уже в первом сантиметре свинца претерпевают превращения и поглощаются; жесткая же компонента

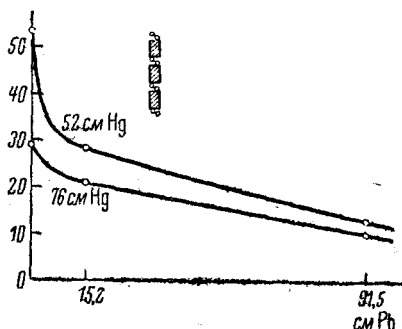


Рис. 9. Абсорбция поглощений в свинце по Вудварду и Стриту. Абсцисса: толщина абсорбера. Ордината: частота совпадений по измерениям Вудварда и Стрита на двух различных высотах, соответствующих 52 и 76 см Hg

<sup>1</sup>) См. Успехи физич. наук, XXI, 130, 1939.

состоит из тяжелых электронов, т. е. частиц с массой порядка 100—200 электронных масс.

Вопрос о том, входят ли в состав жесткой компоненты в существенно большем количестве протоны и другие тяжелые частицы с импульсом, большим  $10^9$  eV, до сих пор не решен.

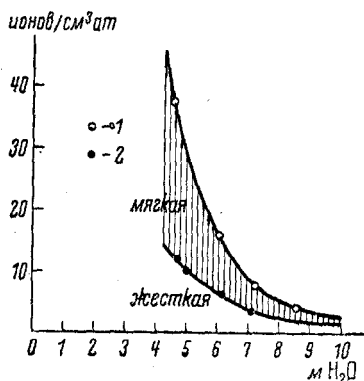


Рис. 10. Проникающая и мягкая компоненты в нижних слоях атмосферы по Боуэну, Милликену и Нигеру (Phys. Rev., 46, 645, 1934). Абсцисса: толщина атмосферы в метрах воды. Ордината: ионизация без панциря 1 и с панцирем в 10 см Рb 2 по измерениям Милликена (в Калифорнии). Заштрихованная область — мягкая компонента

интенсивности с высотой показано на рис. 11 и 12.

Рис. 11 представляет кривую совпадений, полученную Пфотцером при помощи счетчиков, поднимавшихся на воздушных шарах P1. Вертикальная интенсивность сперва возрастает, на высоте, соответствующей 50 см Hg, достигает вдвое большего значения, чем на поверхности земли, и, наконец, достигает в стратосфере

Мы пока будем считать, что жесткая компонента состоит, главным образом, из тяжелых электронов и, проверим следствия, вытекающие из этого предположения. Доля мягкой компоненты в полном количестве ионизирующих частиц на уровне моря составляет около 30%, как видно из кривых на рис. 9. По измерениям Оже и его сотрудников, доля мягкой компоненты падает до 15% под полуметровым слоем воды и до 7% на глубине 8 м под землей и возрастает до 50% на высоте, соответствующей 50 см Hg A5. Из измерений ионизации, проведенных Боуеном, Милликеном и Нигером (рис. 10), следует, что на больших высотах над поверхностью земли отношение мягкой компоненты к жесткой продолжает сперва медленно, а потом быстрее возрастать. Изменение полной

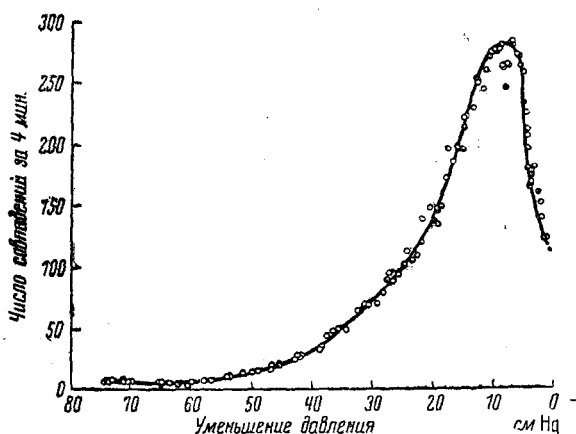


Рис. 11. Вертикальная интенсивность космических лучей в атмосфере по Пфотцеру (Z. Physik, 102, 23, 1936). Абсцисса: толщина атмосферы в сантиметрах Hg. Ордината: число совпадений

максимума, превышающего примерно в 40 раз интенсивность на уровне моря. В еще более высоких слоях атмосферы, соответствующих давлению, меньшему 8 мм Hg, число совпадений снова уменьшается.

Рис. 12 представляет число совпадений в Боденском озере по Эмерту<sup>Е1</sup>. Оказывается, что здесь интенсивность спадает гораздо медленнее на 1 г/см<sup>2</sup>, чем в атмосфере. Закон спадания интенсивности с глубиной  $T$  может быть представлен степенной функцией  $T^{-\gamma}$ , где показатель  $\gamma$ , по Эмерту, на глубине, большей 50 м воды, равен 1,87<sup>Е1, W1</sup>.

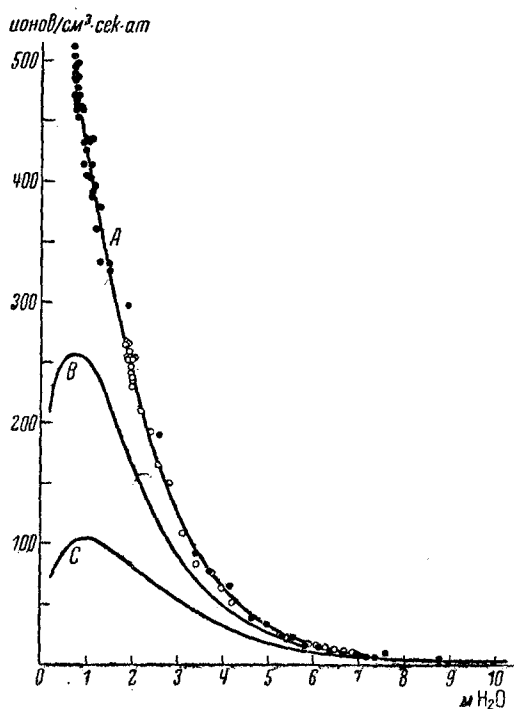


Рис. 13. Ионизация в атмосфере на трех различных широтах по измерениям Боуена, Милликена и Нигера (Physic. Rev., 52, 80, 1937). 1A — Ситль Фордней 50° N, 2A — Кепнер Стивенс Андерсон, 3B — Форт Сам Хоустон 38,5° N, C — Мадрас 3°

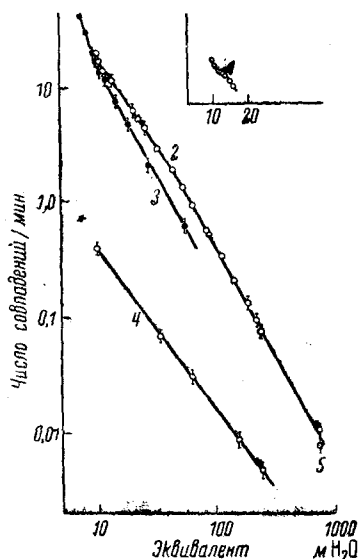


Рис. 12. Вертикальная интенсивность в Боденском озере по Эмерту (Z. Physik, 106, 751, 1937). Абсцисса: глубина в метрах воды от границы атмосферы (в логарифмической шкале). Ордината: число совпадений (в логарифмической шкале). Самая нижняя точка измерений BF взята из измерений Барноти и Форро в шахте. 1 — в железе, 2 — в воде, 3 — в воздухе была снята Эмертом при помощи косых совпадений, 4 — ливни

Из измерений ионизации, т. е. измерений интенсивности лучей, идущих во всех направлениях, получается несколько большее отношение интенсивности в стратосфере к интенсивности в Боденском озере, чем для вертикальных совпадений, как видно из верхней кривой на рис. 13. Вертикальная интенсивность и ионизация

могут быть пересчитаны одна в другую, по Гроссу<sup>67</sup>, при помощи нескольких упрощающих предположений о поглощении косых лучей в атмосфере (ср. P<sup>1</sup>).

Из интеграла от ионизации по атмосфере получается полная энергия, приходящая из мирового пространства<sup>B18</sup>. Эта энергия будет в конце концов затрачиваться на образование ионов, когда она проникнет достаточно глубоко в атмосферу. Регенер<sup>R1</sup> нашел для полной ионизации цифру в  $6,1 \cdot 10^9$  пар ионов в 1 мин. на  $1 \text{ см}^2$ , что соответствует (§ 9) потоку энергии  $1,9 \cdot 10^{11} \text{ eV/мин} \cdot \text{см}^2$ . Боуен, Милликен и Нигер<sup>B18</sup> приводят другое значение для потока энергии —  $1,7 \cdot 10^{11} \text{ eV/мин} \cdot \text{см}^2$ . Мы сравним распределение интенсивности по глубине со спектральным распределением интенсивности по различным энергиям.

На рис. 16 показан спектр проникающих частиц на уровне моря по Блекетту<sup>B12</sup> (ср. также K<sup>4</sup>, V<sup>12</sup>, H<sup>10</sup>, A<sup>2</sup>). По абсциссе отложены значения импульса  $H\rho$ , по ординате — частота появления частиц в данном интервале импульсов. Из этой кривой полную энергию проникающих частиц на уровне моря можно оценить в  $6 \cdot 10^9 \text{ eV/мин} \cdot \text{см}^2$ .

## 18. Качественное теоретическое обсуждение

Ход вертикальной интенсивности в верхних слоях атмосферы можно понять, исходя из каскадной теории ливней, если предположить, что на поверхность земной атмосферы падают из мирового пространства электроны или фотоны<sup>B5, C1</sup>. Эти электроны мультиплицируются в самых верхних слоях атмосферы. В более глубоких слоях атмосферы происходит абсорбция частиц из-за раздробления первоначальной энергии. Таким образом образуется кривая интенсивности в атмосфере (рис. 11), которая имеет вид, сходный с видом кривых каскадной теории ливней (рис. 7).

Так как универсальная длина ( $l=1$ ) (табл. 2) в воздухе (275 м воздуха при нормальных условиях) соответствует разности давлений в 2,6 см Hg или 0,34 м воды, то изменение интенсивности по порядку величины должно всегда происходить на участках, соответствующих нескольким сантиметрам ртутного столба.

Из положения максимума при 8 см Hg ( $l \approx 3$ ) следует на основании рис. 7 и табл. 14, что средняя начальная энергия составляет около  $10^9 \text{ eV}$ . Более точное сравнение излучения в верхних слоях атмосферы с каскадной теорией ливней будет проведено в § 19. При этом окажется, что хотя в верхних слоях атмосферы образование каскадных ливней можно приписать электронам, наличие электронов в нижних слоях атмосферы обусловлено другим процессом, связанным с проникающей компонентой.

При рассмотрении проникающей компоненты мы будем исходить из теории Юкавы (гл. III). Согласно этой теории, тяжелые электроны неустойчивы, т. е. они могут распадаться в пустом пространстве. Мы должны поэтому предположить, что они не могут существовать в мировом пространстве долгое время и что тяжелые

электроны, которые мы находим у поверхности земли, сперва образуются в атмосфере мягкой компонентой  $W^3, B^{18}$ .

Хотя возникновение проникающих частиц еще не доказано опытами с воздушными шарами (в этом случае в самых верхних слоях атмосферы должно наблюдаться уменьшение интенсивности проникающих частиц), однако образование проникающих частиц следует считать возможным  $B^{18}$  на основании того факта, что энергия, содержащаяся в проникающей компоненте на земле,  $6 \cdot 10^9$   $eV/мин \cdot см^2$  мала по сравнению с полной энергией  $2 \cdot 10^{11}$   $eV/мин \cdot см^2$ , которая падает на границу атмосферы<sup>1)</sup>.

Теоретическая возможность создания тяжелых электронов в атмосфере обусловлена, в рамках теории Юкавы, процессом, обратным процессу, рассмотренному в § 15: фотон с большой энергией при столкновении с тяжелой частицей может образовывать один или несколько тяжелых электронов  $W^3, B^{18}$ . Однако ход этого процесса в области больших энергий не может быть вычислен из-за ограниченности современной теории. Поэтому мы будем рассматривать здесь возникновение тяжелых частиц полуэмпирически.

Мы будем ожидать, что тяжелые электроны чаще всего создаются в стратосфере, так как здесь имеется наибольшая интенсивность мягкой компоненты. Поэтому мы сделаем несколько схематизированное предположение о том, что спектр тяжелых частиц, который зависит от энергии приблизительно таким же образом, как и спектр электронов, возникает вблизи максимума ионизации ( $\sim 8$   $см Hg$ ). Является ли это простое допущение справедливым, мы проверим позднее по ходу блеккетовского спектра у поверхности земли. Этот спектр тяжелых электронов будет претерпевать при прохождении через атмосферу и слой земли следующие изменения.

Во-первых, тяжелые электроны будут тормозиться из-за ионизации. Поэтому, из теории ионизации может быть получен, в известном приближении, закон поглощения проникающих частиц (§ 20).

Во-вторых, тяжелые электроны будут спонтанно распадаться на электроны и нейтрино. Оказывается, что этот процесс вносит значительную долю в поглощение проникающей компоненты и что создающиеся при этом электроны составляют существенную часть мягкого излучения в нижних слоях атмосферы. Интенсивность последнего позволяет оценить постоянную распада в теории Юкавы (§ 21).

В-третьих, при столкновении с ядрами тяжелые частицы могут вызывать процессы, рассмотренные в § 15. Как показывает анализ экспериментального материала, возникающее при этих процессах мягкое излучение будет, в первую очередь, наблюдаться вместе с ионизационными ливнями под водой, тогда как в нижних слоях атмосферы оно отступает на второй план по сравнению с электронами, образующимися при спонтанном распаде.

---

<sup>1)</sup> Замечания Блеккета.

### 19. Каскадный спектр электронов в верхних слоях атмосферы. Широтный эффект

При более точном обсуждении каскадного излучения мы исходим из измерений ионизации на различных широтах, которые были проведены Боуеном, Миллиkenом и Нигером<sup>B17</sup>. Результаты этих измерений приведены на рис. 13. Большое отличие интенсивности в стратосфере на различных широтах можно объяснить, по Штермеру<sup>S13, S14</sup>, Ламетри и Валларта<sup>L1</sup>, если предположить, что излучение, приходящее из мирового пространства, содержит значительное количество заряженных частиц.

Заряженные частицы могут преодолеть магнитное поле земли на геомагнитной широте  $\varphi$  только тогда, когда их импульс больше некоторого значения, характерного для каждой широты<sup>S13</sup>:

$$pc = E_{\varphi} = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ eV} \cdot \cos^4 \varphi$$

| $\varphi$     | 0   | 20  | 40   | 50   | 80     | 90°                          |
|---------------|-----|-----|------|------|--------|------------------------------|
| $E_{\varphi}$ | 1,9 | 1,5 | 0,65 | 0,12 | 0,0017 | $0 \cdot 10^{10} \text{ eV}$ |

(39)

При этом предполагается, что заряд частицы равен элементарному заряду.

Таким образом данной высоты на экваторе может достигнуть меньше электронов, чем на высоких широтах. Поэтому максимум ионизации на экваторе ниже, чем на полярных областях. Далее, средняя энергия приходящих частиц на экваторе больше, чем в полярных областях. Поэтому пологий максимум ионизации на экваторе наступает при большей толщине эквивалентного слоя воды, чем на высоких широтах<sup>H7, N3</sup>. Согласно (39), мы должны понимать не зависящую от широты часть ионизации, т. е. разность кривых для различных широт  $53-38^\circ$ ,  $38-3^\circ$ , как результат действия электронов в узком интервале энергии

$$2,5 \cdot 10^9 \text{ eV} < E < 6,7 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

$$6,7 \cdot 10^9 \text{ eV} < E < 17 \cdot 10^9 \text{ eV},$$

иными словами, как результат действия электронов с почти определенной энергией<sup>B18</sup>:

$$E \approx 4 \cdot 10^9 \text{ eV}, \quad E \approx 10^{10} \text{ eV}. \quad (39a)$$

С другой стороны, каскадная теория ливней дает (рис. 7) ход интенсивности, создаваемой электронами этих энергий,  $u = 3,3$ ;  $u = 4,2$  в атмосфере (рис. 7).

Сравнение экспериментального и теоретического хода широтного эффекта приведено на рис. 14, который заимствован из работы Боуена, Милликена и Нигера<sup>B18</sup>. Мы видим, что в верхних слоях атмосферы ход измеренной кривой согласуется с кривой каскадной теории ливней, если отвлечься от небольшого несовпадения

положения максимума<sup>№7</sup>, обусловленного выбором среднего значения (39a). Напротив, в нижних слоях атмосферы интенсивность по каскадной теории ливней значительно меньше истинной интенсивности мягкой компоненты, которая, по Оже и Лепринц-Риге<sup>А7</sup>, на всех широтах одинакова и составляет на уровне моря около  $1/3$  полной интенсивности.

Отсюда необходимо заключить, что электроны в нижних слоях атмосферы представляют вторичное образование проникающей компоненты в<sup>18 1)</sup>. К этому же результату мы придем позднее, исходя из высотной зависимости толчков Гофмана (§ 23).

Рассмотрим теперь эффекты, вызываемые электронами с энергией, превышающей магнитную граничную энергию  $E_{\phi}$ . Вопрос этот был рассмотрен Нордгеймом<sup>№6</sup>,<sup>№7</sup> и Гейтлером<sup>№7</sup>. Для этого мы предположим, что из мирового пространства приходят электроны, энергетический спектр которых имеет вид

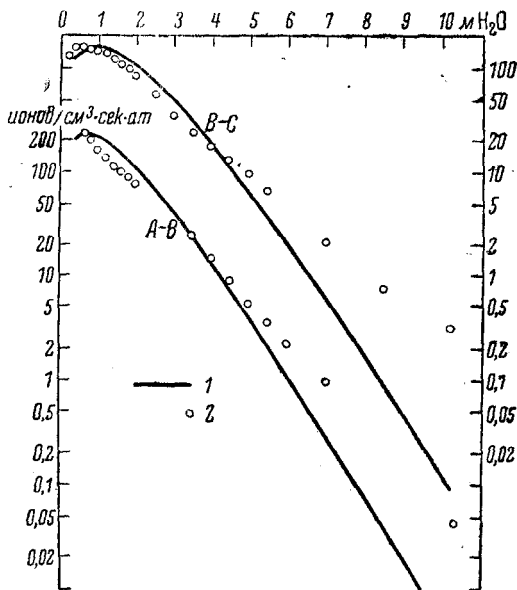


Рис. 14. Сравнение ионизации, создаваемой частью космических лучей, зависящей от широты, с каскадной теорией по Боуену, Милликену и Нигеру (Phys. Rev., 52, 80, 1937). Разность кривых рис. 13 в логарифмической шкале. 1 — по каскадной теории. 2 — измерения, B—C — Форт Сам Хаустон — Мадрас  $E_0 = 10^{10}$  eV. A—B — Ситль Фордней — Форт Сам Хаустон:  $E_0 = 4 \cdot 10^9$  eV

$$F_1(E', 0) = I_0 \left( \frac{10^8 \text{ eV}}{E'} \right)^\gamma \quad (40)$$

для энергии большей  $E'$ . Постоянные  $\gamma$  и  $I_0$  должны сперва остаться неопределенными. Тогда нас интересует спектр  $F_1(E, l)$ , который устанавливается на глубине  $l$  под границей атмосферы, в частности, на уровне моря ( $l = 29$ ).

Как показал Нордгейм<sup>№6</sup>, в глубоких слоях ( $l \geq 15$ ) вид спектра  $F_1(E, l)$  снова представляется степенным законом (40). Интен-

<sup>1)</sup> Это вытекает еще более ясно из рис. 14, если учесть преобразование Гросса (§ 17).

сивность спектра  $F_1(E, l)$  будет экспоненциально убывать в атмосфере, причем экспонент тем больше, чем больше степень  $\gamma$ . Тогда, согласно § 10:

$$F_1(E, l) = \int_{E' = E_\varphi \text{ при } E < E_\varphi, \atop E' = E \text{ при } E > E_\varphi}^{\infty} z \left( l, \ln \frac{E'}{E} \right) \frac{-\partial F_1(E', 0)}{\partial E'} dE', \quad (E \geq E_j)$$

или, так как  $\frac{E'}{E} = e^{y'}$ , при помощи (40) получаем

$$F_1(E, l) = I_0 \left( \frac{10^8 \text{eV}}{E} \right)^\gamma \int_{y' = \ln \frac{E_\varphi}{E} \text{ при } E < E_\varphi, \atop y' = 0 \text{ при } E > E_\varphi}^{\infty} z(l, y') e^{-\gamma y'} dy'.$$

При больших  $l$  значение интеграла почти не зависит от  $E$  и, следовательно, от широты  $\varphi$ , и он, согласно (19), экспоненциально убывает с  $l$ ; численный расчет дает:

$$F_1(E, l) \approx 4I_0 \left( \frac{10^8 \text{eV}}{E} \right)^\gamma e^{-f(\gamma) \cdot (l-10)}, \quad (41)$$

где

$$f(\gamma) \approx 0,36 \sqrt{\gamma - 1} \quad ; \quad (\gamma \lesssim 5).$$

По более точным вычислениям Нордгейма при  $l \rightarrow \infty$ :

$$f(\gamma) = \frac{4}{3} - \frac{1}{\gamma + 1} - \sqrt{\left( \frac{2}{3} - \frac{1}{1 + \gamma} \right)^2 + \frac{4}{3(\gamma + 1)\gamma}}. \quad (42)$$

Вычисление интенсивности при тонких слоях приводит к максимуму, лежащему в наших широтах (при  $\gamma = 1,5 - 2,5$ ) при  $l = 3 - 4$ . Интенсивность в максимуме  $I_1 \sim 4I_0^{\text{Н7, Н8}}$ . Постоянная  $I_1$  может быть взята из измерений Пфотцера в стратосфере:

$$4I_0 \approx I_1 \approx 40 / \text{мин} \cdot \text{см}^2.$$

Труднее определить постоянную  $\gamma$ . Из того условия, что интенсивность каскадного спектра на поверхности земли ( $l = 29$ ) должна быть не больше, чем истинная интенсивность мягкой компоненты (электронов) ( $\sim \frac{1}{2} / \text{мин} \cdot \text{см}^2$ ), получается сперва нижний предел экспонента:  $\gamma > 1,3$ .

Дальнейшие данные для оценки  $\gamma$  могут быть получены из широтного эффекта. Если предположить, что спектр частиц, **приходящий** из мирового пространства, состоит, главным образом, из

электронов и позитронов и лишь относительно небольшого количества фотонов, то для приносимой ими энергии мы получаем

$$\int_{E_{\varphi}}^{\infty} -\frac{\partial F_1}{\partial E} E dE, \quad \text{или, по (40),} \quad \left(\frac{1}{E_{\varphi}}\right)^{\gamma-1},$$

где  $E_{\varphi}$  означает граничную энергию (39).

Из таблицы, составленной Джонсоном<sup>у1</sup> на основании измерений Боуена, Милликена и Нигера, следует, что  $\gamma \approx 1,8$ .

| Широта                                    | 3°                   | 39°                  | 52°                  |
|-------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| Ионы/см <sup>2</sup> /мин . . . . .       | 1,8·10 <sup>9</sup>  | 3,2·10 <sup>9</sup>  | 6·10 <sup>9</sup>    |
| Энергия eV/см <sup>2</sup> /мин . . . . . | 0,6·10 <sup>11</sup> | 1,0·10 <sup>11</sup> | 1,9·10 <sup>11</sup> |
| $E_{\varphi}$ . . . . .                   | 15·10 <sup>9</sup>   | 8·10 <sup>9</sup>    | 2·10 <sup>9</sup>    |

До сих пор предполагалось, что форма первичного спектра, приходящего из мирового пространства, может быть представлена чисто степенным выражением (40). Спектр более общего вида лучше всего рассматривать, разложив его на сумму выражений вида (40)<sup>№6</sup>.

Можно также построить спектр такого вида, чтобы он представлял интенсивность мягкой компоненты во всей атмосфере №7, №7. Однако, как показал Гейтлер №7, такой спектр дает для мягкой компоненты на уровне моря широтный эффект, составляющий меньше 1%, тогда как в действительности, по измерениям Оже и Лепринц-Риге А7, он составляет, для мягкой компоненты около 10%.

Отсюда можно заключить, как и раньше, что электроны, имеющиеся на уровне моря, не могут быть получены из каскадного спектра, а возникают из проникающей компоненты. На рис. 15 представлен ход различных составных частей космического излучения в атмосфере. Сплошная кривая является повторением кривой вертикальной интенсивности как функ-

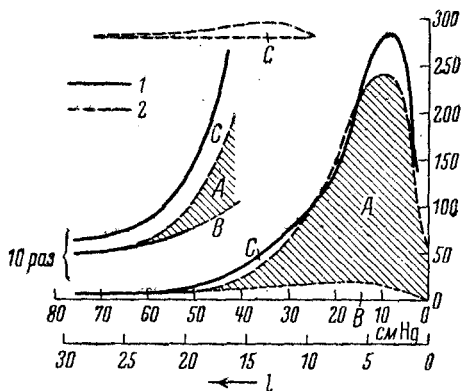


Рис. 15. Разложение космического излучения в атмосфере. 1 — измерения вертикальной интенсивности по Пфотцеру, 2 — экстраполяция проникающей части. А (заштрихованная область) «каскадные электроны», образовавшиеся из электронов, приходящих из мирового пространства путем мультипликации (§ 19,  $\gamma = 1,9$ ). В — тяжелые электроны, образующиеся из А в атмосфере (§ 20). С — электроны распада, возникающие из В (§ 21)

цией компоненты. На рис. 15 представлен ход различных составных частей космического излучения в атмосфере. Сплошная кривая является повторением кривой вертикальной интенсивности как функ-

ции высоты по Пфотцеру (рис. 11). Нижняя пунктирная кривая представляет экстраполяцию той части ее, которую мы можем приписать проникающей компоненте (§ 20). Заштрихованная область А дает теоретическое число каскадных электронов, которые получаются из первичного спектра (40), падающего из земной атмосферы, где  $\gamma = 1,9$ .

Очевидно, что измерения интенсивности в верхних слоях атмосферы очень хорошо представляются этим каскадным спектром. Однако в нижних слоях атмосферы остается еще определенная часть С, которая по вышеуказанным причинам должна иметь другое происхождение. Впервые эта часть космического излучения была замечена в опытах Регенера и его учеников<sup>Р1</sup>. Она будет рассмотрена в § 21.

### • 20. Проникающая компонента

В дальнейшем будет предполагаться, что тяжелые электроны создаются в стратосфере (точнее при 8 см Нг). Распределение тяжелых электронов по энергиям должно быть похоже на распределение по энергии мягкой компоненты. Поэтому распределение тяжелых электронов в стратосфере, имеющих импульс больше  $p$ , должно иметь вид:

$$F_s(p) = I_0 \left( \frac{2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{pc} \right)^{\gamma}. \quad (43)$$

Мы вычислим поглощение такого спектра тяжелых электронов в атмосфере, обусловленное ионизацией и спонтанным распадом. При вычислении ионизации мы будем исходить из формулы (11), согласно которой тяжелый электрон с импульсом  $p$  имеет пробег  $R$ , приблизительно равный:

$$R(p) \approx \frac{\mu c^2}{a} \left( \frac{2 + \left( \frac{p}{\mu c} \right)^2}{\sqrt{1 + \left( \frac{p}{\mu c} \right)^2}} - 2 \right)$$

( $\mu = 160 m$  — массе тяжелого электрона;  $\mu c^2 \sim 8 \cdot 10^7 \text{ eV}$ ).

ТАБЛИЦА 6

|     | Свинец           | Вода           | Воздух                         |
|-----|------------------|----------------|--------------------------------|
| $a$ | $1,2 \cdot 10^7$ | $2 \cdot 10^8$ | $2,5 \cdot 10^8 \text{ eV/cm}$ |

Частица, имевшая первоначально импульс  $p_0$ , после прохождения слоя  $T$  обладает меньшим импульсом  $p$ , который может быть найден из уравнения:

$$T = R(p_0) - R(p),$$

т. е. при  $p_0 \gg 3\mu c$

$$T = \frac{p_0 c - 2\mu c^2}{a} - R(p).$$

При этом спектр (43) после прохождения слоя  $T$  благодаря поглощению превращается в более бедный в отношении энергии спектр частиц с импульсом, превышающим  $p$ :

$$F_s(T, p) = I_0 \left( \frac{a^{-1} \cdot 2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{T + R(p) + \frac{2\mu c^2}{a}} \right)^\gamma \quad (44)$$

(из-за условия  $p_0 > 3 \mu c$  при малых импульсах эта формула пригодна лишь при  $T > \mu c^2/a \sim 40 \text{ см H}_2\text{O}$ ).

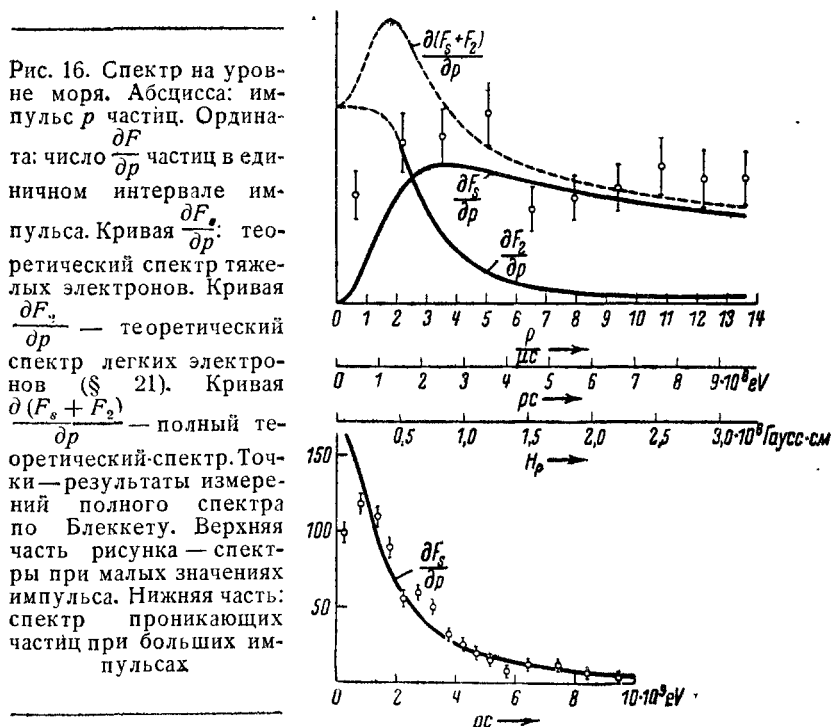


Рис. 16. Спектр на уровне моря. Абсцисса: импульс  $p$  частиц. Ордината: число  $\frac{\partial F}{\partial p}$  частиц в единичном интервале импульса. Кривая  $\frac{\partial F_s}{\partial p}$ : теоретический спектр тяжелых электронов. Кривая  $\frac{\partial F_2}{\partial p}$  — теоретический спектр легких электронов (§ 21). Кривая  $\frac{\partial (F_s + F_2)}{\partial p}$  — полный теоретический спектр. Точки — результаты измерений полного спектра по Блеккету. Верхняя часть рисунка — спектры при малых значениях импульса. Нижняя часть: спектр проникающих частиц при больших импульсах

Этот интегральный спектр проникающих частиц при больших импульсах ( $p > 3 \mu c$ ) спадает как

$$F_s(T, p) \approx I_0 \left( \frac{2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{aT + pc} \right)^\gamma \quad (45)$$

( $aT \approx 2 \cdot 10^9 \text{ eV}$  на уровне моря). Таким образом число тяжелых электронов с импульсом, большим  $p$ , на глубине  $T$  равно числу первоначальных частиц с импульсом, большим  $p$  плюс потерянный на пути  $T$  импульс.

При малых импульсах можно разложить формулу (43) в ряд по  $R(p)$ , и тогда для числа частиц с импульсом, меньшим импульса  $p$ , получим:

$$I_0 \gamma \frac{(2 \cdot 10^9 \text{ eV})}{(aT + 2\mu c^2)^{\gamma+1}} \cdot aR(p). \quad (46)$$

Поскольку длина свободного пробега быстро уменьшается с уменьшением импульса, формула (46) непосредственно объясняет, почему тяжелые электроны с малым импульсом так редко наблюдаются. На рис. 16 представлен ход теоретической кривой для дифференциального спектра при импульсе, меньшем  $pc = 7 \cdot 10^8$  eV.

До сих пор мы рассматривали поглощение проникающих частиц, обусловленное ионизацией, и пренебрегали поглощением из-за их спонтанного распада. Как показывает оценка периода распада тяжелого электрона по Юкаве ( $\tau \sim \frac{1}{2} \cdot 10^{-23}$  сек.; см. § 14), это

пренебрежение допустимо, когда рассматривается поглощение проникающей компоненты в воде или твердых телах. Напротив, в атмосфере спонтанный распад играет существенную роль.

При рассмотрении спонтанного распада мы можем ограничиться спектром при больших импульсах ( $pc > 2 \cdot 10^8$  eV), так как при малых импульсах ( $pc < 2 \cdot 10^8$  eV) спонтанный распад мало изменяет качественный ход (46). При одновременном учете поглощения, обязанного ионизации и спонтанному распаду, для изменения дифференциального спектра

$$f(T, p) = \frac{-\partial F(T, p)}{\partial p}$$

с глубиной  $T$  получим дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial f(T, p)}{\partial T} = \frac{a}{c} \cdot \frac{\partial f(T, p)}{\partial p} - \frac{b}{pT} f(T, p). \quad (47)$$

Здесь  $T$  означает глубину в сантиметрах воды, измеренную от начала атмосферы,  $a$  — потери энергии на 1 см воды (см. табл. 6 на стр. 270).

Вероятность распада на 1 см воды в атмосфере будет тем больше, чем меньше плотность воздуха. Поэтому второй член (47) содержит в знаменателе  $T$  в предположении справедливости барометрической формулы. Величина  $b$  связана с периодом распада  $\tau$  тяжелого электрона формулой

$$b = \frac{\mu}{\tau} \frac{\text{плотность воды. (} T_{\text{ур. моря}} \text{)}}{\text{плотность воздуха на уровне моря}}.$$

Решение дифференциального уравнения (47) имеет вид

$$f(T, p) = g(pc + aT) \left( \frac{pc}{aT} \right)^{\frac{bc}{pc + aT}}, \quad (48)$$

где  $g(pc + aT)$  представляет произвольную функцию от  $pc + aT$ . Она определяется из условия, что в стратосфере, точнее при  $T \approx 100$ ,  $f(T, p)$  должна переходить в дифференциальный спектр, получаемый дифференцированием (43). Тогда для зависимости дифференциального спектра от глубины получаем

$$f(T, p) = \gamma I_0 \frac{(2 \cdot 10^8 \text{ eV})^{\frac{1}{2}} \cdot c}{[pc + a(T - 100)]^{\frac{1}{2} + 1}} \left[ \frac{100 pc}{T[pc + a(T - 100)]} \right]^{\frac{bc}{pc}}. \quad (49)$$

В частности, на уровне моря ( $T \sim 1000$ ) спектр будет иметь вид

$$f(1000, p) = \gamma I_0 \frac{(2 \cdot 10^9 \text{eV})^\gamma \cdot c}{(pc + 900a)^{\gamma+1}} - \left[ \frac{pc}{10(pc + 900a)} \right]^{\frac{bc}{pc+1000a}}. \quad (50)$$

Второй множитель в правой части последней формулы способствует тому, что спектр проникающих частиц спадает медленнее спектра мягкой компоненты. В этом выражается тот факт, что на данном отрезке спонтанный распад происходит чаще при малых значениях импульса, чем при больших. При очень больших энергиях ( $pc \gg 900a \sim 1,8 \cdot 10^9 \text{eV}$ ) спадание спектра снова определяется только показателем  $\gamma$ . Эти выводы подтверждаются измерениями Блеккета <sup>B12</sup>. На рис. 16 (стр. 271) (нижняя часть) теорети-

ческий спектр, вычисленный при значениях  $\gamma = 1,87$ ,  $\frac{bc}{1000a} = 0,37$ , полученных из измерений Эмерта <sup>E1</sup>, о которых речь будет ниже, сравнивается с результатами измерений Блеккета. Теория удовлетворительно передает общий ход спектра, хотя, конечно, не во всех деталях.

Далее, формулы (49) и (50), как заметил Куленкампф <sup>K5</sup>, дают простое объяснение удивительным результатам наблюдений Эмерта <sup>E1, E2</sup> и Куленкампфа <sup>K5</sup>, обнаружившим, что поглощение в воде происходит медленнее, чем в воздухе (рис. 12 на стр. 263). Толщина проходимого слоя воздуха в опытах Эмерта изменялась благодаря тому, что при неизменном месте наблюдения (приблизительно на уровне моря) изменялся угол  $\varphi$ , образуемый падающими лучами с вертикалью. Это достигалось изменением наклона относительно вертикали установки, работавшей на совпадения.

Назовем кажущейся глубиной величину  $T' = \frac{1000}{\cos \varphi}$  и вычислим интенсивность проникающей компоненты, которая регистрируется такой установкой. Для этого следует заменить в уравнении (47)  $a$  на  $\frac{a}{\cos \varphi}$  и  $b$  на  $\frac{b}{\cos \varphi}$ . Тогда получим для распределения интенсивности на уровне моря как функции от  $T'$  следующее выражение:

$$f_{\text{возд.}}(T', p) = \gamma I_0 \frac{(2 \cdot 10^9 \text{eV})^\gamma c}{\left(pc + \frac{9}{10} a T'\right)^{\gamma+1}} - \left[ \frac{pc}{10\left(pc + \frac{9}{10} a T'\right)} \right]^{\frac{bc}{pc \frac{1000}{T'} + 1000a}}. \quad (51)$$

Для изменения интенсивности в воде, где спонтанный распад уже не играет роли на основании (48) ( $b = 0$ ) и (50) следует

$$f_{\text{вода}}(T, p) = \gamma I_0 \frac{(2 \cdot 10^9 \text{eV})^\gamma c}{[pc + a(T-1000)]^{\gamma+1}} - \left[ \frac{pc + a(T-1000)}{10[pc + a(T-1000)]} \right]^{\frac{bc}{pc+aT}}. \quad (52)$$

Интегрируя (51) и (52) по всему спектру, получаем зависимость интенсивности от глубины  $\left(\delta = \frac{bc}{1000a}\right)$

$$F_{s(T', 0)} = \gamma I_0 \left( \frac{2 \cdot 10^9 \text{eV}}{\frac{9}{10} a T'} \right)^\gamma \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^{\gamma+1}} \left[ \frac{u}{10(1+u)} \right]^{1 + \frac{\gamma}{10} u}, \quad (53)$$

$$F_{s(T, 0)} = \gamma I_0 \left( \frac{2 \cdot 10^9 \text{eV}}{a(T-100)} \right)^\gamma \times \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^{\gamma+1}} \left[ \frac{1}{10(1+u)} \left( u + \frac{T-1000}{T-100} \right) \right]^{\frac{5 \cdot 1000}{u(T-100)+T}}. \quad (54)$$

Под очень толстыми слоями выражения для интенсивности находятся в постоянном отношении друг к другу, которое по Эмерту (рис. 12) составляет приблизительно 2:1. При этом убывание интенсивностей с глубиной следует закону  $T'^{-\gamma}$ . Значение постоянной  $\gamma$  по Эмерту  $\gamma \sim 1,87$  находится в хорошем совпадении с тем значением ее, которое было определено в § 19 из других соображений.

Из постоянного значения отношения интенсивностей может быть определена величина  $\delta$  и, следовательно, средний период распада тяжелого электрона. Оказывается, что

$$\delta \sim 0,37; \tau \sim 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (55)$$

Это значение примерно в 5 раз больше, вычисленного из теории Юкавы (§ 14). Принимая во внимание неточность многих деталей в теории Юкавы, в частности неточное значение массы тяжелого электрона, это согласие является удовлетворительным. Следует еще отметить, что эксперименты дают непосредственно отношение периода распада к массе тяжелого электрона. Таким образом изменение значения массы тяжелого электрона влечет за собой соответствующее изменение экспериментального значения распада.

Наконец, сравним еще теоретические формулы для убывания интенсивности с глубиной (49), (54) с измерениями Оже<sup>A5</sup>, который получил несколько более медленное убывание интенсивности, чем Эмерт. Теоретические значения интенсивности вычислены с постоянными  $\gamma$  и  $\delta$ , взятыми из измерений Эмерта. Оказывается, что теория правильно передает соответствующее более медленное убывание интенсивности, однако для более точного представления экспериментов Оже необходимо выбрать несколько меньшее значение  $\gamma$ .

В предшествующих вычислениях спектра проникающих частиц и их поглощения не учитывались процессы, рассмотренные в § 15, существование которых следует из наличия сил, действующих между тяжелыми

частицами и ядрами. Однако из рис. 16 и 14 создается впечатление, что эти ядерные процессы, повидимому, влияют лишь на детали в ходе спектра проникающих частиц. Более точное теоретическое исследование этих эффектов, рассмотренных в § 15, пока еще невозможно.

Проникающая компонента на уровне моря обладает широтным эффектом порядка  $10\%$  <sup>МЗ, СИ</sup>. Тот факт, что этот широтный эффект мал, может рассматриваться как независимый аргумент в пользу предположения об образовании проникающей компоненты — мягкой компонентой: проникающие частицы теряют в атмосфере на ионизацию около  $2 \cdot 10^9$  eV. Если мы будем считать первичные

частицы обладающими энергией  $2 \cdot 10^9$  eV, то следовало бы ожидать наличия широтного эффекта порядка  $100\%$ , так как, хотя в наших широтах все частицы с энергией, большей  $2 \cdot 10^9$  eV, проходят магнитное поле земли, на экваторе его проходят лишь частицы с энергией, большей  $10^{10}$  eV. Однако если рассматривать проникающую компоненту как вторичное образование мягкой компоненты, то необходимо предположить, что наблюдаемые на поверхности земли проникающие частицы создаются фотонами в максимуме интенсивности в стратосфере ( $l \sim 4$ ). Эти фотоны, которые должны иметь энергию, превышающую  $2 \cdot 10^9$  eV, в свою очередь создаются электронами, приходящими из мирового пространства, с энергией, превышающей в среднем  $2 \cdot 10^{10}$  eV (благодаря дроблению энергии в стратосфере). Электроны, летящие из мирового пространства с такой энергией, не будут, однако, возмущаться магнитным полем земли (§ 12). Естественно ожидать, что проникающая компонента слабо зависит от магнитного поля, поскольку за создание проникающей компоненты ответственно мягкое излучение не только в максимуме интенсивности в стратосфере, хотя из-за большой интенсивности мягкого излучения большая часть проникающих частиц создается именно там.

ТАБЛИЦА 7

|              | Г в метрах<br>воды | Интенсивность<br>по Оже | Теоретическое значение<br>интенсивности |
|--------------|--------------------|-------------------------|-----------------------------------------|
| Юнгфрауих    | 6,6                | 108                     | 120                                     |
| Париж . . .  | 10                 | 75                      | 75                                      |
| Подвал . . . | 30                 | 28                      | 17                                      |
| Катакомбы .  | 75                 | 5                       | 3                                       |

## 21 Электроны, образующиеся при распаде тяжелых электронов в нижних слоях атмосферы

Согласно теории Юкавы, проникающая компонента создает вторичное мягкое излучение двояким путем.

Во-первых, проникающие частицы могут спонтанно распадаться на нейтрино и электроны, которые затем мультиплицируются при помощи каскадного механизма. Во-вторых, тяжелые электроны при столкновении с атомными ядрами могут создавать фотоны, которые

вызывают затем в свою очередь, каскадные ливни (§ 15). Электроны, создающиеся из ядерных процессов, будут встречаться почти одинаково часто в воздухе и под большими слоями твердых тел, так как образование и поглощение вторичных частиц происходит приблизительно пропорционально массе вещества (§ 11 γ).

Напротив, электроны, образующиеся в результате спонтанного распада, встречаются в воздухе в значительно большем количестве, чем под водой или под слоями других плотных веществ, так как участок, из которого могут выходить образовавшиеся в воздухе вторичные частицы, геометрически больше, чем соответствующий участок в воде. Очевидно, что на этом большем участке благодаря спонтанному распаду будет создаваться большее количество электронов.

Экспериментальное значение отношения мягкой компоненты к жесткой в воздухе на уровне моря больше, чем под слоем твердого вещества (§ 17). Поэтому мы предположим, что электроны, имеющиеся в нижних слоях атмосферы, которые согласно § 19 представляют вторичное образование жесткой компоненты, создаются, главным образом, благодаря спонтанному распаду. Электроны же, возникающие при ядерных процессах, наряду с ионизационными ливнями становятся заметными под водой или под толстыми слоями плотных веществ.

Вычислим спектр электронов, образовавшихся в результате спонтанного распада:

$$F_2(T, p),$$

находящийся в равновесии со спектром проникающих частиц

$$F_1(T, p)$$

[ $F(T, p)$  = числу частиц на глубине  $T$  от границы атмосферы с импульсом, большим  $p$ ]. Электроны, образовавшиеся из спонтанного распада, мы разделим на две категории: во-первых, это электроны, образовавшиеся в результате распада тяжелых электронов, предварительно остановившихся благодаря ионизации, во-вторых, электроны, возникшие при распаде движущихся тяжелых частиц.

Первые имеют весьма небольшую энергию, меньшую  $4 \cdot 10^7$  eV, так как энергия покоя тяжелой частицы, идущая на образование электрона и нейтрино составляет  $\mu c^2 = 8 \cdot 10^7$  eV. Согласно выводам § 9 и 11 эти электроны имеют пробег порядка  $\frac{\mu c^2}{2a} \approx 20$  г/см<sup>2</sup>. Полное количество таких электронов  $\bar{A}$  поэтому, приблизительно равно, согласно (46)

$$\bar{A} \sim \frac{1}{2} \frac{\mu c^2}{aT} \cdot F_1(T, 0), \quad (56)$$

что составляет на уровне моря около 2% проникающих частиц,

Большое количество электронов может образоваться в результате распада движущихся тяжелых электронов. Согласно § 14, тяжелый электрон с импульсом  $p$  имеет вероятность распада

$$\frac{\mu}{p\tau} \text{ на } 1 \text{ см,}$$

где  $\tau$  означает время жизни тяжелой частицы в той системе отсчета, в которой тяжелая частица покоится.

При распаде проникающей частицы с импульсом  $p$  будет образовываться электрон с компонентой импульса в направлении движения проникающей частицы, равной, в среднем  $\frac{p}{2}$  (§ 14). Этот

электрон, в свою очередь, создаст ливень, содержащий  $z \left( l, \frac{p}{p'} \right)$  электронов с импульсом  $p' > E_j$  после прохождения слоя  $l$ . Здесь  $z$  означает функцию мультипликации (§ 10, 11),  $l$  — толщину слоя вещества в системе единиц, приведенной в табл. 2, которая характеризуется единицами длины  $X_0$  и энергии  $E_j$  в каждом веществе.

Таким образом возникает некоторый энергетический спектр электронов ( $p'c > E_j$ ), находящихся в равновесии со спектром проникающих частиц  $F_s(T, p)$ :

$$F_2(T, p') = \int_{p=2p'}^{\infty} dp \frac{-\partial F_s(T, p)}{\partial p} \int_{l=0}^{\infty} dl z \left( l, \frac{p}{p'} \right) \frac{X_0 \mu c}{\tau c} \frac{1}{p} + A,$$

или, из (17)

$$F_2(T, p') = \frac{\mu c}{2p'} \frac{3}{4} \frac{X_0}{\tau c} F_s(T, 2p') + A. \quad (57)$$

Сперва рассмотрим полную интенсивность, затем спектральное распределение этих электронов распада  $F_2(T, p')$ .

Полное количество электронов будет, по (14а), приближенно равно  $3F_2 \left( T, \frac{E_j}{c} \right)$ . Для полной относительной интенсивности, т. е. для отношения числа электронов к числу проникающих частиц, из (57) и (56) получаем

$$x \approx \frac{3F_2 \left( T, \frac{E_j}{c} \right)}{F_s(T, 0)} \approx \frac{9}{4} \frac{X_0 \mu c^2}{\tau c 2E_j} + \frac{1}{2} \frac{\mu c^2}{aT}. \quad (58)$$

Формула (58) дает, после прибавления ионизационных электронов (§ 12), отношение интенсивности мягкой компоненты к интенсивности жесткой компоненты на уровне моря ( $X_0 = 275 \text{ м}$ )

$$x = \frac{1}{3}.$$

что совпадает с экспериментальным значением этого отношения, если для времени распада  $\tau$  принять:

$$\tau = 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек. (59).}$$

Это определение периода распада тяжелых электронов из интенсивности мягкой компоненты в нижних слоях атмосферы находится приблизительно в согласии с определением периода распада из измерений поглощения по Эмерту (55).

Универсальная длина  $X_0$ , входящая в формулу (58), обуславливает вышеупомянутую зависимость интенсивности электронов распада от удельного объема вещества, в котором устанавливается равновесие с проникающей компонентой. Согласно (58) отношение интенсивности мягкой компоненты (электронов распада) к жесткой возрастает с высотой обратно-пропорционально давлению, что, как будто бы, находится в согласии с результатами измерений, представленными на рис. 10 и 15. Это возрастание продолжается до максимума интенсивности вертикальных совпадений (рис. 11, 15), наблюдавшегося Регенером и его учениками при давлении 30 мм Hg.

Этот максимум должен означать, согласно формуле (48), вступление в игру электронов распада.

Под водой ( $X_0 = 34$  см) или под слоем другого плотного вещества число электронов распада сводится к малой добавке ко второму члену в (58). Таким образом здесь преобладают каскадные ливни Баба, вызываемые электронами ионизации (§ 12) и случайными электронами, возникающими в результате ядерных превращений.

Вид дифференциального спектра электронов распада

$\frac{\partial}{\partial p} F_s(T, p)$ , т. е. числа электронов распада с энергией, лежащей в интервале  $dp$  на уровне моря, изображен на рис. 16. При этом для  $\tau$  принято значение  $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$  сек.<sup>Е7</sup>. Этот спектр при больших энергиях спадает приблизительно на одну степень скорее, чем спектр проникающих частиц. Отношение обоих спектров как функция импульса может быть сравнено с опытом, так как оно определяется средними потерями энергии частицами различных масс, обладающих тем же импульсом  $p$ . Именно, тяжелые частицы претерпевают в тонком слое, вообще говоря, лишь небольшие ионизационные потери.

Напротив потери энергии электронов излучения весьма велики, и по (7) относительные потери не зависят от энергии и составляют 1,72 на 1 см Pb. Поэтому усредненные по частицам относительные потери в тонких слоях составляют

$$1,72 \frac{\partial F_2(p)}{\partial p} \left/ \frac{\partial F_2(p)}{\partial p} + \frac{\partial F_s(p)}{\partial p} \right. \quad (60)$$

на 1 см Pb. Это теоретическое значение относительных потерь на 1 см Pb как функция импульса вычерчено на рис. 3. Легко видеть,

что оно находится в согласии с измерениями Блеккета<sup>B11</sup>. В то время как в тонком слое относительные потери энергии тяжелыми электронами на ионизацию очень малы, они могут быть заметны в толстых слоях. Например, в 2 см слое золота должны застрезать не только электроны, но также и все тяжелые электроны с импульсом, меньшим некоторого значения, составляющего по (11)  $pc = 1,3 \cdot 10^8$  eV. Это значение может случайно благодаря рассеянию или ядерным процессам еще несколько увеличиваться.

Согласно измерениям Блеккета<sup>B11</sup>, через пластинку золота толщиной в 2 см могут проходить все частицы с импульсом, большим  $pc = 2,4 \cdot 10^8$  eV, и все частицы с импульсом, меньшим  $pc = 1,65 \cdot 10^8$  eV, в ней застрезают. Сперва кажется, что эти результаты указывают на наличие индуцированного распада. Однако они могут быть совмещены качественно и с теорией спонтанного распада.

## ГЛАВА V. ВТОРИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ

### 22. Обзор

На основании изложенного в предыдущих параграфах мы должны ожидать, что космические лучи вызывают следующие вторичные эффекты.

Во-первых, мягкая компонента будет создавать каскадные ливни (§ 10, 11). Эти каскадные ливни развиваются в слоях 1—5 см Pb (рис. 8) в зависимости от того, содержат ли они несколько частиц или несколько тысяч частиц. В тяжелых веществах они образуются чаще, чем в легких (§ 11). Характерные для образования каскадных ливней в различных веществах энергии  $E_j$  и длины  $l=1$  приведены в табл. 2.

Во-вторых, под толстыми слоями веществ проникающая компонента будет сопровождаться ионизационными ливнями Бабы (§ 12). Число небольших ионизационных ливней ( $N \lesssim 20$  в Pb,  $N \lesssim 5$  в Al) должно почти не зависеть от вещества; напротив, частота больших ионизационных ливней должна быть большей в более тяжелых веществах В<sup>6</sup>. Если проинтегрировать вычисленную Бабой частоту ионизационных ливней (31) по спектру (45) проникающих частиц, то получим относительное число

$$q(N) = \frac{1}{F(0)} \int_0^{\infty} Q(N, E) \frac{-\partial F(E)}{\partial E} dE$$

ливней, содержащее более  $N$  частиц на одну проникающую частицу:

$$q \sim \frac{0,03}{N} \text{ при } N \ll \frac{aT}{8E_j},$$

$$q \sim \frac{0,03}{N} \left( \frac{aT}{8NE_j} \right)^{\gamma} \text{ при } N \gg \frac{aT}{8E_j}, \quad (61)$$

$aT \approx 2 \cdot 10^9$  eV на уровне моря;  $\gamma$  от 1 до 2 по (50),

В-третьих, мы будем ожидать, что космические лучи образуют взрывные ливни (§ 15). Поскольку эффективный поперечник образования взрывов не очень отличается у различных частиц, на уровне моря будут наблюдаться, преимущественно, те взрывы, которые образуются проникающей компонентой. Действительно, образованию редких взрывов мягкой компонентой будет большей частью препятствовать сильное поглощение благодаря гораздо более частым процессам излучения.

Так как взрыв происходит уже на отдельном ядре, частота взрывных ливней в тонких слоях вещества, независимо от величины ливней, растет с толщиной слоя. Напротив, в случае каскадных ливней, образование которых связано с наличием большого числа ядер, для полного развития ливня требуется тем большая толщина слоя вещества, чем больше размеры самого ливня [ср. формулу (27)]. При больших толщинах интенсивность взрывных ливней будет лишь медленно уменьшаться с возрастанием толщины слоя, что связано со слабым поглощением проникающих частиц, вызывающих взрывы. Наоборот, интенсивность каскадных ливней будет быстро убывать до нуля (рис. 8). Это «насыщение» взрывных процессов наступает при такой толщине слоя, которая соответствует пробегу частиц, образующихся при взрывах (§ 15). Наконец, к ливням, которые образуются на отдельном ядре, будут часто присоединяться ядерные процессы.

### 23. Небольшие ливни (см. G1, M3, G5)

А. Непосредственное решение вопроса о том, существуют ли в действительности вышеописанные процессы образования каскадных ливней, стало возможным последнее время при помощи фотографий в камере Вильсона. Именно, были получены фотографии лучей, которые должны были проходить через несколько поглощающих пластинок, помещенных внутри камеры<sup>78</sup>.

Рис. 17, любезно предоставленный в наше распоряжение Фусселем, представляет типичную картину каскадного ливня: входящая сверху частица учетверяется в первой пластинке в 6 мм толщиной и затем снова учетверяется во второй пластинке той же толщины. Выходящие из второй пластинки 16 частиц затем лишь несколько рассеиваются в тонкой третьей пластинке (толщиной в 0,7 мм). Это последовательное увеличение числа частиц соответствует каскадной теории, если только приписать начальной частице энергию около  $2 \cdot 10^9$  eV (рис. 7).

Следующая фотография (рис. 18), также полученная Фусселем, представляет типичный взрывной ливень. Взрывной характер этого ливня следует, во-первых, из того факта, что образующая ливень частица прошла первую свинцовую пластинку (6 мм толщиной), не вызывая никаких эффектов, и затем создала весь ливень во второй пластинке (тоже 6 мм толщиной). Во-вторых, взрывной характер ливня вытекает из того обстоятельства, что ливень содержит несколько сильно ионизирующих частиц. Эти сильно ионизирующие

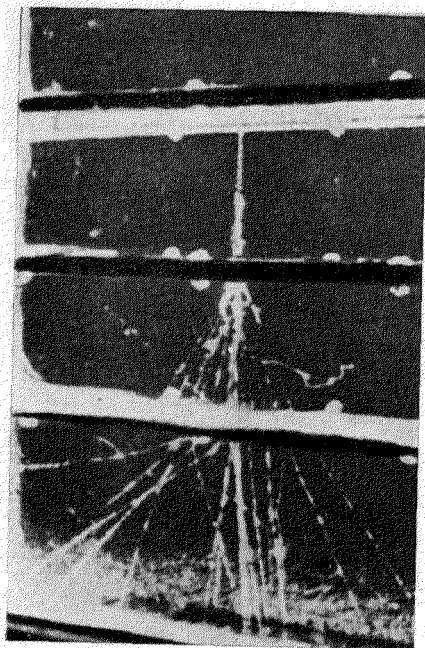


Рис. 17. Каскадный ливень по Фусселю. Толщина пластинок сверху вниз: 6,3, 6,3 и 0,7 мм Pb

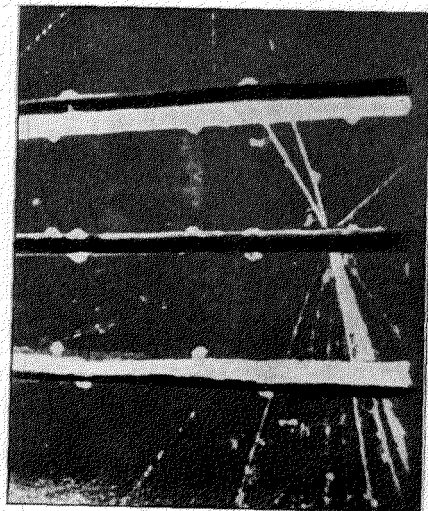


Рис. 18. Взрывной ливень по Фусселю. Поглотители те же, что и на рис. 17

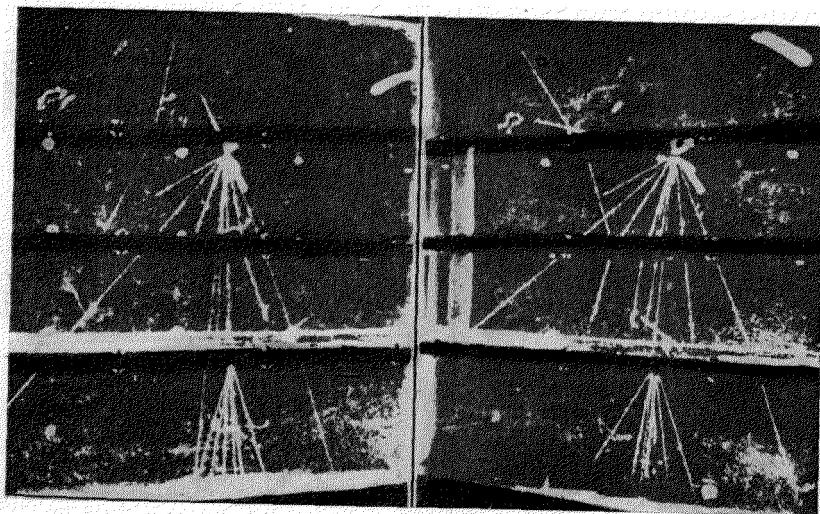


Рис. 18а. Взрывной ливень по Фусселю. Толщина пластинок: 0,7, 6,3 и 6,3 мм Pb (следы частиц для ясности подретушированы)

частицы могут быть или протонами, которые выбрасываются с поверхности пластинки в результате «испарения» из ядер при вторичных ядерных реакциях, вызываемых ливнем, или они представляют медленные тяжелые электроны, которые непосредственно образуются во взрывном ливне. Вопрос о том, состоит ли взрывной ливень целиком из тяжелых электронов, не может быть разрешен при помощи фотографии, приведенной на рис. 18.

Для разрешения этого вопроса необходимо иметь такие фотографии, на которых все ливневые частицы проходят еще через одну пластинку свинца толщиной в несколько миллиметров. Тогда будет видно, образуют ли ливневые частицы дальнейшие каскады, т. е. являются ли они электронами, или, напротив, все они проходят через поглотитель, не вызывая новых ливней, как это следует ожидать от тяжелых электронов.

В пользу последнего предположения говорит фотография, приведенная на рис. 18а, также полученная Фусселем. Ливень, представленный на этой фотографии, также должен быть взрывным, так как он содержит несколько сильно ионизирующих частиц и возникает в пластинке свинца толщиной всего в 0,7 мм, в которой образование каскадного ливня весьма мало вероятно. При этом, однако, кажется, что большинство ливневых частиц представляет, тяжелые электроны, так как большая часть их проходит через следующую пластинку толщиной в 6 мм и лишь одна частица создает каскадный ливень.

Из 900 фотографий, представлявших каскадные ливни, лишь на трех Фусселю<sup>F8</sup> удалось обнаружить взрывные ливни. Трумпи<sup>T3</sup> было установлено, во всяком случае, преобладание каскадных ливней. Это соотношение указывает на то, что большая часть малых ливней из свинца представляет каскадные ливни. Это становится понятным, если вспомнить, что каждый электрон или фотон в слое свинца в несколько миллиметров создает ливень, тогда как проникающие частицы обладают весьма малым эффективным поперечником образования взрывных ливней.

В. Статистическое изучение малых ливней возможно на основании изучения совпадений по методу Росси ( $R\frac{3}{4}$ ; ср. G1.M3), т. е. по наблюдениям одновременных отбросов нескольких счетчиков, образующих треугольник, вызываемых проходящими через них частицами ливня. Частота таких совпадений как функция толщины слоя, в котором развивается ливень, по измерениям Моргана и Нильсена<sup>M6</sup> в свинце и железе приведена на рис. 19. Частота совпадений сперва возрастает до максимума, который наступает при 1,5 см Pb ( $l=4$ ) и, соответственно, 4,5 см Fe ( $l=3$ ). После максимума кривая совпадений спадает до некоторого значения, которое затем уже мало изменяется с растущей толщиной слоя. В дальнейшем следует показать, что совпадения в схеме Росси в максимуме вызываются каскадными ливнями и что при больших толщинах вещества они возникают главным образом из-за ионизационных ливней Баба и, вероятно, лишь в незначительной части из-за процессов, родственных взрывным ливням.

Экспериментальное разделение чисто каскадных ливней от ливней, которые содержат более проникающие вторичные частицы, было проведено Швеглером<sup>82</sup>. Швеглер сравнил число обычных совпадений в схеме Росси с числом совпадений в той же схеме, но когда между счетчиками помещался свинцовый блок в 10 см толщиной (нижняя кривая на рис. 20). При этом оказывается, что все совпадения, происходящие под толстыми слоями вещества над счетчиками, сохраняются также и при помещении 10-сантиметрового свинцового блока между счетчиками. Так как ход числа совпадений при

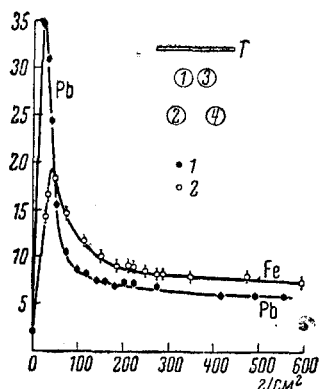


Рис. 19. Совпадения в схеме Росси по Моргану и Нильсену (Phys. Rev., 52, 564, 1937). Абсцисса: толщина ливнеобразующего слоя в граммах на квадратный сантиметр. Ордината: число совпадений в 1 сек. 1 — свинец, 2 — железо

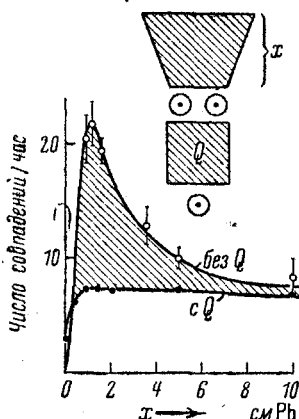


Рис. 20. Экспериментальное отделение каскадных ливней от остальных ливней по Швеглеру (Z. Physik, 96, 62, 1935). Абсцисса: толщина слоя свинца над счетчиками. Ордината: частота совпадений. Верхняя кривая — без свинцового поглотителя Q между счетчиками. Нижняя кривая — со свинцовым поглотителем Q толщиной в 10 см. Заштриховано — часть, соответствующая каскадным ливням

помещении 10-сантиметрового блока Pb между счетчиками как функции толщины слоя свинца над счетчиками, в котором образуются ливни, имеет характер кривой ионизационных ливней Баба, мы будем приписывать преобладающую часть совпадений в схеме Росси под большими толщами свинца ионизационным ливням, которые создаются проникающими частицами. Правда, известную часть совпадений под толстыми слоями необходимо отнести за счет других процессов, как это следует из новых измерений Шмейзера и Боте<sup>81</sup>, которые будут рассмотрены в § 24.

Разность измерений Швеглера без и со свинцовым блоком (заштрихована на рис. 20), т. е. преобладающая часть совпадений в слоях меньше 5 см Pb, имеет вид, указывающий на каскадное

происхождение (рис. 8), что получается на основании следующих, в высшей степени убедительных соображений:

а) Зависимость от материала отклоняется от хода, пропорционального массе в смысле табл. 2. Это обстоятельство приводилось Гейгером и Фюнфером еще до создания каскадной теории как аргумент в пользу того, что эти ливни возникают благодаря торжеству излучения и образованию пар  $G_3, G_4$ .

б) Из опытов Гейгера  $G_5$  с большим числом счетчиков вытекает, что ливни из свинца больше, чем ливни из алюминия. Это можно понять, исходя из каскадной теории, поскольку мультипликация в свинце продолжается вплоть до энергий  $10^7$  eV, тогда как в алюминии она прекращается вследствие ионизации при энергии  $6 \cdot 10^7$  eV (табл. 2).

с) Если исходить из каскадной теории, то станут понятными результаты, полученные Чу Чин Шаном  $H^{14}$  при измерении поглощения. Именно, он обнаружил, что ливневые частицы из алюминия обладают большей энергией, чем ливневые частицы из свинца.

Экспериментальное нахождение количественного значения частоты  $H(N, l)$  ливней с числом частиц, большим  $N = 2, 3, 4 \dots$ , как функции толщины слоя  $l$ , которая легко вычисляется теоретически, при небольших величинах ливней ( $N < 10$ ), пока еще невозможно. В настоящее время возможно нахождение количественных значений следующих величин: частота  $n$ -кратных совпадений в различных схемах. Отсюда можно найти вероятность отсчета (Anspruchswahrscheinlichkeit  $G_5, G_2$ ) счетчика в определенной схеме, т. е. относительное число случаев, в которых этот счетчик отсчитывает одновременно с группой других счетчиков. Из этой вероятности можно заключить о средней величине ливня, а по частоте совпадений можно заключить о частоте «среднего ливня», величина которого изменяется с толщиной слоя. Арлей  $A^8$  рассмотрел эксперименты с совпадениями, исходя из предположения, что частота двукратных совпадений равна частоте ливней, содержащих более двух частиц. Оказалось, что в общем имеет место количественное согласие с каскадной теорией в смысле рис. 20. Более точное рассмотрение возможно на основании идеи Гейгера о «вероятности отсчета».

Штулингер  $S^{14}$  при помощи пропорциональных счетчиков измерил распределение ливней, т. е. относительное число  $H(N, l)$  ливней, содержащих более  $1, 2 \dots N$  частиц под слоем свинца толщиной  $1,5$  см ( $l = 4$ ). Его результаты могут быть приближенно представлены законом  $H(N, 4) = \frac{\text{const}}{N}$  при  $1 < N < 100$ . Конечно, эти результаты не могут еще непосредственно сравниваться с теорией, изложенной в § 11γ и § 19, поскольку мы не знаем геометрических условий для углов расхождения лучей.

Теоретическая кривая распределения ливней  $H_m(N)$ , которую мы ожидаем в среднем угле при равновесной толщине слоя  $l_m \sim 3 \lg_2 N + 2,7$  (§ 11γ), показана на рис. 24. В следующих параграфах она будет рассмотрена точнее.

Число фотонов, могущих создавать ливни, т. е. фотонов с энергией, большей критической энергии  $E_c$  (табл. 2), содержащихся в мягкой компоненте космических лучей по каскадной теории, приблизительно равно числу электронов. Это находится в согласии с измерениями Оже, Лепринц-Риге и Эренфеста (рис. 21)<sup>А5</sup>, согласно которым кривая поглощения мягкой компоненты при прямых совпадениях возрастает в несколько раз, если переместить поглотитель из промежутка между счетчиками в пространство над ними. В последнем положении поглотителя все фотоны с энергией, большей  $E_c$ , превращаются в электроны.

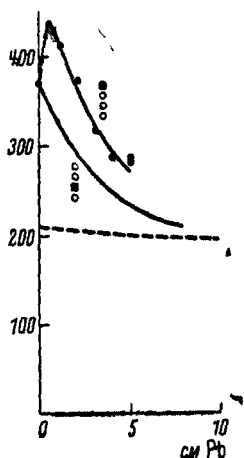


Рис. 21. Измерения числа совпадений на Юнгфрауях (Оже, Лепринц-Риге — Эренфест, *J. Physique et Radium*, 2, 58, 1936). Абсцисса: толщина поглотителя. Ордината: число совпадений. Нижняя кривая представляет совпадения, при которых абсорбер помещался между счетчиками так, что совпадения могли вызываться только заряженными частицами. Верхняя кривая соответствует измерениям с абсорбером над счетчиками, так что фотоны с энергией  $> E_c \sim 10^7$  eV могли превращаться в электроны и вызывать совпадения (ср. рис. 9). Пунктир — экстраполированная часть жесткой компоненты

Напротив, число фотонов с небольшой энергией, лежащей ниже критической, согласно теории излучения должно быть гораздо больше, чем число электронов с равной энергией. Действительно, электроны с энергией  $E < E_c$  будут тормозиться из-за ионизации. Напротив, фотоны начинают претерпевать потери энергии на Комптон-и фото-эффекты при весьма небольших энергиях порядка  $10^6$  eV. Поэтому, в то время как дифференциальный спектр  $\frac{\partial F(E)}{\partial E}$  электронов в мягкой компоненте космических лучей (рис. 16 на стр. 271) (или во вторичных ливневых лучах) ниже критической энергии  $E_c$  будет оставаться приблизительно постоянным, соответствующий спектр фотонов при малых энергиях  $k < E_c$  будет возрастать, как  $\frac{\partial k}{k}$  (§ 7).

Таким образом излучение в ливне будет сопровождаться большим количеством фотонов небольшой энергии, число которых может во много раз превосходить число электронов. Согласно измерениям Гейгера и Цейлера<sup>Г8</sup> с совпадениями, число фотонов, приходящихся на один электрон, составляет 50. Измеренный Гей-

тером и его сотрудниками эффект обратного излучения (Rückstrahlungseffekte) был приписан ими именно фотонам небольших энергий.

#### 24. Большие ливни $S_6$ , $M_3$

Сведения о больших ливнях мы можем почерпнуть из так называемых толчков Гофмана, т. е. по внезапному возникновению большого числа ионов, которое наблюдается в ионизационной камере. Толчки Гофмана могут иногда наблюдаться в камере Вильсона. Фотографии показывают, что они состоят из роя в 10—1000 слабо ионизирующих частиц (рис. 22).

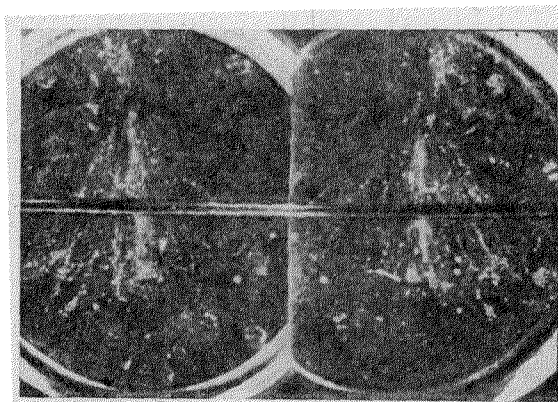


Рис. 22. Фотография толчкообразного ливня, содержащего больше 300 частиц, с полной энергией, большей  $1,5 \cdot 10^9$  eV, по Андерсону и Недермейеру (Phys. Rev., 50, 263, 1936)

Пока, правда, можно лишь довольно неточно заключать по величине ионизации о величине ливня  $N$  и по частоте толчков в камере о частоте ливней в 1 мин. на  $1 \text{ см}^2$ . Однако такие оценки в некоторых пределах погрешности — с точностью до множителя 2—3 для величины ливня и частоты ливней — могут дать ряд сведений о статистике больших ливней. Употребляемые здесь оценки для пересчета экспериментально наблюдаемых величин в теоретические представлены табл. 8 (стр. 286). При этом во всех случаях эффективная площадь панцыря была приравнена сечению камеры. Ионизация предполагалась равной 70 парам ионов на  $1 \text{ см}$ .

На рис. 23 изображена частота толчков, содержащих более  $N = 200$  частиц, как функция толщины панцыря по  $\text{Ni}^{N_2}$ ,  $N_3$  в различных веществах. Ход кривой сходен с ходом соответствующей кривой для небольших ливней (рис. 19, 20). Вид кривой слабо изменяется с величиной толчков  $N_{M_2}$ ,  $S_2$ ,  $B_{16}$ ,  $Y_{1,2}$ . В дальнейшем мы покажем, что заштрихованная часть в максимуме кривой ионизационных толчков должна быть приписана каскадным ливням и что остальные ионизационные толчки и прежде всего толчки под тол-

стыми и тонкими слоями возникают за счет взрывов, если результаты имеющихся измерений подтвердятся при более чистых условиях<sup>Ев</sup>. На рис. 23 проведено разделение обоих видов ионизационных толчков.

ТАБЛИЦА 8

| Автор          | Эффективная поверхность в $\text{см}^2$ | Число частиц на $10^6$ пар ионов |
|----------------|-----------------------------------------|----------------------------------|
| Беггильд . . . | 700                                     | 40                               |
| Ни . . . . .   | 1600                                    | 50                               |
| Мессершмит .   | 500                                     | 20                               |
| Юнг и Стрит .  | 50                                      | —                                |
| Кармикаель .   | 2000                                    | —                                |

Из каждой экспериментальной точки вычтено теоретическое значение частоты больших каскадных толчков (рис. 8, § 11  $\gamma$ ), причем для неопределенного общего множителя в интенсивности выбрано подходящее значение.

В пользу каскадной природы ионизационных толчков в максимуме кривой (заштрихованном на рис. 23) можно привести следующие аргументы:

а) Положение  $I_m$  максимума приблизительно правильно

передается каскадной теорией, как показывает табл. 9. Расхождение между теорией и экспериментом больше, чем это можно было бы ожидать вследствие неточности в факторе пересчета (табл. 8), наблюдалось лишь в измерениях Беггильда.

б) Ширина максимума, которая может быть проверена в первую очередь по измерениям Юнга и Стрита<sup>Ев</sup>, также представлена правильно. Особенно правильно она предсказана в случае Fe, если приписать теоретически ожидаемую, меньшую, чем у Pb, часть ионизационных толчков каскадам (рис. 23).

с) Повидимому, и отношение интенсивностей в максимумах кривой частоты ионизационных толчков правильно передается тем электронным спектром, которого можно теоретически ожидать на основании § 21 и 19. Последнее вытекает, в частности, из кривой на рис. 24, где представлена экспериментально наблюдаемая частота  $H_m(N)$  каскадных толчков в максимуме в свинце, т. е. заштрихованная часть кривой на рис. 23 в Pb (11  $\gamma$ ) как функция величины толчков.

Согласно формуле (15) эта функция должна представлять непосредственно меру спектра электронов, создающих ионизационные

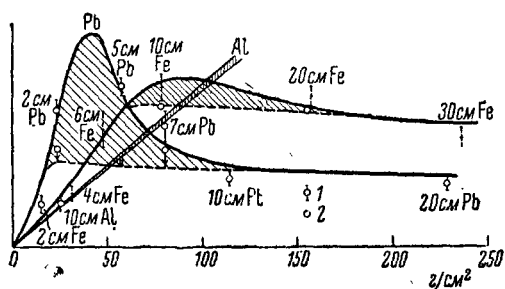


Рис. 23. Частота толчков Гофмана по Ни. Абсцисса: толщина слоя, в котором образуются толчки в  $1 \text{ г/см}^2$ . Ордината: частота толчков с числом частиц  $N=200$ . 1 — измерения Ни в Pb, Fe, Al. Заштриховано: теоретическое значение каскадной части по рис. 8, § 11, 2 — результат вычитания каскадной части

ТАБЛИЦА 9

Положение максимума кривой частоты толчков

| Величина толчков                  | $N = 10$        | 20          | 30          | 40          | 80          | 200         | 300       | 400        |
|-----------------------------------|-----------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-----------|------------|
| Юнг и Стрит $^{VI,2}$ в $Pb^{VI}$ | $l_m = 4 \pm 2$ | $5 \pm 2$   | $5,5 \pm 2$ | —           | —           | —           | —         | —          |
| Беггильд в Fe . . . .             | $l_m =$         | $3 \pm 1,5$ | —           | $4 \pm 1,5$ | $5 \pm 1,5$ | —           | —         | —          |
| $Ni^{2+}$ в Pb . . . .            | $l_m =$         | —           | —           | —           | —           | $7,5 \pm 4$ | $9 \pm 4$ | $10 \pm 4$ |
| $Ni^{2+}$ в Fe . . . .            | $l_m =$         | —           | —           | —           | —           | $8 \pm 2$   | $9 \pm 2$ | $10 \pm 2$ |
| Теоретически (§ 11, γ)            |                 |             |             |             |             |             |           |            |
| $2,7 + 3,10 \lg N$                | $N = 5,7$ т     | 6,6         | 7,2         | 7,5         | 8,5         | 9,6         | 10,2      | 10,5       |

толчки, так как в рассматриваемом случае частота толчков с числом частиц, больше  $N$ , равна частоте тех случаев, когда у электрона, падающего на свинцовую пластинку, энергия превышает  $E = (8N)^{1,07} E_j$  eV. Поэтому на рис. 24 наряду со шкалой частиц указана и шкала энергий.

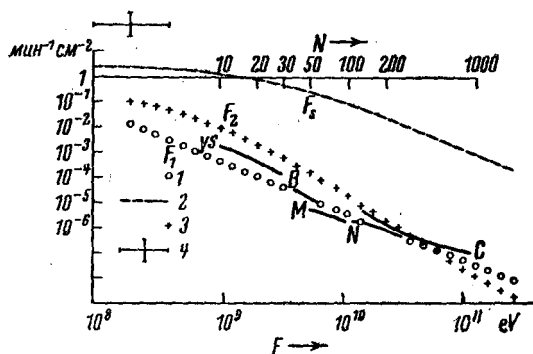


Рис. 24. Спектр и частота каскадных ливней. Абсцисса: импульс  $pc$  в  $e$  (логарифмическая шкала). Ордината: число  $\frac{F}{2}$  частиц с импульсом, большим  $p$ , в минутах на 1 см на уровне моря (логарифмическая шкала)  $1 - F_1$ : число каскадных электронов (§ 19,  $\gamma = 1,85$ ).  $2 - F_2$ : число проникающих частиц (§ 20).  $3 - F_3$ : число электронов распада (§ 21). Так как каждый электрон с энергией  $E$  создает в свинце каскадный ливень, величина которого  $N$  в максимуме  $l_m$  дается выражением  $N = \frac{1}{8} \left( \frac{E}{10^7 \text{ eV}} \right)^{0,93}$  (§ 11,  $\gamma$ ), рисунок можно читать также следующим образом: абсцисса: величина  $N$  каскадных ливней; ордината: частота  $N_m$  каскадных ливней из  $N$  частиц в максимуме в 1 мин. на 1 см<sup>2</sup>. Отдельные части кривой представляют результаты измерений толчков следующих авторов:  $YS$  — Юнг и Стрит;  $B$  — Беггильд;  $M$  — Мессершмит;  $N$  — Ни;  $C$  — Кармикаель. 4 — Экспериментальная неточность в определении частоты и величины толчков

Как видно из рис. 24, различные отрезки кривых, которые представляют результаты измерений величины ливней в различных ионизационных камерах  $Y_2, M_2, G_2, B_2, N_{2,3}$ , образуют одну кривую. Если хотя бы в одном случае абсолютная частота ливней точно была известна, эта кривая давала бы спектр электронов, падающих на поверхность земли. Этот эмпирический спектр электронов, как будто бы, не очень отличается от теоретического спектра электронов, который был рассмотрен в § 21 и 19. Последний слагался из двух частей: спектра электронов распада (§ 21), обозначенного на рис. 24 крестиками, который преобладает при малых энергиях, и спектра каскадных электронов (§ 19), обозначенного на рис. 24 кружками. Спектр каскадных электронов на уровне моря обнаруживается лишь при больших энергиях.

Однако для окончательного решения о характере этих спектров следует еще подождать получения более точных кривых частоты каскадных ливней.

д) Наблюдаемую сильную зависимость толчков Гофмана от высоты в максимуме кривой частоты в свинце  $Y_3, M_4, S_{16}$  можно понять, исходя из вида спектра электронов, создающих каскады. В то же время слабая высотная зависимость толчков в толстых слоях вещества  $Y_1, M_3$  указывает на то, что последние своим возникновением обязаны проникающей компоненте. Приращение частоты ливней в максимуме ( $\sim 2-4$  см Pb) при разности высот от 76 до 45 см Hg составляет (табл. 10):

ТАБЛИЦА 10

|                         | Вудвард $W_8$ | Юнг и Стрит $Y_{2,3}$ |    |    | Монгомери $M_4$ |
|-------------------------|---------------|-----------------------|----|----|-----------------|
| Величина ливней . . . . | $N < 10$      | 10                    | 20 | 30 | 40              |
| Фактор увеличения . . . | 8,5           | 10                    | 17 | 22 | 26              |

Это приращение, тем большее, чем больше величина толчков, понятно, если исходить из наложения электронных спектров, рассмотренных в § 21 и 19. Тогда при небольших энергиях и, следовательно, при небольших каскадных толчках на уровне моря

ТАБЛИЦА 11

|                                                                  |              |     |     |
|------------------------------------------------------------------|--------------|-----|-----|
| Фактор увеличения при определенной разности высот ( $e=12$ ) . . | 20           | 40  | 63  |
| Для постоянной § (19) . . . . .                                  | $\gamma$ 1,5 | 1,7 | 1,9 |

преобладает спектр электронов распада (обозначенный крестиками на рис. 24), медленно возрастающий с высотой (ср. § 21). При больших энергиях и больших каскадных толчках преобладает спектр каскадных электронов (обозначенный кружками на рис. 24), который очень быстро возрастает с высотой [(41) § 19] (табл. 11).

На больших высотах над поверхностью земли можно ожидать преобладания каскадного спектра при всех энергиях. Дальнейшие

измерения высотной зависимости больших толчков Гофмана могут точнее указать вид электронного спектра, который в § 19 и 20 был определен лишь неточно и косвенным путем ( $\gamma = 1,8-1,9$ ).

Высотная зависимость каскадных толчков Гофмана (табл. 10) дает еще один независимый аргумент в пользу возникновения находящихся на уровне моря электронов из проникающей компоненты. Действительно, если мы захотим построить спектр электронов, которые приходят из мирового пространства, затем претерпевают превращения в атмосфере вследствие ливнеобразования и в нижних слоях атмосферы создают каскадные толчки Гофмана, то необходимо приписать этому спектру такой вид, что степень спадания спектра у больших энергий больше, чем при малых энергиях (поскольку большие каскадные толчки сильнее возрастают с высотой, чем маленькие) (§ 19). Если, однако, при этом мы хотим построить спектр так, чтобы он представлял число электронов в верхних и нижних слоях атмосферы, то необходимо принять более слабое спадание спектра при больших энергиях, чем при малых (§ 19)<sup>H7, N6</sup>.

Оба эти условия не могут, очевидно, быть одновременно выполнены, а это означает, что мягкое излучение в нижних частях атмосферы должно возникать из проникающих лучей. Ход интенсивности толчков с высотой соответствует ходу ее изменения с глубиной. Согласно измерениям Беггильда<sup>B16</sup> в шахте убыль резкого каскадного максимума больше, чем убыль интенсивности при больших толщинах. Измерения Вейшеделя<sup>W1</sup> показали, что в Боденском озере частота толчков, которую можно рассматривать как частоту толчков под толстыми слоями, убывает подобно убыли проникающей компоненты. Соответствующие опыты были проделаны также с совпадениями в схеме Росси (ср.<sup>A5</sup>) так, что в случае толчков, как и в случае совпадений, можно принять, что максимум частоты создается мягкой компонентой. Вместе с тем подтверждается правильность теории излучения (§ 7) вплоть до энергии порядка  $10^{11}$  eV.

В. В то время как часть толчков в максимуме кривой частоты обладает всеми свойствами, характерными для каскада, толчки под большими толщами вещества следует приписать другим причинам.

е) На это указывает, в первую очередь, то обстоятельство, что согласно каскадной теории частота толчков в больших слоях быстро падает до нуля (рис. 8), в то время как в действительности толчки под большими слоями вещества имеют конечную частоту. В случае толчков в свинце частота их под толстыми слоями составляет половину частоты в максимуме (рис. 23).

ф) Сильнейшим аргументом в пользу некаскадной природы большей части толчков является зависимость их от материала слоя. В то время как по каскадной теории частоты соответствующих толчков в  $\text{Pb}:\text{Fe}:\text{Al}$  должны относиться приблизительно как  $1:3^{-2}:6^{-2}$  (§ 11  $\gamma$ ,  $\gamma \approx 2$ ), в действительности, напротив, частота толчков под толстыми слоями легких веществ больше, чем под слоями тяжелых веществ (рис. 23). Если, таким образом, мы 50% всех толчков будем считать каскадами, то в максимумах кривой у Fe и Al мы можем считать каскадами, соответственно, лишь 6 и

1,50% толчков. Толчки под толстыми и тонкими слоями и, прежде всего, преобладающее число толчков в легких веществах должны быть, следовательно, иного происхождения. Вышеуказанная зависимость толчков Гофмана от вещества исключает также возможность, что толчки под толстыми слоями вещества возникают в результате ионизационных ливней Баба. Действительно, большие ионизационные ливни должны возникать в тяжелых элементах чаще, чем в легких, примерно в отношении атомных номеров. В толчках же наблюдается скорее обратное отношение интенсивностей (рис. 23).

г) Исходным пунктом для выяснения природы некаскадных толчков может служить их поведение в тонких слоях.

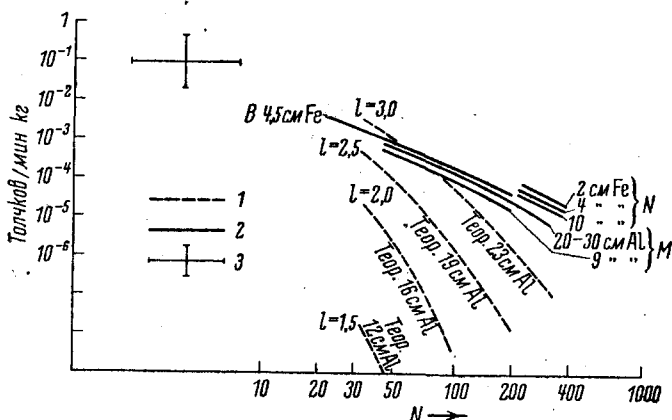


Рис. 25. Распределение толчков в тонких слоях. Абсцисса: величина толчков (логарифмическая шкала). Ордината: частота толчков с числом частиц, большим  $N$  в 1 мин. на 1 кг. 1 — теоретическая: по каскадной теории (§ 11 γ; при  $\gamma = 1,5$ , общий множитель — произвольный), 2 — измерения: М — Мессершмита, N — Ни, В — Бегильда. 3 — неточность при сравнении измерений М, N и В

На рис. 25 изображена экспериментальная частота толчков, состоящих более чем из  $N$  частиц в 1 мин. на 1 кг, как функция величины толчка  $N$  в тонких слоях. Тот факт, что экспериментальные кривые, относящиеся к различным толщинам, почти совпадают, означает, что при этом происходит почти линейное возрастание частоты толчков с толщиной слоя. Если бы толчки в тонких слоях легких веществ представляли бы каскады, то следовало бы ожидать совсем обратного — гораздо более сильной зависимости частоты толчков от толщины слоя. Это показано пунктирными линиями на рис. 25. Например, согласно каскадной теории толчки в 1 мин. на 1 см<sup>2</sup> в 30-сантиметровом слое Al должны происходить более чем в 10<sup>5</sup> раз чаще, чем в 10-сантиметровом слое Al. В действительности же толчки (в 1 мин. на 1 см<sup>2</sup>) из 200 частиц в 30 см Al по наблюдениям Ни<sup>N2</sup> всего лишь в 2—3 раза чаще, чем такие же толчки под 9 см Al. Если эти результаты измерений частоты толчков под тонкими слоями подтверждаются и в чистых условиях, исключающих воздействие стенок помещения, то отсюда следует

заклЮчить, что некаскадные толчки возникают взрывообразно, так как только при возникновении толчка на одном ядре можно понять линейное возрастание частоты с толщиной слоя.

Вопрос о том, являются ли вторичные частицы, возникающие при взрывах, легкими или тяжелыми электронами, может быть решен в экспериментах с толчками. Хотя в настоящее время ясный ответ на этот вопрос еще не дан, кажется, что имеющиеся эксперименты указывают скорее на возникновение тяжелых электронов, чем на преобладающее образование легких электронов. Решение вопроса могут дать эксперименты с совпадением толчков Гофмана. По измерениям  $\text{Ni}^{53}$ , число ливней с числом частиц, превышающим 100 из 10 см Fe, которые одновременно попадают в две ионизационные камеры, уменьшается до одной пятой первоначального, если между камерами помещается слой свинца в 9 см толщиной.

Это можно понять скорее в том случае, когда при взрыве создаются тяжелые электроны, а не легкие электроны. Действительно, в последнем случае благодаря сильному поглощению следовало бы ожидать уменьшения числа ливней до 1% первоначального значения<sup>Е6</sup>. Однако достоверное решение вопроса пока еще невозможно.

Природа вторичных частиц может быть, далее, выяснена из «переходных эффектов»: слой свинца в несколько сантиметров должен мультиплицировать толчки, полученные в 10—20-сантиметровом слое Al, в случае если они состоят из электронов, и лишь слабо изменять их, если они состоят из тяжелых электронов.

Такие измерения переходных эффектов были пока проделаны лишь Беггильдом<sup>В16</sup> и притом под такими слоями, под которыми толчки, несомненно, представляют каскады (именно, при толщинах, соответствующих максимуму в свинце).

Измерения Беггильда подтвердили, что толчки в максимуме кривой частоты в свинце состоят из электронов и, следовательно, представляют каскады. Соответствующие измерения под такими слоями, которые соответствуют взрывам (например 10—20 см Al), смогут дать сведения о природе вторичных частиц во взрывных толчках. При этом необходимо, конечно, принять во внимание то обстоятельство, что даже если сперва в ливне возникали лишь тяжелые частицы, взрывные толчки под толстыми слоями будут сопровождаться значительным количеством (около 20—40%) электронов, так как тяжелые электроны, застревающие в последнем сантиметре, будут примешивать к ливню свои продукты распада. Этой примеси электронов можно избежать лишь тогда, когда толчки наблюдаются под тонкими слоями в 10—20 см Al или 2—4 см Fe, поскольку при этом в веществе может застревать и распадаться мало тяжелых электронов.

Если мы примем пока, что во взрывах создаются, главным образом, тяжелые электроны, то по толщине того слоя, вплоть до которого происходит увеличение числа взрывных толчков (10 см на рис. 23), мы сможем судить о пробеге и, следовательно, об энергии тяжелых ливнеобразующих электронов в ливне<sup>Е3</sup>. Из длины уча-

стка возрастания кривой частоты толчков (10 см Al рис. 23 на стр. 286) мы получим тогда (табл. 6), что средняя энергия вторичных частиц во взрыве составляет около  $E_k \approx 10^8 \text{ eV}$ , в соответствии, по порядку величины с критической энергией, указанной в § 15. Для образования взрыва из  $N$  частиц, следовательно, требуется тяжелый электрон с энергией в среднем

$$E \sim N \cdot 10^8 \text{ eV}.$$

Тяжелый электрон, создающий ливень из  $N$  частиц, должен, таким образом, иметь приблизительно такую же энергию, как и легкий электрон, образующий каскад, с тем же числом частиц в максимуме кривой частоты в свинце

$$E = 8 \cdot N \cdot E_j = 8 \cdot 10^7 \cdot N \cdot \text{eV} \sim 10^8 N \text{ eV}.$$

Эффективный поперечник образования взрывных ливней тяжелыми электронами может теперь получен из сравнения экспериментальной интенсивности взрывов в толстых слоях свинца с экспериментальной интенсивностью каскадов в максимуме кривой частоты в свинце. Эти интенсивности, согласно кривым на рис. 23, относятся приблизительно, как 1:1, и это отношение замечательно мало изменяется от небольших толчков из 30 частиц  $Y^{3, B16}$  до весьма больших, состоящих из 1000 частиц  $C^2$ . Поэтому согласно (57) и (59) число электронов  $F_2(E)$  с энергией, большей  $E \lesssim 10^{11} \text{ eV}$ , так относится к числу  $F(2E)$  проникающих частиц с энергией, большей  $2E$  на уровне моря, как

$$F_2(E) : F_s(2E) = \frac{10^7 \text{ eV}}{E}.$$

Поскольку, далее, каждый электрон создает ливень, из этого следует, что вероятность того, что тяжелый электрон с энергией  $E$  на пути в 10 см Fe создаст взрыв, приблизительно, равна

$$\frac{10^7 \text{ eV}}{E} \quad (\text{на } 10 \text{ см Fe}).$$

Так как в 1 см<sup>3</sup> Fe содержится  $8,5 \cdot 10^{22}$  атомов, то каждый протон или нейтрон ядра обладает эффективным поперечником для образования взрыва тяжелым электроном с  $E > 10^9 \text{ eV}$

$$Q \approx \frac{1}{2} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \cdot \left( \frac{10^9 \text{ eV}}{E} \right). \quad (62)$$

Порядок величины этого эффективного поперечника как раз согласуется с теоретически предсказанным (§ 15). Эмпирический закон, по которому эффективный поперечник при больших энергиях убывает, как будто бы, пропорционально первой степени энергии, конечно, не может быть пока теоретически обоснован.

Если закон (62) правилен, то следует ожидать, что при весьма больших ливнях ( $N > 1000$ ) отношение максимальной интенсивности к интенсивности насыщения (рис. 23) снова возрастает, так как тогда начинает играть роль каскадный спектр (рис. 24).

Таким образом толчки Гофмана под толстыми слоями вещества также понятны, по крайней мере в таком приближении, в котором можно считать, что они происходят одинаково часто во всех веществах, и их насыщение ( $10 \text{ см Fe}$ ;  $> 30 \text{ см Al}$ ) наступает под слоями равной массы. В самом деле, образование и поглощение взрывных ливней должны идти приблизительно пропорционально массе слоя. В действительности, однако, ливни под большими слоями легких элементов обладают большей интенсивностью, чем под толстыми слоями тяжелых элементов, и соответственно, насыщение в легких элементах наступает при несколько больших массах, чем в тяжелых (рис. 19, 23, стр. 282, 286). Возможно, что путем к пониманию этой, пока еще непонятной зависимости ливней от характера вещества может послужить учет возможности того, что появление ливневых частиц при взрыве «тормозится» из-за ядерных процессов, вызываемых частицами еще в ядре  $E^6$  (см. § 16, 24).

Это «торможение», которое существенно, в первую очередь, для медленных тяжелых электронов в ливне, могло бы в тяжелых ядрах свинца играть большую роль, чем в легких ядрах алюминия, и могло бы вызывать наблюдаемое преимущество легких ядер. Однако теоретическое рассмотрение этого явления пока еще невозможно. Только что указанная непонятная еще зависимость толчков Гофмана от характера вещества имеет много общего с зависимостью от характера вещества специального вида совпадений в схеме Росси, исследованных в последнее время Шмейзером и Боте<sup>S1</sup>. Различные авторы  $K_3$ ,  $M_1$ ,  $D_1$ ,  $H^{15}$  при счете совпадений в схеме Росси нашли указания на наличие второго максимума под  $15\text{--}20 \text{ см Pb}$ . Шмейзеру и Боте<sup>S1</sup> при наблюдениях под острыми углами удалось получить этот второй максимум особенно интенсивным. Оказалось, что под  $17 \text{ см Pb}$  или  $30 \text{ см Fe}$  имеется вполне отчетливый второй максимум на кривой совпадений Росси (рис. 26). Нижеследующие обстоятельства делают вероятным предположение о том, что второй максимум образуется благодаря небольшим взрывным ливням, большая разновидность которых наблюдается в виде некаскадных толчков Гофмана.

а) Второй максимум на кривой совпадений создается проникающей компонентой. Это было доказано измерениями Шмейзера и Боте в шахте, где первый максимум был ослаблен благодаря поглощению мягкой компоненты, тогда как второй максимум лишь очень слабо изменялся.

б) Второй максимум наступает при толщинах ( $17 \text{ см Pb}$ ,  $30 \text{ см Al}$ ), сравнимых с толщинами слоев насыщения ( $3\text{--}8 \text{ см Pb}$ ,  $10 \text{ см Fe}$ ) некаскадных толчков Гофмана. Именно: второй максимум наступает при толщинах, примерно, вдвое больших, чем толщина насыщения при толчках Гофмана. Если второй максимум кривой совпадений обязан своим происхождением тяжелым электронам, то это позволяет заключить о том, что энергия вторичных частиц составляет около  $3 \cdot 10^8$ . Является вероятным также то, что в ливнях, наблюдавшихся Шмейзером и Боте, образуются сперва тяжелые электроны, так как трудно было бы понять, каким образом электроны могут

иметь такой большой (17 см) пробег в свинце. Однако из-за распада этих тяжелых электронов в наблюдающихся ливнях к ним снова примешивались бы обычные электроны.

с) На основании законов сохранения для взрывных ливней с полной энергией, значительно большей, чем энергия покоя  $10^9 \text{eV}$

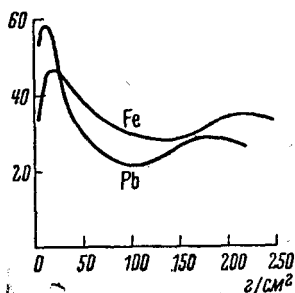


Рис. 26. Второй максимум на кривой тройных совпадений в схеме Росси под острым углом в  $7^\circ$  по Шмейзеру и Боте (Naturwiss., 25, 833, 1937) (ср. рис. 19). Абсцисса — толщина слоя. Ордината — число совпадений в час

составной частицы ядра, следует ожидать небольших углов расхождения. При этом, в дальнейшем, ливневые частицы могут испытывать лишь слабые отклонения из-за упругого рассеяния (так как они, в отличие от частиц в каскадных ливнях, обладают большими импульсами). С этим обстоятельством должен быть связан малый угол раствора ливней во втором максимуме, наблюдавшихся Шмейзером и Боте. Оно позволяет также ожидать, что и в случае толчков Гофмана взрывные ливни отличаются от каскадных ливней малыми углами раствора конуса ливня.

d) Наконец, второй максимум на кривой совпадений обнаруживает такую же непонятную зависимость от характера вещества, что и взрывные толчки.

Зависимость от вещества рассматриваемых здесь вторичных эффектов имеет известное сходство с необъясненными еще «переходными эффектами» в толстых слоях<sup>89</sup>. Под «переходным эффектом» подразумевается быстрое измерение хода кривой поглощения интенсивности, измеряемой в ионизационной камере, которое происходит при переходе от одного поглощающего вещества к другому<sup>84</sup>. Переходные эффекты в тонких слоях (меньше чем  $100 \text{ г/см}^2$ ) состоят в увеличении ионизации, если свинец помещен под алюминий, и уменьшении ее, если алюминий помещен под свинцом. В толстых же слоях переходные эффекты происходят как раз в обратном порядке. По теории излучения<sup>61</sup> и в частности каскадной теории<sup>61, 63</sup> переходные эффекты в тонких слоях понятны: поскольку свинец может еще мультиплицировать частицы, вылетающие из алюминия, тогда как частицы из свинца уже не могут более мультиплицироваться в алюминии, следует ожидать наблюдаемый в тонких слоях ход изменения интенсивности. Однако за переходные эффекты под толстыми слоями различных веществ должны быть ответственны другие вторичные эффекты, обладающие такой же зависимостью от характера вещества, что и толчки Гофмана под толстыми слоями и ливни во втором максимуме.

## 25. Ядерные процессы

В космических лучах часто наблюдались тяжелые частицы, ионизировавшие значительно сильнее, чем обычные электроны.

Наличие их было доказано, с одной стороны, при помощи камеры Вильсона, в частности, в известной работе Андерсона и Неддермейера<sup>A3</sup>, а также в работе Броди и Стара<sup>B19</sup>, с другой стороны, по следам, которые оставляли сильно ионизирующие частицы в светочувствительном слое фотографической пластинки. Различные исследователи (Герцог и Шеррер<sup>H10</sup>, Румбоу и Лохер<sup>R6</sup>, Фюнфер<sup>F5</sup>, Шоплер<sup>S15</sup>, Блау и Вамбахер<sup>B14</sup>, Тейлор<sup>T3</sup>), частично в лабораториях, частично на большой высоте помещали фотографические пластинки, которые длительное время подвергались действию космических лучей. Потом в пластинках оказывались следы, которые

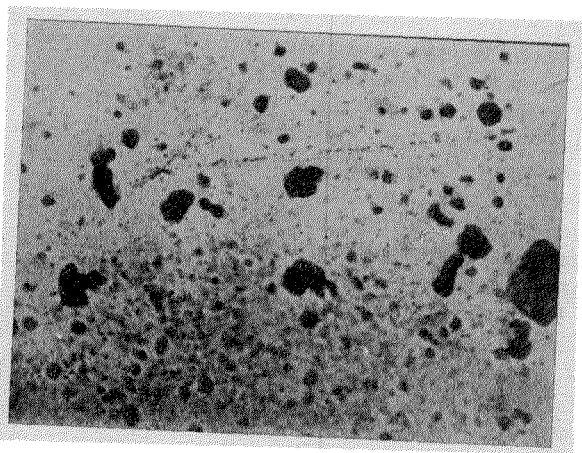


Рис. 27. Испарение из ядра по Блау и Вамбахеру  
(Nature, 140, 585, 1937)

проще всего можно было толковать как пути протонов. Блау и Вамбахером<sup>B14</sup> наблюдались, далее, «звезды» в таких следах, т. е. точки на фотографической пластинке, из которых одновременно выходило несколько протонов (рис. 27). Наконец, Тейлор<sup>T3</sup> в нескольких местах своей пластинки наблюдал «рои» (Haufen) таких следов.

Для сравнительно медленных тяжелых частиц характерно, прежде всего, сильное возрастание их выхода с высотой. Андерсон и Неддермейер на пике Пайк, нашли почти в 12 раз большие следов медленных тяжелых частиц, чем на уровне моря. Подобные значения получаются также для следов протонов в фотографических пластинках. Для «звезд» же Тейлором наблюдалось еще более сильное возрастание с высотой. Отсюда следует, что следы с сильной ионизацией во всяком случае вызываются сильно поглощающимися излучением.

До сих пор большинство исследователей считало, что при этом речь должна идти, главным образом, о медленных протонах. Однако не исключено, конечно, что за следы с сильной ионизацией частично ответственны также медленные тяжелые электроны. Возможно, далее, что в отдельных случаях речь может идти также и об  $\alpha$ -ча-

стицах. Следы же в «звездах» на фотографиях Блау и Вамбахера, вероятно, вызываются большей частью протонами.

Об излучении, которое косвенным образом вызывает эти следы, известно, прежде всего, что оно очень сильно поглощается в атмосфере. Отсюда следует, что тяжелые электроны и протоны очень больших энергий, а также нейтроны могут участвовать в образовании лишь несущественной части медленных протонов. Поэтому в качестве лучей, создающих медленные протоны, могут выступать лишь электроны и фотоны. В дальнейшем можно не считаться с быстрыми протонами и нейтронами.

Электроны или фотоны могут создавать на ядре тяжелые частицы с достаточной степенью вероятности лишь в том случае, когда играют роль процессы, возникающие в результате взаимодействия электрических и ядерных сил (§ 15). Например, следует считать с обращением процесса, рассмотренного в § 15. Фотон с достаточной энергией при столкновении с нейтроном создает отрицательно заряженный тяжелый электрон, причем нейтрон одновременно превращается в протон, забирая часть энергии светового кванта. Если энергия фотона достаточно велика, то вместо этого процесса будет фигурировать многократный процесс типа «взрыва». Эффективный поперечник этого процесса оценен выше и составляет около  $10^{-27} \text{ см}^2$  (§ 15).

Образование аналогичного процесса электроном, повидимому, происходит реже в  $\sim \frac{e^2}{\hbar c}$  раз. Фотографии Андерсона и Недермейера<sup>43</sup> показывают, что медленные протоны наблюдаются чаще всего одновременно с каскадными ливнями. Это обстоятельство указывает на то, что медленные протоны фактически образуются световыми квантами. При больших энергиях последних образование медленных протонов, повидимому, может происходить только при помощи указанного процесса.

При небольших энергиях фотонов можно думать также и о прямом ядерном фотоэффекте, наблюдавшемся Боте и Гентнером<sup>420</sup>. Однако при ядерном фотоэффекте из ядра должны вылетать протоны с весьма малой энергией, которые будут так быстро поглощаться в веществе, в котором они были созданы, что в большинстве случаев они не достигают камеры Вильсона. Таким образом является еще весьма спорным, играет ли ядерный фотоэффект заметную роль в образовании наблюдающихся медленных протонов. Точно так же, если мы положим в основу другие вышеупомянутые процессы, кажется трудным объяснить относительно большую частоту появлений медленных протонов при наблюдениях. Пока теоретические оценки их эффективного поперечника так ненадежны, что нельзя еще обсуждать значение этого небольшого расхождения с опытом.

Частично медленные протоны могут также создаваться нейтронами или протонами промежуточных энергий. При этом следует думать, что при процессах, приводящих к образованию проникающей компоненты космического излучения, которые также принад-

лежат к вышеупомянутому типу, всегда создаются протоны и нейтроны средних энергий. В частности, при взрывах, которые создаются электронами или фотонами с весьма большими энергиями, часто создаются тяжелые частицы с энергией  $10^8$ — $10^9$  eV. Эти частицы на пути из стратосферы, где они преимущественно возникают, очень сильно абсорбируются и, возможно, являются ответственными отчасти за образование медленных протонов.

Действительно, Андерсон и Неддермейер полагают, что можно доказать, что одно из ядерных превращений на их фотографиях вызвано нейтроном, причем этот нейтрон, в свою очередь, пришел с большим ливнем. Возможно, что здесь речь идет о большом взрывном ливне, но из фотографии нельзя заключить об этом с полной ясностью.

«Звезды», наблюдавшиеся Блау и Вамбахером, быть может, естественно было бы объяснять как вторичные эффекты, вызванные протонами или нейтронами средних энергий ( $10^8$ — $6 \cdot 10^8$  eV), т. е. как «ядерную ионизацию».

При этом речь идет или о процессе, при котором тяжелая частица с такой энергией попадает в ядро извне и в нем образует вторичные частицы, или о таком процессе, когда тяжелая частица создана в ядре приходящим извне фотоном и на своем пути из ядра наружу образует вторичные частицы. В последнем случае одновременно с протоном из ядра вылетает один, а в случае, если падающий фотон имеет достаточную энергию, — несколько тяжелых электронов. Мы, таким образом, снова приходим к взрывным процессам, которые, естественно, имеют место в основном в одном ядре и связаны с испусканием вторичных частиц из этого ядра. Испускание вторичных частиц из ядра сопровождается также, во всех известных случаях, «испарением из ядра» такого же типа, как и в обычных ядерных превращениях. Если следует считать, что взрывы являются более редкими процессами и что в случае блау-вамбахеровских звезд речь идет, главным образом, о вторичных частицах, которые созданы тяжелыми частицами со средней энергией, то можно сравнивать распределение этих вторичных частиц по энергиям с теоретическим распределением (38). Прделанные до сих пор измерения хорошо согласуются с теорией. Относительно «роев», наблюдавшихся Тейлором, пока сколько-нибудь твердые теоретические суждения, повидимому, невозможны.

#### ЛИТЕРАТУРА

- A 1. Ackemann M., Naturwiss., **22**, 169, 1934.
- A 2. Anderson C. D., Phys. Rev., **44**, 406, 1933.
- A 3. Anderson C. D. a. S. H. Neddermeyer, Phys. Rev., **50**, 406, 1933.
- A 4. Arley N., Proc. Roy. Soc. Lond. (в печати).
- A 5. Auger P., Züricher Vortrag in der Sammlung «Kernphysik», Berlin, J. Springer, 1936.
- A 6. Auger P., L. Leprince-Riguet et P. Ehrenfest, J. Phys. et Radium, **2**, 58, 1936.

- A 7. Auger P. et L. Leprince-Riguet, *Nature*, Lond., **133**, 138, 1934
- A 8. Auger, C. R., **206**, 346, 1938.
- A 9. Auger P. et P. Ehrenfest jr., *J. Phys. et Radium*, **5**, 204, 1937.
- B 1. Bagge E., *Ann. Physik*, **30**, 72, 1937.
- B 2. Barnothy J. u. M. Forré, *Z. Physik*, **104**, 744, 1937.
- B 3. Bethe H. a. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **146**, 83, 1934.
- B 4. Bethe H., *Handb. d. Physik*, Bd. 24, S. 1.
- B 5. Bhabha J. H. a. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **159**, 432, 1937.
- B 6. Bhabha J. H., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **164**, 257, 1937.
- B 7. Bhabha J. H., *Nature*, Lond., **141**, 117, 1938.
- B 8. Bhabha J. H., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **166**, 501, 1938.
- B 9. Blackett P. M. S., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **154**, 573, 1936.
- B 10. Blackett P. M. S. a. J. G. Wilson, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **160**, 306, 1937.
- B 11. Blackett P. M. S., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **165**, 11, 1938.
- B 12. Blackett P. M. S., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **159**, 1, 1937.
- B 13. Blackett P. M. S. a. J. G. Wilson, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **165**, 209, 1938.
- B 14. Blau M. a. H. Wambacher, *Nature*, **140**, 585, 1937.
- B 15. Bloch F., *Z. Physik*, **81**, 363, 1933.
- B 16. Bögild J. K., *Diss. Kopenhagen*, 1937.
- B 17. Bowen J. S. a. R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, **53**, 217, 1938.
- B 18. Bowen J. S. a. H. V. Neher, *Phys. Rev.*, **52**, 80, 1937; **53**, 217, 1938.
- B 19. Brode R. B. a. M. A. Starr, *Phys. Rev.*, **53**, 3, 1938.
- B 20. Bothe W. u. W. Gentner, *Z. Physik*, **107**, 236, 1937.
- B 21. Bohr N., *Nature*, **137**, 344, 1936.
- C 1. Carlson J. F. a. J. K. Oppenheimer, *Phys. Rev.*, **51**, 220, 1937.
- C 2. Carmichael H., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **154**, 223, 1936.
- C 3. Clay J., A. van Germert a. J. T. Wiersma, *Physica*, **7**, 627, 1936.
- C 4. Corson D. E. a. R. B. Brode, *Phys. Rev.*, **53**, 773, 1938.
- C 5. Crussard J. et L. Leprince-Riguet, *C. R.*, **204**, 243, 1937; Crussard J., *J. Phys. et Radium*, **5**, 214, 1937.
- D 1. Drigo A., *Ricerca sci.*, **5**, 88, 1934.
- E 1. Ehmert A., *Z. Physik*, **106**, 751, 1937.
- E 2. Ehmert A., *Physik. Z.*, **38**, 975, 1937.
- E 3. Ehrenberg W., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **155**, 532, 1936.
- E 4. Ehrenfest P. jr., *C.R.* **206**, 428, 1938.
- E 5. Euler H., *Physik. Z.*, **38**, 943, 1937.
- E 6. Euler H., *Naturwiss.*, **26**, 382, 1938; *Z. Physik*, 1938.
- F 1. Fermi E., *Z. Physik*, **88**, 161, 1934.
- F 2. Fröhlich H. a. W. Heitler, *Nature*, **141**, 37, 1938.
- F 3. Fröhlich H., W. Heitler a. N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **166**, 154, 1938.
- F 4. Fünfer E., *Z. Physik*, **83**, 92, 1933.
- F 5. Fünfer E., *Naturwiss.*, **25**, 235, 1937.
- F 6. Fünfer E., *Z. Physik*, **83**, 92, 1933.
- F 7. Furry W. H., *Phys. Rev.*, **52**, 569, 1937.
- F 8. Fussell L., *Phys. Rev.*, **51**, 1005, 1936.
- G 1. Geiger H., *Erg., exakt. Naturwiss.*, **14**, 42, 1935.
- G 2. Geiger H. u. O. Heiller, *Z. Physik*, **97**, 300, 1935.
- G 3. Geiger H. u. E. Fünfer, *Z. Physik*, **93**, 543, 1935.
- G 4. Geiger H., *Züricher Vorträge*, herausgeg. von E. Bretscher, Berlin, J. Springer, 1936.
- G 5. Geiger H., *Physik. Z.*, **38**, 936, 1937.
- G 6. Gerbes W., *Ann. Physik*, **23**, 648, 1935.
- G 7. Gross B., *Z. Physik*, **83**, 214, 1933.
- G 8. Geiger H. u. O. Zeidler, *Z. Physik*, **108**, 212, 1938.
- H 1. Heidel E., *Diss. Tübingen*, 1931.
- H 2. Heisenberg W., *Ann. Physik*, **13**, 430, 1932.

- H 3. Heisenberg W., Z. Physik, **101**, 533, 1936.  
 H 4. Heisenberg W., Naturwiss., **25**, 749, 1937; Sächs. Akad. Wiss., **89**, 369, 1937.  
 H 5. Heisenberg W., Ann. Physik, **37**, 20, 1938.  
 H 6. Heitler W., Nature, **140**, 235, 1937.  
 H 7. Heitler W., Proc. Roy. Soc. Lond., **161**, 261, 1937.  
 H 8. Heitler W., Proc. Roy. Soc. Lond., **166**, 529, 1938.  
 H 9. Heitler W., Theory of Radiation, Oxford, 1936.  
 H 10. Herzog G. u. P. Scherrer, J. Phys. et Radium, **6**, 489, 1935.  
 H 11. Herzog G. u. P. Scherrer, Helvet. phys. Acta, **8**, 514, 1935.  
 H 12. Hosemann, R., Z. Physik, **100**, 212, 1936.  
 H 13. Hu Chien Shan, Proc. Roy. Soc. Lond., **158**, 581, 1937.  
 H 14. Hu Chien Shan, Proc. Roy. Soc. Lond., **161**, 85, 1937.  
 H 15. Hummel J. N., Naturwiss., **22**, 170, 1934.  
 J 1. Johnson T. H., Phys. Rev., **53**, 499, 1938.  
 J 2. Jshino M., Phil. Mag., **32**, 202, 1916.  
 K 1. Kemmer N., Proc. Roy. Soc. Lond., **166**, 127, 1938.  
 K 2. Kockel B., Z. Physik, **107**, 153, 1937.  
 K 3. Kulenkampff H., Physik, Z., **35**, 996, 1934.  
 K 4. Kunze P., Z. Physik, **80**, 559, 1933.  
 K 5. Kulenkampff H., Verh. dtsh. physik. Ges., 1938.  
 L 1. Lamaitre G. a. M. S. Vallarta, Phys. Rev., **43**, 87, 1933.  
 L 2. Proc. Roy. Soc. Lond., **166**, 213, 1938.  
 L 3. Leprince-Riguet, L. et J. Crussard, J. Phys. et Radium, **5**, 208, 1937.  
 M 1. Maass H., Physik. Z., **35**, 858, 1934.  
 M 2. Messerschmidt W., Z. Physik, **103**, 27, 1936.  
 M 3. Miehlnickel E., Höhenstrahlung, Dresden u. Leipzig, T. Steinkopff, 1938.  
 M 4. Montgomery C. G. a. C. C. Montgomery, Phys. Rev., **48**, 786, 1935.  
 M 5. Montgomery C. G. a. C. C. Montgomery, Phys. Rev., **47**, 429, 1935.  
 M 6. Morgan J. E. a. W. M. Nielsen, Phys. Rev., **52**, 564, 1937.  
 N 1. Neddermeyer S. H. a. C. D. Anderson, Phys. Rev., **51**, 884, 1937.  
 N 2. Nie H., Z. Physik, **99**, 453, 1936.  
 N 3. Nie Z. Physik, **79**, 776, 1936.  
 N 4. Nishina Y., M. Takeuchi a. T. Ishimay, Phys. Rev., **52**, 1198, 1937.  
 N 5. Nordheim L. W., Phys. Rev., **51**, 1110, 1937.  
 N 6. Nordheim L. W. Phys. Rev., **53**, 694, 1938.  
 P 1. Pfotzer G., Z. Physik, **102**, 23, 1936.  
 P 2. Pauli W. u. V. Weisskopf, Helv. phys. Acta, 1935.  
 R 1. Regener E., Nature, **131**, 130, 1933.  
 R 2. Regener E. u. G. Plotzer, Physik. Z., **35**, 779, 1934.  
 R 3. Rossi B., Z. Physik, **82**, 151, 1933.  
 R 4. Rossi B., Z. Physik, **33**, 304, 1932.  
 R 5. Rühlig A. J. a. H. R. Crane, Phys. Rev., **53**, 266, 1938.  
 R 6. Rumbough G. H. a. G. L. Locher, Phys. Rev., **49**, 855, 1936.  
 S 1. Schmeisser K. u. W. Bothe, Naturwiss., **25**, 833, 1937; Schmeisser K., Ann. Physik, **32**, 161, 1938.  
 S 2. Schwegler A., Z. Physik, **96**, 62, 1935.  
 S 3. Starr M. A. u. R. B. Brode, Phys. Rev., **53**, 3, 1938.  
 S 4. Schindler H., Z. Physik, **72**, 625, 1931.  
 S 5. Stevenson E. C. a. J. C. Street, Phys. Rev., **49**, 26, 1936.  
 S 6. Steinke E. G., Erg. exakt. Naturwiss., **13**, 89, 1934.  
 S 7. Störmer C., Z. Astrophys., **1**, 237, 1930.  
 S 8. Störmer C., Z. Astrophys. Norwegen, **2**, 4, 1937.  
 S 9. Street J. C. a. E. C. Stevenson, Phys. Rev., **47**, 891, 1935.  
 S 10. Street J. C. a. E. C. Stevenson, Phys. Rev., **52**, 1003, 1937.

- S 11. Street J. C. a. R. T. Young, Phys. Rev., **46**, 823, 1934.  
S 12. Street J. C. a. R. T. Young, Phys. Rev., **47**, 572, 1935.  
S 13. Street J. C., R. H. Woodward a. E. C. Stevenson, Phys. Rev., **47**, 891, 1935.  
S 14. Stuhlinger E., Z. Physik, **108**, 444, 1938.  
S 15. Schopper E., Naturwiss., **25**, 557, 1937.  
S 16. Swann Phys. Rev., **47**, 811, 1935.  
T 1. Tamm I. a. D. Iwanenko, Nature, **133**, 981, 1934.  
T 2. Taylor, Nature, 1938.  
T 3. Trumpy, Norske Vidensk. Selsk., **37**, 137, 1938.  
W 1. Weisedel F., Physik. Z., **36**, 796, 1935.  
W 2. Weizsäcker C. F. von, Z. Physik, **88**, 612, 1934.  
W 3. Wentzel G., Naturwiss., **26**, 273, 1938.  
W 4. Williams E. J. a. E. Pickup, Nature, **141**, 684, 1938.  
W 5. Williams E. J. a. F. R. Terroux, Proc. Roy. Soc. Lond., **126**, 289, 1930.  
W 6. Williams E. J., Züricher Vorträge, Berlin, J. Springer, 1936.  
W 7. Wilson V. C., Phys. Rev., **52**, 559, 1937; **53**, 337, 1938.  
Y 1. Young R. T. a. J. C. Street, Phys. Rev., **46**, 823, 1934.  
Y 2. Young jr., Phys. Rev., **52**, 559, 1937.  
Y 3. Young jr. a. J. C. Street, Phys. Rev., **52**, 552, 1937.  
Y 4. Yukawa H., Proc. physic. math. Soc. Jap., **17**, 48, 1935.  
Y 5. Yukawa H. a. S. Sakata, Proc. physic. math. Soc. Jap., **19**, 1084, 1937.  
Y 6. Yukawa H., a. S. Sakata, Proc. physic. math. Soc. Jap., **19**, 712, 1937.  
Y 7. Yukawa H. S. Sakata a. M. Taketani, Proc. physic. math. Soc. Jap., **20**, 1938.  
Z 1. Zeiller O., Z. Physik, **96**, 121, 1935.
-