

К ТЕОРИИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ¹⁾*В. Гейзенберг и Г. Эйлер*

Сложные явления, которым обязаны своим возникновением космические лучи, за последние годы настолько упорядочены и разъяснены, что на основании существующей теории¹⁾ можно обрисовать связную, хотя и еще не во всех деталях правильную, картину этих явлений. Важнейшим успехом, сделавшим возможным это разъяснение, было установление того факта, что квантовая теория весьма точно описывает поведение электронов и фотонов вплоть до самых высоких встречающихся значений энергии, и связанное с этим открытие новых элементарных частиц ответственных за проникающую компоненту космического излучения и обладающих массой, промежуточной между массой протона и массой электрона. В последнее время существование этих частиц было также доказано непосредственно по отдельным снимкам в камере Вильсона. Мы начнем последующее изложение с краткого обзора тех результатов, которые могут быть получены из фотографий в камере Вильсона отдельных ионизирующих частиц, отклоняющихся действием магнитного поля. За этим последует изложение существующей теории, описывающей поведение легких (II) и тяжелых (III) частиц и вызываемых ими вторичных эффектов. Затем будет дано подробное сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными, а именно: будут рассмотрены спектры отдельных видов частиц и их превращения в атмосфере (IV) и вторичные эффекты, ими вызываемые (ливни, толчки, ядерные превращения) (V).

ГЛАВА I. ОБЗОР ПОВЕДЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

1. Отклонение магнитным полем и измерение импульса

Рис. 1 представляет фотографию пути частицы в магнитном поле в камере Вильсона. Такая фотография прежде всего позволяет измерить кривизну траектории. Это измерение дает возможность

¹⁾ Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. В. XVII, 1938. Перев. В. Левича.

найти импульс частицы p , который связан с радиусом кривизны ρ в магнитном поле известным соотношением

$$pc = eH\rho \quad (1)$$

(e — заряд частицы, c — скорость света). Обычно величину $p \frac{c}{e}$ измеряют в гауссах на сантиметрах или в вольтах. Между обеими единицами существует соотношение

$$\frac{pc}{eH\rho} = 1 \frac{\text{эрг}}{\text{заряд cgs. гаусс. см}} = 300 \frac{V}{\text{гаусс. см}}. \quad (1')$$

У частицы, кинетическая энергия которой $E = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2}$ велика по сравнению с энергией покоя mc^2 , выражение pc приближенно равно энергии и будет поэтому выражаться чаще всего в электрон-вольтах (eV). В частности у электронов в космических лучах pc может быть практически всегда приравнено энергии. Однако у сильно ионизирующих частиц pc следует отличать от энергии.

2. Ионизация и измерение скорости¹⁾.

Рис. 1 позволяет даже произвести подсчет плотности капелек в следе частицы, т. е. позволяет измерить потери энергии, которые претерпела наблюдаемая частица из-за ионизации атомов воздуха. Ионизационные по-

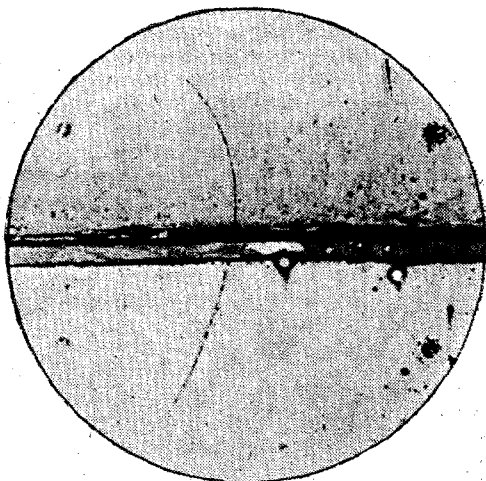


Рис. 1. Фотография в камере Вильсона (Андерсон). Позитрон с энергией $6,3 \cdot 10^7$ eV входит снизу вверх в пластинку свинца толщиной 66 мм и выходит из нее с энергией $2,3 \cdot 10^7$ eV

тери на 1 см пути — $\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_j$ являются в значительной мере масштабом для скорости βc частицы. Они выражаются формулой

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_j = \frac{a}{\beta^2}, \quad (2)$$

где величина a по Бете и Блоху^{4, 5} лишь в слабой мере зависит от массы и только логарифмически возрастает с энергией

¹⁾ Литература будет дана в конце статьи.

Е частицы. Порядок величины a в свинце — 10^7 eV/см, в воде — $2 \cdot 10^8$ eV/см. Точное описание ионизационных потерь дается кривой на рис. 2, которая представляет потери энергии на 1 см воды и свинца как функцию импульса частиц, обладающих элементарным зарядом и различными массами, по Блоху и Баба^{В 6}.

Рассмотренные на рисунке случаи различных масс (m — масса электрона, $100m$, $1840M = M$ — массе протона) отличаются друг от друга различными энергиями покоя ($mc^2 = 0,51 \cdot 10^6$ eV, $100mc^2 = 0,51 \cdot 10^8$ eV, $Mc^2 = 0,91 \cdot 10^9$ eV). Из формулы (2)

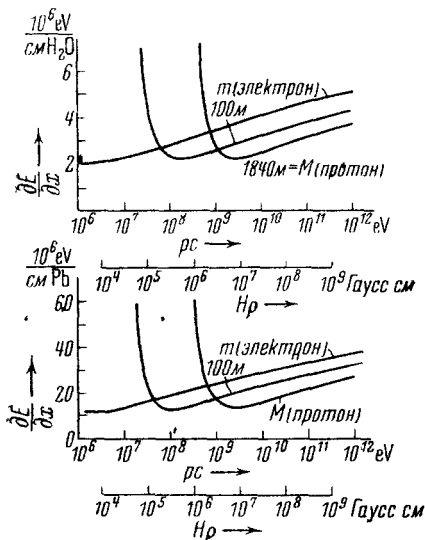


Рис. 2. Ионизационные потери в воде и свинце по формуле Блоха. Абсцисса: импульс частицы в eV или гаусс. см. Ордината: потери энергии в 10^6 eV на 1 см. Три кривые принадлежат частицам с различными массами: m — массе электрона, $100m$, $1840m$ — массе протона

и рис. 2 видно, что протоны и электроны с одинаковым импульсом $pc = 2 \cdot 10^8$ eV можно отчетливо различать по их ионизации: электроны ($mc^2 = \frac{1}{2} \cdot 10^6$ eV) имеют при

этом скорость, близкую к скорости света, и поэтому оставляют тонкий след; протоны ($Mc^2 = 10^9$ eV) движутся при том же импульсе со скоростью, меньшей скорости света, и оставляют гораздо более сильный след. Однако возможность ясного различия протонов от электронов по ионизации отсутствует при импульсах, больших $Mc^2 = 10^9$ eV, так как тогда обе частицы движутся со скоростью, близкой к скорости света, и оставляют тонкий след, плотность капелек в котором определяется, главным образом, зарядом. Обсуждение более тонких деталей последует в § 9.

3. Излучение торможения и масса покоя^{Н 9}

Наконец, из фотографии рис. 1 может быть найдено изменение кривизны траектории при прохождении через свинцовую пластинку. Потери импульса в свинцовой пластинке складываются в основном из двух частей: из ионизационных потерь, которые рассмотрены в предыдущем параграфе, и потерь на излучение. В то время как частица, движущаяся со скоростью света, теряет на ионизацию всегда одинаковую величину, порядка 10^7 eV/см Pb, на излучение торможения такая частица теряет всегда часть энергии, которая обратно пропорциональна квадрату ее массы^{В 3}. Например, на пути в 4 мм Pb электрон с энергией, большей 10^7 eV, излучает всегда почти половину своей энергии, тогда как протон

на том же пути теряет на излучение незаметную часть (около 0,01%) энергии.

Таким образом потери энергии на излучения в 1 см Рв у электрона на много превышают ионизационные потери, если только его энергия превышает 10^7 eV. Более точное рассмотрение излучения торможения будет дано в § 7.

4. Тяжелые и легкие электроны

Мы перейдем теперь к результатам, полученным из фотографических путей отдельных частиц в камере Вильсона.

1. Статистика измерений импульсов (Кунце^{К4}, Блекет^{В12}, Герцог и Шеррер^{Н10, Н11}, Андерсон^{А2}, которая простирается вплоть до $2 \cdot 10^{10}$ eV, дает непрерывный спектр ионизирующих частиц, спадающий к большим импульсам.

2. Следы большинства частиц указывают на ионизацию, которая лишь очень мало отличается от ионизации электрона. Только около 1%^{А3} частиц оставляет более широкие следы. Это является аргументом в пользу того, что заряд наблюдаемых частиц не может быть значительно меньше заряда электрона; в дальнейшем будет предполагаться, что заряд всех частиц равен заряду электрона.

Из слабости следов в области импульсов $pc \leq \frac{1}{2} \cdot 10^9$ eV следует далее, что почти все частицы с импульсами, меньшими $\frac{1}{2} \cdot 10^9$ eV, должны быть легче протонов. Действительно, протон с импульсом $pc < \frac{1}{2} \cdot 10^9$ eV должен образовывать заметно более толстый след, чем большое число легких частиц, находящихся в этой области импульсов (рис. 2).

3. Потери импульса в свинцовой пластинке были измерены при больших импульсах Блеккетом и Вильсоном^{В10, В11}, Неддермейером и Андерсоном^{Н1}, Круассадом и Лепринц-Ринге^{С5}. Результаты измерений Блеккетта представлены на рис. 3.

При небольших импульсах $pc < 2 \cdot 10^8$ eV потери так же велики, как и у излучающих электронов (§ 3). Однако они уменьшаются при больших значениях импульса так, что при $\frac{1}{2} \cdot 10^9$ eV потери составляют лишь около $\frac{1}{10}$ части начальной величины

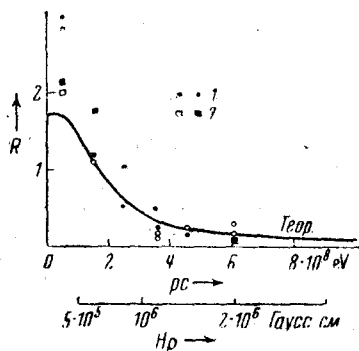


Рис. 3. Потери энергии на излучение как функция импульса. Абсцисса: импульс. Ордината: относительные изменения импульса на 1 см свинца. 1 — измерение Блеккетта в $\frac{1}{2}$ см свинца, 2 — измерения Блеккетта в 1 см свинца — ход теоретической кривой для бесконечно-тонкой пластинки свинца (§ 21)

Отсюда следует^{N1}, что если считать правильной теорию излучения, то большинство частиц с импульсом, большим $pc = 2 \cdot 10^8 \text{ eV}$, должно быть тяжелее электрона. Исходя из того факта^{B10, B11, N1, C5}, что множество частиц, наблюдаемых в интервале импульсов $2 \cdot 10^8 \text{ eV} < pc < \frac{1}{2} \cdot 10^9 \text{ eV}$, ионизирует слабее протонов и излучает слабее электронов, Андерсен и Неддермейер заключили, что здесь наблюдаются до сих пор неизвестные «тяжелые электроны», масса которых лежит между массой электрона и массой протона.

В отличие от интерпретации результатов измерений, основанной на введении тяжелых электронов, Блеккетт и Вильсон для объяснения этих результатов сперва предположили, что все наблюдаемые частицы являются электронами, которые теряют при импульсе, превышающем 10^8 eV , свою излучательную способность.

Однако в дальнейшем будет показано на основании изучения толчков Гоффмана (§ 24) и измерений в стратосфере (§ 19), что формулы теории излучения остаются справедливыми вплоть до весьма больших энергий, порядка 10^{11} eV . Кроме того, непригодность теории излучения при выводе формулы для излучения торможения является непонятной с теоретической точки зрения. Поэтому в настоящее время первая интерпретация должна считаться правильной.

5. Масса тяжелых электронов

Масса тяжелых электронов может быть получена из комбинации измерений импульса и скорости. При этом необходимо, конечно, наблюдать тяжелый электрон в конце его пути, где он имеет скорость, значительно меньшую скорости света, и образует след, который значительно сильнее следа электрона. Несмотря на редкость этого события, нескольким авторам удалось получить фотографии следов медленных тяжелых электронов. На рис. 4 представлена фотография, полученная Виллиамсом и Пиккупом^{W4}. d означает здесь след тяжелого электрона, e — приведенный для сравнения след электрона с энергией $\frac{1}{2} \cdot 10^8 \text{ eV}$. Можно ясно убедиться, что ионизация частицы d примерно втрое больше ионизации электрона e . Кривизна следа d , с другой стороны, указывает на то, что частица d не является протоном. Кривизна и ионизация позволяют произвести вычисления массы тяжелого электрона, приведенные в табл. 1 по Виллиамсу и Пиккупу.

Другие авторы указывают на следующие значения массы покая μ (в единицах электронной массы):

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{m} &= 250, \text{ Корсон и Броди }^{C4} \\ &= 125, \text{ Броди и Старр }^{B19} \end{aligned}$$

ТАБЛИЦА 1

Величины единицы	Кривизна 10^6 гаусс см	Иониза- ция ион. электро- на 10^6 eV	Импульс P mc	Ско- рость c	Масса m	Заряд
След a	1,10	5	65	0,30	220 ± 50	—
След b	1,83	>7	107	0,25	$430 (<800)$	+
След c	1,47	>3	85	0,45	190 ± 60	+
След d	1,15	3,3	67	0,41	160 ± 30	+

≈ 160 , Стрит и Стивенсон ^{S 10}
 ~ 350 , Андерсон и Неддермейер ^{A 3}
 ≈ 120 , Рулиг и Крэн ^{R 15}
 ≈ 200 , Эренфест ^{E 4}
 $\approx 180-250$, Нишина и др.

Предполагая, что в космических лучах встречаются тяжелые и легкие электроны, мы обсудим сперва (гл. II и III) теоретически эффекты, которые можно ожидать, когда такие частицы попадают

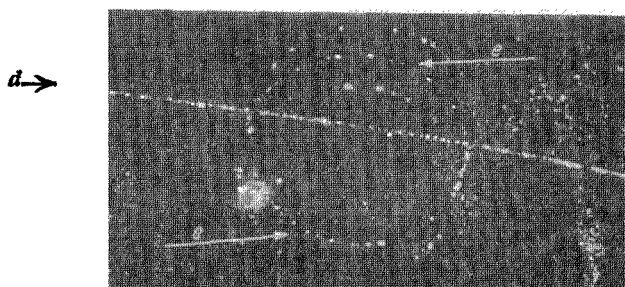


Рис. 4. Фотография в камере Вильсона следа тяжелого электрона (Виллийамс и Пиккуп, Nature (Lond.), 141, 684, 1938); d — след тяжелого электрона, e — след электрона для сравнения

в вещество. Затем (гл. IV, V) мы сравним в целом теоретически предсказываемые эффекты с опытом, что позволит нам задним числом определить несколько параметров, значение которых оставалось открытым при теоретическом рассмотрении.

ГЛАВА II. ТЕОРИЯ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ¹⁾

6. Обзор электромагнитных процессов

Если электрон с большой энергией движется в веществе, то, как указывалось выше, он испытывает прежде всего двоякое действие. Во-первых, он сталкивается с электроном атомных оболочек и теряет энергию на ионизацию. Во-вторых, он отклоняется кулоновскими полями ядер, и эти отклонения приводят к излучению фотонов, когда скорость электрона приближается к скорости света.

Электромагнитные силы могут, наряду с превращением части энергии электрона в излучение, вызывать также и обратный процесс, т. е. они могут приводить к тому, что квант, встречающийся с атомным ядром, образует пару позитрон — электрон. Оба процесса — излучение торможения и образование пар — происходят достаточно часто, если энергия кванта или электрона заметно превышает энергию покоя электрона $\frac{1}{2} \cdot 10^6 \text{ eV}$.

ТАБЛИЦА 2

	Pb	Fe	Al	H ₂ O	Воз- дух	
X_0	0,4	1,4	7,8	34	27 500	см
E_j	1	3	6	15	15	10^6 eV

Чтобы наглядно описать процессы образования пар, излучения торможения и ионизации, мы введем, следуя Бабе и Гейтлеру^{В⁵, С¹}, в качестве единицы длины такой отрезок X_0 в каждом веществе, на котором электрон теряет на излучение торможения, в среднем, половину своей энергии. В первой строке табл. 2 приведены отрезки X_0 в различных веществах. Мы назовем X_0 «универсальной длиной» и обозначим через l толщину слоя вещества, измеренного в этих единицах ($l = \frac{X}{X_0}$).

Заметим далее^{В⁵, С¹}, что для каждого вещества имеется определенная энергия E_j , при которой потери энергии электрона на ионизацию будут равны его потерям на излучение. Выше энергии E_j преобладают потери энергии на излучение, ниже преобладают энергии на ионизацию, так как потери энергии на излучение растут пропорционально энергии, тогда как потери энергии на ионизацию возрастают с энергией лишь логарифмически, т. е. практически остаются постоянными.

¹⁾ Ср. Н¹⁹.

Энергия E_j , совпадающая по порядку величины с потерями на ионизацию на универсальной длине X_0 , приведена во второй строке табл. 2. В дальнейшем мы будем называть E_j также критической энергией.

Универсальная длина X_0 приблизительно обратно пропорциональна квадрату атомного номера Z и числу атомов в 1 см^3 вещества: $\frac{\rho}{A}$:

$$X_0 \approx \text{const} \frac{A}{\rho} \frac{1}{Z^2}. \quad (3)$$

Величина критической энергии приблизительно обратно пропорциональна атомному номеру

$$E_j \approx \frac{\text{const}}{Z}, \quad (4)$$

так как потери на ионизацию в первом приближении возрастают линейно с числом электронов в атоме Z , тогда как эффективный поперечник излучения торможения растет с квадратом атомного номера. Некоторое отклонение от закона (4), которое становится заметным в табл. 2, обусловлено тем, что потенциал ионизации атома зависит от атомного номера (§ 9, рис. 2).

Кроме указанных процессов, играют роль также аннигиляция позитронов и комптон-эффект. Однако поскольку эти процессы становятся заметными при малых энергиях (порядка 10^6 eV), ими можно пренебречь при рассмотрении явлений, связанных с космическими лучами, которые разыгрываются, вообще говоря, в области энергий, больших 10^7 eV .

7. Излучение торможения

Предположим теперь, что электрон с энергией E падает на тонкий слой вещества dl . Спрашивается, какое число квантов с энергией в интервале $k, k + dk$ он излучит?

Это число в наиболее важной для космических лучей области энергий, превышающих энергию покоя электрона, приближенно будет по Бете и Гейтлеру ^{В3, В5}

$$I(k) dl dk = dl \frac{dk}{k} \ln 2. \quad (5)$$

Отсюда следует, что полное число квантов, излученных на длине dl , с энергией, превышающей некоторую энергию E_1 , равно

$$dn = dl \int_{E_1}^E I(k) dk = dl \cdot \ln \frac{E}{E_1} \cdot \ln 2, \quad (6)$$

и энергия, отдаваемая в среднем на пути dl ,

$$dE = dl \int_0^E I(k) k dk = dl E \ln 2. \quad (7)$$

Таким образом относительные потери на излучение $\frac{dE}{E}$ электрона с большой энергией не зависят от энергии, что как раз согласуется со сделанным нами в § 3 предположением.

Отсюда следует, что средняя энергия излучающего электрона экспоненциально убывает с толщиной пройденного слоя

$$\bar{E}_l = E_0 2^{-l} \quad (8)$$

(E_0 — начальная энергия, E_l — энергия после прохождения слоя l $l = \frac{x}{X_0}$).

При обсуждении экспериментов необходимо, конечно, учесть также флуктуации потерь энергии. Эти флуктуации описываются заданием вероятности того, что электрон с начальной энергией E_0 после прохождения отрезка l имеет энергию, лежащую в интервале E_l , E_{l+dl} .

ТАБЛИЦА 3

Средние потери энергии у электронов в свинце по Андерсону и Неддермайеру (Phys. Rev., 50, 267, 1936)

	7900 гаусс, 0,35 см Рb-пластинка (Пик Пайка)				
Интервал энергии . . .	<50	50—100	100—150	150—200	10 ⁶ eV
Число следов	29	65	18	13	
Средняя начальная энергия	31	75	123	177	10 ⁶ eV
Средние потери энергии: эксп.	42	82	178	191	10 ⁶ eV/см Рb
теор.	50	110	175	148	
	4500 гаусс, 0,33 см Рb-пластинка (Пасадена)				
Интервал энергии . . .	<50	50—100	100—150	150—200	10 ⁶ eV
Число следов	22	28	15	16	
Средняя начальная энергия	26	71	117	170	10 ⁶ eV
Средние потери энергии: эксп.	37	84	124	207	10 ⁶ eV/см Рb
теор.	43	105	167	240	

По Бете и Гейтлеру B^3 эта вероятность:

$$W(E_l) dE_l = \frac{dE_l}{E_0} \left(\ln \frac{E_0}{E_l} \right)^{l-1} \cdot \frac{1}{(l-1)!} \quad (9)$$

В частности, в слое $l=1$ любая потеря энергии от полной до потери, равной нулю, равновероятна. Вычисленные из квантовой теории излучения формулы (8) и (9) для средних потерь энергии электроном и флуктуации потерь на излучение относительно их среднего значения вплоть до энергии свыше $2 \cdot 10^8$ eV могут быть подтверждены прямыми измерениями в камере Вильсона.

В табл. 3 представлены средние потери энергии в пластинке Рb толщиной в 0,33 см по измерениям Андерсона и Неддермейера A^3 .

На рис. 5 показаны флуктуации потерь энергии в области энергий $E < 2 \cdot 10^8$ eV согласно измерениям Блекетта B^{11} . На этом рисунке по оси абсцисс отложены относительные потери на излучение R на 1 см свинца. Они получаются из полных потерь энергии электрона после вычитания незначительных потерь энергии на ионизацию aX

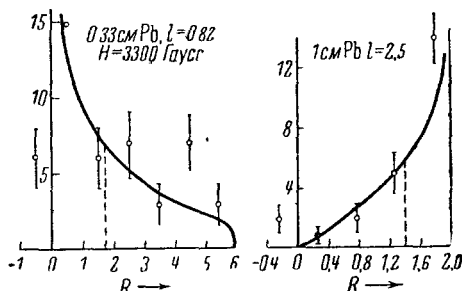


Рис. 5. Флуктуации потерь на излучение при $E < 2 \cdot 10^8$ eV (по Блекетту, Proc. Roy. Soc. Lond., 165, 11, 1938). Абсцисса: относительные потери R на излучение на 1 см свинца. Ордината: частота потерь на излучение на пути dR в пластинке $\frac{1}{3}$ см Рb (слева), 1 см Рb (справа). $\varnothing$ — измерения Блекетта, — теория по Бете-Гейтлеру.

$$R = \frac{E_0 - E_l - aX}{\frac{(E_0 + E_l)}{2} \cdot X}$$

Левая часть рис. 5 показывает частоту потерь энергии R в тонкой пластинке свинца толщиной $\frac{1}{3}$ см, что составляет несколько меньше универсальной единицы X_0 . Поэтому большие потери энергии оказываются особенно редкими. В правой части этого рисунка отложено распределение потерь в пластинке толщиной в несколько универсальных единиц X_0 . Здесь большие потери энергии встречаются особенно часто. Вычерченные кривые представляют теоретическое распределение потерь (9), среднее значение (8) которого представлено пунктирной линией. Те экспериментальные точки, которые соответствуют отрицательным потерям импульса, происходят от ошибок в измерениях кривизны треков и дают приближенную меру неточности измерений импульса. Если считать эти пути примером малых положительных потерь энергии,

то оказывается, что имеется отчетливый максимум в области малых потерь энергии, который не может быть объяснен излучением торможения и который, очевидно, должен быть приписан проникающим частицам.

8. Образование пар

Вероятность того, что на пути dl квант образует пару, при больших энергиях $h\nu \gg mc^2$ не зависит от энергии кванта (ср. ^{H9}).

$$\omega \cdot dl = 0,6 \, dl. \quad (10)$$

При малых энергиях вероятность образования пары убывает и достигает значения, равного нулю, при энергии кванта, равной энергии покоя пары $h\nu = 2mc^2$. Этот закон образования пар, вычисленный по теории Дирака, был проверен в области γ -лучей прямыми измерениями Кюри-Жолио, Чадвика, Блекетта и Оккиа-лини ^{H9}. В области больших энергий мы сперва предположим пригодность его экстраполяции (10), что будет проверено в дальнейшем по вытекающим из этого следствиям.

9. Ионизация

Ионизация атомных оболочек может быть изучена при помощи следующих явлений.

А. Потери энергии могут быть получены из изменения кривизны пути в магнитном поле, если скорость электрона настолько мала, что излучение торможения еще не играет роли. Теория ионизационных потерь Бете ^{B4} и Блоха ^{B15} при скоростях, меньших $1/4$ скорости света, была в высшей степени точно подтверждена измерениями Виллиамса ^{B4}. Кривая ионизационных потерь, вычисленных по формуле Блоха, приведена на рис. 2. Если величину a , входящую в формулу (2), приближенно заменить постоянной (что до значений $p \approx 3,5 \mu c$ вполне законно), то для пробега R частицы с массой μ и импульсом p получим

	Свинец	Вода	Воздух
$a =$	$1,2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^3 \text{ eV/cm}$
$R(p) =$	$-\frac{c^2}{a} \left(\frac{2 + \left(\frac{p}{\mu c}\right)^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{\mu c}\right)^2}} - 2 \right)$		
$\frac{p}{\mu c} =$	0	1	2 3 $\gg 1$
$\frac{aR}{\mu c^2} =$	0	0,1 0,7	1,5 $\frac{p}{\mu c} - 2$

(11)

В. Распределение вторичных электронов по энергиям было измерено Ишино¹² в области энергий $E < 300 \text{ eV}$. Измерения находятся в хорошем согласии с теорией, которая при больших начальных и конечных энергиях позволяет ожидать, что распределение вторичных электронов с энергией $> E$ приближенно имеет вид $\frac{\text{const}}{E}$ (ср. В 4, В 1).

С. Вторичная ионизация, т. е. число ионов, образовавшихся непосредственно от первичного электрона, может быть экспериментально определена из подсчета числа капелек в резком, еще не продиффундировавшем следе в камере Вильсона.

Теория дает для числа вторичных ионов, которые образует электрон, движущийся со скоростью βc , на 1 см в газе, при нормальных условиях В 4, В 1

$$s = \frac{I}{\beta^2} \left(14,24 + \ln \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \right)$$

	N_2	O_2	H_2	
$I =$	1	1,15	0,29	

ионов на 1 см при атмосферном давлении и комнатной температуре. (12)

При $p < mc$ вторичная ионизация должна так же, как и потери энергии, убывать обратно пропорционально квадрату скорости. Вблизи значения импульса, равного $3 mc$, она имеет минимум, после которого логарифмически возрастает с импульсом $p = mc \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$.

Значение постоянной I может быть дано достоверно лишь для водорода. Если воспользоваться значениями этой постоянной по Багге, приведенными в (12), то получим, что вторичная ионизация в воздухе минимальна у электрона, движущегося со скоростью

$$\beta = 0,97, \quad \frac{p}{mc} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = 3,5, \quad H\rho = 5,8 \cdot 10^3 \text{ гаусс см.}$$

Число вторичных ионов на 1 см при этом минимуме

	Теоретически (12)	Экспериментально
N_2	17	14—18, Корсон и Броди C 4
O_2	19,5	20, Виллиамс и Террукс W 5
H_2	4,8	5 » » W 5

Д. Вторичную ионизацию следует отличать от полной ионизации i , т. е. от числа пар ионов, которые создают первичный электрон и образованные им вторичные, третичные и т. д. элект-

роны. Полная ионизация вычислена в нерелятивистской области Багге^{В¹}. Полученное им значение полной ионизации находится приблизительно в согласии с измерениями Гербеса^{Г⁶}.

Электрон с энергией $2 \cdot 10^4$ eV расходует при этом на своем полном пути на образование пары ионов в среднем

	N ₂	H ₂
Теоретически (Багге ^{В¹})	28,6 eV	34 eV
Экспериментально (Герберс ^{Г⁶})	34 eV	37 eV

Корсон и Броди^{С⁴} нашли в диффузном следе, за вычетом неразделенных капелек, 25 пар ионов на 1 см воздуха при минимальной ионизации ($\beta \approx 0,96$). Таким образом отношение полной ионизации ко вторичной составляет больше 1,4 — 1,8.

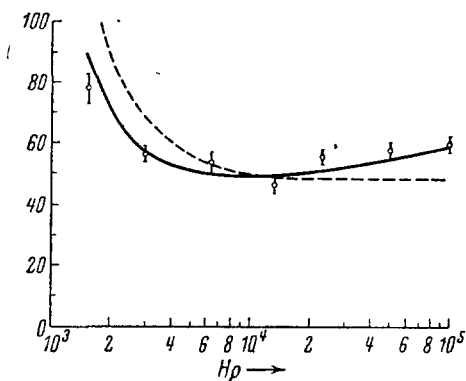


Рис. 6. Удельная ионизация электрона по Корсону и Броди (Phys. Rev., 53, 215, 1938.) Абсцисса: импульс Nr электрона в гаусс на 1 см. Ордината: количество ионов на 1 см воздуха при нормальных условиях. $\circ$ — измерения Корсона и Броди, — теоретическая кривая (12) с произвольным постоянным множителем, — — — приближенная теоретическая кривая (r) с $a = \text{const}$

В измерениях Корсона и Броди было впервые обнаружено требуемое теорией логарифмическое возрастание ионизации с импульсом p . Экспериментальные точки по Корсону и Броди показаны на рис. 6. Кривая на том же рисунке представляет теоретический ход ионизации. Она получена путем умножения формулы (12) на подходящий множитель, который считается постоянным. За логарифмическим возрастанием ионизации экспериментально можно проследить лишь до $Nr = 2 \cdot 10^5$ гаусс см, так как частицы с большим импульсом являются уже тяжелыми электронами, минимальная ионизация которых налагается на возрастание ионизации электронов.

Теперь, после открытия тяжелых электронов, мы можем понять, почему не удавались прежние опыты, в которых пытались установить логарифмическое возрастание ионизации при Nr большем $2 \cdot 10^8$ гаусс см.

Е. Наряду со счетом капелек в ионизационной камере, позволяющем найти ионизацию как функцию импульса, существует еще другой метод измерения ионизации, который, правда, дает только полную ионизацию на 1 см, усредненную по всем импульсам космического излучения $\bar{I}$. Штулингер^{С³⁴} сравнил число кос-

мических частиц, проходящих через пропорциональный счетчик, с ионизацией и получил $\bar{i} = 30 - 35$ пар ионов на 1 см воздуха для проникающих частиц и $\bar{i} = 50$ пар ионов на 1 см воздуха для ливневых частиц. Так как ливни содержат главным образом обычные электроны (§ 23), а проникающие частицы представляют тяжелые электроны, большее количество ионов можно рассматривать как доказательство логарифмического возрастания числа ионов в отношении $\frac{\text{энергия}}{\text{масса покоя}} S^{14}$ (рис. 2).

О средней полной ионизации $\bar{i}$ можно, далее, судить, сравнивая ток ионизации с числом совпадений. Эти измерения дают более высокие значения, колеблющиеся между 70 и 135 пар ионов на 1 см воздуха ^{M3, G1}.

Однако последний метод измерений труднее анализировать, чем метод Штулингера, так как не исключено, что несколько частиц регистрировалось при одном совпадении. Вероятно, отсюда можно понять большую цифру для количества пар ионов, полученную при этом методе. При теоретическом рассмотрении ионизационных потерь в толстых слоях необходимо, кроме ионизации атомных оболочек, принять во внимание ионизацию ядрами (§ 16) и диффузию, возникающую вследствие упругого рассеяния. Первая будет обсуждена в одной из последующих глав (III); упругое рассеяние было исследовано Виллиамсом ^{W6} теоретически и Блакетом и Вильсоном — экспериментально.

Оказалось, что эффективное поглощение при прохождении через толстые слои может быть значительно увеличенным благодаря упругому рассеянию при небольших импульсах падающих частиц. Однако при больших энергиях упругое рассеяние играет незначительную роль.

10. Каскадные ливни

Процессы излучения торможения и образования пар основаны на действии электромагнитных сил. Согласно квантовой теории электромагнитного поля они являются, вообще говоря, однократными процессами, т. е. один квант образует на ядре большей частью только одну пару и электрон образует на отдельном ядре лишь один фотон. Процессы высших порядков, в которых на одном ядре возникает несколько пар или квантов, являются согласно квантовой теории излучения гораздо менее вероятными. Их вероятность меньше вероятности однократного процесса в отношении постоянной тонкой структуры $\frac{e}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ в большой степени и растет с энергией E падающей частицы лишь логарифмически ^{K2}.

Однако несмотря на то, что электромагнитные процессы являются процессами первого порядка благодаря большой частоте образования пар и излучения торможения, они могут привести к образованию в слое материи конечной толщины большого числа вторич-

ных частиц из одной первичной. Это было показано почти одновременно Карлсоном—Оппенгеймером и Баба—Гейтлером (см. также L^2).

Если электрон с большой энергией падает на слой свинца, то в первых 4 мм он излучает фотон с энергией того же порядка величины. Этот фотон образует в одном из следующих миллиметров пару. Электрон и позитрон в свою очередь будут излучать по фотону, и из слоя свинца вылетит в конце концов целый сноп частиц.

Процессы излучения торможения и образования пар приводят, таким образом, к «мультипликации» частицы путем образования каскадообразного ливня. Предвестником «каскадной» теории ливней можно рассматривать схему излучения, предложенную Гайгером и Фюндером в 1935 г. G^3, G^1 , которая была предложена для объяснения порядка ливневых явлений.

Карлсон и Оппенгеймер, Баба и Гейтлер статистическим методом вычислили из формул § 7 и § 8 величину и распределение по энергии каскадного ливня, т. е. число z электронов и позитронов с энергией, превышающей некоторую энергию E_1 , которые созданы электроном с начальной энергией E после прохождения слоя l

$$z = z(l, E, E_1)$$

(в дальнейшем под «электронами» мы будем всегда подразумевать электроны с положительным и отрицательным зарядом).

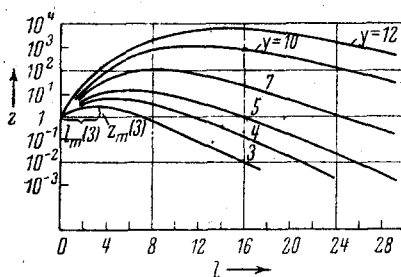


Рис. 7. Мультипликация числа электронов. Абсциссы: толщина слоя l вещества в единицах табл. 2. Ордината: число $z(l, y)$ электронов и позитронов, которые возникают из первичного электрона с энергией E_j в области энергий $> E_j$ под слоем l

Результаты их вычисления представлены на рис. 7. По оси абсцисс отложена толщина слоя l , по оси ординат — число частиц z . Параметр y , относящийся к отдельным кривым, означает логарифм отношения начальной энергии к конечной

$$y = \ln \frac{E}{E_1}.$$

Легко видеть, что число частиц зависит только от этого отношения, если только $E_1 \gg E_j$, так что влиянием ионизаций можно пренебречь

$$z = z(l, y), \quad (13)$$

так как тогда относительное распределение по энергии согласно (7) и (10) не зависит от энергии (при больших энергиях). Изображенная на рис. 7 функция мультипликации $z = z(l, y)$ содержит при этом два данных: во-первых, она указывает среднюю величину ливня, созданного частицей с энергией E по прохожде-

нии слоя l . Эта величина ливня получается из функции $z(l, y)$, если окончательную энергию E_1 приравнять границе ионизации E_j (табл. 2) данного вещества.

$$y = \ln \frac{E}{E_j}:$$

	$y = 3$	4	5	7	10	12	
Pb...	$E = 2 \cdot 10^8$	$5,5 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	eV
Fe...	$E = 6 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^{10}$	$6,7 \cdot 10^{11}$	$4,8 \cdot 10^{12}$	eV
H ₂ O Воздух	$E = 3 \cdot 10^9$	$8,2 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$1,7 \cdot 10^{11}$	$3,3 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	eV

Это означает, что мы приближенно учитываем влияние ионизации, полагая, что электрон тотчас затормаживается, когда его энергия становится меньше E_j , а при энергии, большей E_j , электрон не подвержен воздействию ионизации.

Для более точных вычислений величины ливня нужно к числу электронов с энергией, большей E_j , прибавить еще число электронов с энергией, меньшей E_j . Последнее табулировано в работе

Арлея ^{A4} (ср. также ^{C1}). Для $y = \ln \frac{E}{E_j} = 4$, например ^{A4}:

	При $l = 1$	2	3	5	10	
$z(>E_j) = z(l, 4)$	$1,84$	$3,35$	$4,66$	$5,17$	$1,11$	
$z(<E_j)$	$= 0,09$	$0,66$	$1,75$	$4,39$	$3,00$	

Вид средней величины ливня $z(l, y)$, как функции толщины слоя, который получается при помощи (14) из кривых рис. 7, в качественных чертах понятен.

В тонких слоях средняя величина ливня разрастается увеличением толщины слоя, так как начальная энергия может раздробиться тем сильнее, чем больше число атомных ядер входит в игру.

В толстых слоях, однако, становятся заметными потери энергии на ионизацию, благодаря которым тормозятся все частицы, энергия которых уменьшается из-за излучения до границы ионизации E_j . Эти потери энергии приводят сперва к установлению равновесия между числом поглощающихся и возникающих частиц при некоторой толщине l_m . При дальнейшем увеличении толщины слоя потери энергии приводят к спаданию кривой $z(l)$.

Равновесие наступает, например, для электрона с энергией 10^{11} eV при толщине слоя 5 см Pb ($l_m = 12$), по прохождении которого он создает ливень из 1000 частиц. При увеличении толщины слоя до 10 см преобладает такое поглощение, что при 10 см Pb величина ливня при той же начальной энергии уменьшается в 10 раз.

Во-вторых, кривые на рис. 7 дают сведения о спектре различных частиц в каскадном ливне. Вид этого вторичного спектра, в который «раздробляется» один первичный электрон, получается из функции $z(l, y)$, если толщина слоя l и начальная энергия остаются постоянными, а в выражении $y = \ln \frac{E}{E_1}$ изменяется конечная энергия E_1 . В следующем параграфе будет показано, что число частиц в ливне с энергией, превышающей E_1 , убывает приблизительно как $\frac{\text{const}}{E_1^a} [1 < a < 2, (19), (19a), (15)]$, когда ливень образовывается в толстом слое или в «равновесном слое» l_m .

Если вместо ливнеобразующего электрона имеется фотон, то возникает в значительной мере такой же ливень. Действительно, в первом миллиметре свинца фотон создает пару, которая, в свою очередь, будет вызывать вышеописанный процесс. На этом основании можно утверждать, что число фотонов в ливне имеет тот же порядок величины, что и число электронов и позитронов.

11. Математическое дополнение к § 10

а) Средняя величина каскадного ливня. Теперь следует несколько подробнее рассмотреть математические свойства функции мультипликации

$$z = z(l, y), \quad y = \ln \frac{E}{E_j},$$

изображенной на рис. 7, которая представляет среднюю величину z ливня под слоем l , образовавшегося из частицы с начальной энергией E .

а) *Максимальная величина ливня z_m* (т. е. максимум на кривой рис. 7) изменяется пропорционально начальной энергии E ливнеобразующего электрона^{В 5}

$$z_m(y) = z(l_m, y) \approx \frac{1}{8} \left(\frac{E}{E_j} \right)^{0,93}, \quad \left(\text{для } \frac{\partial z}{\partial l} = 0 \right). \quad (15)$$

Эта формула означает, что в максимуме энергия электрона раздробляется на равные части, так что средняя энергия каждой частицы порядка E_j .

б) *Толщина равновесного слоя l_m* , при которой кривые рис. 7 имеют максимум, логарифмически растет с начальной энергией E

$$l_m \approx 1,2 y \approx 3_{10} \lg z_m + 2,7 \quad \left(\text{для } \frac{\partial z}{\partial l} = 0 \right). \quad (16)$$

Это обстоятельство станет понятным, если мы, следуя Карлсону и Оппенгеймеру^{С 1}, для простоты заменим реальный процесс образования ливня в равновесном слое l_m некоторой моделью этого про-

цесса. Именно, представим себе такую модель, в которой на каждом отрезке $l=1$ происходит удвоение числа ионизирующих частиц путем деления. Тогда мы получим величины ливня z_m под слоем $l_m: z_m \sim 2^{l_m}$, т. е. логарифмический ход толщины равновесного слоя l_m с числом частиц или с начальной энергией E .

с) *Ширина* максимума кривых рис. 7 зависит от энергии слабо. Это яснее всего выражается соотношением

$$\int_0^{\infty} dl z(l, y) \approx \frac{3}{4} \frac{E}{E_1}, \quad (17)$$

которым мы в дальнейшем будем часто пользоваться.

д) В тонких слоях и при больших начальных энергиях можно пренебречь влиянием потерь энергии при вычислении величины ливня. Тогда для $z(l, y)$ получается следующее выражение:

$$z(l, y) \approx \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n! (2n)!}, \quad (\text{для } l \leq 2, y \gg 1) \quad (18)$$

$$x = 0,83 y l^2.$$

Каждый член этого ряда представляет долю, вносимую одним «поколением», при помощи которых следуют друг за другом акты увеличения числа частиц.

При больших значениях x сумма (18) может быть аппроксимирована выражением

$$z(x) \approx 0,20 e^{1,89 \sqrt[3]{x}} \cdot x^{-\frac{1}{6}}, \quad (\text{для } x \gg 1). \quad (18a)$$

Поэтому величина ливней под тонкими слоями возрастает с начальной энергией при небольших энергиях лишь логарифмически. Однако при больших энергиях или в более толстых слоях она растет с энергией всегда сильнее, чтобы в конце концов достигнуть почти линейного возрастания с энергией (14) в толстых слоях.

е) В толстых слоях, когда начинает уже преобладать поглощение, величина ливня z экспоненциально убывает с толщиной слоя l и возрастает по степенному закону с начальной энергией E

$$z(l, y) \approx e^{ay - bl - 3,2}. \quad (19)$$

При этом a и b лишь медленно меняющиеся с y и l величины $E^{0,6}$:

$$\left\{ \begin{array}{cccc} l=9 & 15 & 21 & 30 \\ y=3 & 5 & 7 & 10 \\ a=2,14 & 2,00 & 1,79 & 1,44 \\ b=0,48 & 0,44 & 0,37 & 0,25 \end{array} \right\} \quad (19a)$$

Точные таблицы функции (13) приведены в работах Карлсона—Оппенгеймера^{С¹}, Баба—Гейтлера^{В⁵} и Арлея^{А⁴}.

3) Флуктуации величины ливней. Полученные до сих пор данные о средней величине ливней, вообще говоря, не могут непосредственно сравниваться с опытом по двум причинам: во-первых, энергия ливнеобразующего электрона известна лишь в редких случаях, и благодаря непрерывному спектру ливнеобразующих электронов может наблюдаться лишь ее среднее значение. Поэтому мы должны будем (в § 11, γ) усреднить еще все полученные до сих пор выражения по спектру электронов. Во-вторых, наблюдая частоту ливней определенной величины, можно найти среднюю величину ливней, для вычисления которой необходимо знать флуктуации величины ливней.

Поэтому мы предположим, что средняя величина ливня, вызываемого электроном с энергией $E = E_j l^p$ под слоем l

$$\bar{N} = z(l, y) \quad (\S 11, \alpha),$$

известна и будем интересоваться флуктуацией ΔN величины ливня относительно его среднего значения.

$$\Delta N = (\bar{N}^2 - \bar{N}^2)^{\frac{1}{2}},$$

Флуктуация величины ливней была сперва оценена Бабой и Гейтлером^{В⁵}, которые исходили из предположения о том, что образование отдельных ливневых частиц можно считать независимыми событиями. Они получили поэтому формулу Пуассона

$$\frac{\Delta N}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}}. \quad (20)$$

Фюрри^{Р⁷} связал затем явление образования ливня с моделью, в которой каждая ионизирующая частица имеет определенную вероятность в слое данной толщины превратиться в две частицы, и получил гораздо большие флуктуации

$$\frac{\Delta N}{\bar{N}} = 1. \quad (21)$$

Как показывает более точное исследование^{Е⁶}, истинные флуктуации могут быть описаны некоторой формулой, промежуточной между двумя экстремальными случаями (20) и (21). При весьма тонких слоях, при весьма толстых слоях ($l > 2y$) и в максимуме кривой на рис. 7 она переходит в формулу Пуассона (20)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta N}{\bar{N}} &\approx \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \text{ для } l \leq 1 \\ \frac{\Delta N}{\bar{N}} &\approx \frac{1}{\sqrt{ly \ln 2}} \text{ для } 1 \leq l \leq \frac{1}{2} y \end{aligned} \right\} \quad (22a)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta N &\approx \left| \frac{\partial \bar{N}}{\partial l} \right| \cdot 0,92 + \sqrt{\bar{N}} \text{ для } \frac{1}{2} y \leq l \leq 2y \\ \frac{\Delta N}{\bar{N}} &\approx \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \text{ для } l \geq 2y \end{aligned} \right\} \quad (22b)$$

Формула (22a) получается, если учесть, что в области, в которой абсорбция еще не существенна ($l \ll y$), флуктуации величины ливня обусловлены, главным образом, флуктуациями числа n фотонов «первого поколения»

$$\left[\frac{\Delta N}{\bar{N}} \approx \frac{\Delta n}{n} \approx \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{ly \ln 2}} \text{ по (6)} \right]$$

При выводе формулы (22b), которая должна быть применимой в области сильного поглощения, существенно предположение о том, что y фотонов с большой энергией могут получаться из первичного электрона иногда несколько раньше, иногда несколько позднее. Это приводит к тому же эффекту, что и флуктуация толщины слоя $\Delta l \simeq 0,9 \text{ c.t.}$. Распределение величины ливней для больших ливней может быть приближенно представлено гауссовским распределением: вероятность того, что электрон с энергией $E = E_j e^y$ под слоем толщины l образует ливень из N частиц, равна

$$W(N, l, y) dN = \frac{e^{-\frac{(N - \bar{N})^2}{2(\Delta N)^2}}}{\sqrt{2\pi\Delta N}} dN, [\bar{N} = z(l, y)]. \quad (23)$$

γ) Частота каскадных ливней. Мы предположим, что спектр падающих электронов при энергии, большей $E = E_j e^y$, имеет вид ¹⁾

$$F(E) = I_0 \left(\frac{E_0}{E} \right)^\gamma = I_0 \left(\frac{E_0}{E_j} \right)^\gamma e^{-\gamma y}, \quad (24)$$

найдем тогда частоту $H(N, l)$ возникновения ливней с числом частиц, большим N под слоем l .

Функция $H(N, l)$ будет обозначаться также через $H(l)$, когда рассматривается изменение толщины слоя l при постоянной вели-

¹⁾ Постоянные I_0 и γ , означающие интенсивность и степень убывания спектра, с возрастанием энергии будут позднее экспериментально определены. E_0 может быть задана произвольной, например, $E_0: 10^9 \text{ eV}$.

чине ливней, и через $H(N)$ — «кривая распределения ливня», когда изменяется только величина ливня при неизменной толщине слоя. Частота ливней, вообще говоря, дается формулой

$$\frac{\partial}{\partial N} H(N, l) = \int_0^{\infty} dE \frac{\partial F(E)}{\partial E} W\left(N, l, \frac{E}{E_j}\right), \quad (25)$$

где первый множитель означает число падающих электронов с энергией в интервале $E, E + dE$ и второй множитель — заданную формулами (22) и (23) вероятность того, что электрон с энергией E образует в слое l ливень из N частиц. Как показывает точный анализ формулы (25), флуктуации существенны лишь для малых ливней под тонкими слоями. Ими можно, однако, пренебречь при рассмотрении больших ливней $N > 100$ или толстых слоев $l > 3 \cdot 10^6 \text{ г см}^2$. Тогда (25) переходит в более простую формулу

$$H(N, l) \approx F(E) = I_0 \left(\frac{E_0}{E_j}\right)^{\gamma} e^{-\gamma y}; \quad N = z(l, y). \quad (25a)$$

Из последней формулы следует, что частота возникновения ливней, содержащих более N частиц под слоем l , просто равна частоте,

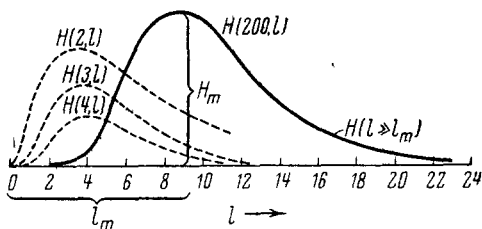


Рис. 8. Абсцисса: толщина слоя в единицах табл. 2. Ордината: теоретическая частота $H(N, l)$ появления ливней, содержащих более N частиц. Сплошная кривая: величина ливня $N = 200$. Пунктирная кривая: малые ливни $N = 2, 3, 4$ по Арлею. Масштабы по ординате обеих кривых не сравнимы.

большим двухсот, как функция толщины слоев l (табл. 2) для спектра вида

$$F(E) = \left(\frac{E_0}{E}\right)^{1.5}.$$

На рис. 8 приведены далее соответствующие кривые $H(l)$ (пунктирные кривые) для маленьких ливней, имеющих больше $N = 2, 3$ и 4 частиц, которая вычислена Арлеем⁴, воспользовавшимся пригодной при малых ливнях формулой (20) для флуктуаций и поправкой (14a) для электронов с малыми энергиями, из спектра

с которой падают электроны, обладающие энергией, превышающей некоторую энергию E , где E означает ту энергию, при которой электроны создавали бы, в среднем, под слоем l ливень из N частиц. Частота ливней, полученная таким образом, задается кривыми на рис. 8 и нижеследующими формулами. На рис. 8 изображена кривая $H(l)$ (25a) при $N = 200$ частиц, т. е. частота ливней с числом частиц,

$$F(E) = \left(\frac{E_0}{E}\right)^{1,5} \text{ для } E > E_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ eV},$$

$$F(E) = 15 \frac{E}{E_0} \text{ для } E < E_0. \quad (26)$$

При этом, однако, его кривая слабо зависит от вида спектра. Общий характер частоты возникновения ливней, как это можно видеть отчасти из рисунка, в случае спектра (24) будет таков ^{E 6}.

а) В тонких слоях частота больших ливней очень сильно возрастает с толщиной слоя. Распределение ливней $H(N)$ спадает при этом с увеличением ливня тем сильнее, чем тоньше слой (рис. 25) (18а):

при $1 \lesssim l \leq \text{от } 2 \text{ до } 3, N \lesssim 100$

$H(N, l)$ будет иметь следующий вид:

$$H(N, l) \approx I_0 \left(\frac{E_0}{E_j}\right)^{\gamma} e^{-\frac{0,48\gamma}{l^2} \left[\ln N + \frac{1}{2} \ln \ln N + 1,5 \right]^2}. \quad (27)$$

б) Частота ливней имеет максимум при равновесной толщине слоя (16)

$$l_m \approx 3_{10} \lg N + 2,7, \quad (28)$$

при которой распределение ливней $H(N)$ приблизительно равно распределению по энергии $F(E)$ в спектре (15)

$$H(N, l_m) = H_m(N) \approx I_0 \left(\frac{E_0}{E_j}\right)^{\gamma} \left(\frac{1}{8N}\right)^{\frac{\gamma}{0,93}}. \quad (29)$$

с) В толстых слоях, согласно (19) $H(l)$ спадает экспоненциально, таким образом, что при удвоенной по сравнению с l_m толщине слоя $H(l)$ убывает почти до одной десятой максимального значения. Распределение ливней $H(N)$ здесь лишь несколько менее крутое, чем спектральное распределение $F(E)$ при $l \gtrsim 5_{10} \lg N$ согласно (19)

$$H(N, l) \approx \left(\frac{1}{N}\right)^{\frac{\gamma}{a}} e^{-\frac{\gamma}{a} bl} \cdot \left(\frac{E_0}{E_j}\right)^{\gamma} \cdot e^{-3,2 \frac{\gamma}{a}}, \quad (30)$$

где коэффициенты a и b имеют следующие значения:

$a =$	$1,9$	$1,5$
$b =$	$0,40$	$0,25$
при $N \approx$	10	1000
$l \approx$	$15-20$	

д) Как видно из формул (27) — (30), благодаря наличию множителя $\left(\frac{E}{E_j}\right)^{\gamma}$ интенсивность в тяжелых элементах значительно большая, чем в легких.

Например, в Рb раздробление энергии может происходить вплоть до $E = 10^7$ eV, тогда как в Al оно прекращается из-за ионизации уже при $E_j = 6 \cdot 10^7$ eV (табл. 2). В случае $\gamma = 1$ интенсивности в различных веществах относятся приблизительно, как их атомные номера. При более крутых спектрах ($\gamma > 1$) отношение интенсивностей в различных веществах еще более резкое.

В частности, образовавшаяся из (25) функция $H(1, l)$ описывает число ливней, состоящих более чем из одной частицы, т. е. число совпадений, вызываемых электронами в схеме на рис. 9, как функцию толщины слоя.

Если вычислить эту абсорбционную кривую совпадений $H(1, l)$ для некоторого среднего спектрального распределения (24, $\gamma \sim 1-2$) в различных веществах, то окажется, как показал Гейтлер^{Н 6}, что под слоями равной массы будут приблизительно одинаковые интенсивности.

Это приблизительно пропорциональное массам уменьшение числа совпадений, вызываемых электронами, создается благодаря взаимной компенсации двух процессов: хотя в тяжелых веществах дробление начальной энергии на $12/\text{см}^2$ большее, чем в легких, однако, оно может продолжаться до меньших энергий.

Таким образом равные массы обладают почти одинаковым абсорбционным действием, если речь идет только о ионизационной абсорбции.

12. Ионизационные ливни Баба

Согласно каскадной теории ливней каждый электрон, попадающий в слой, толще 1 см Рb, образует ливень. Тяжелые же частицы практически не могут вызывать ливней непосредственным образом, так как благодаря большой массе они мало излучают.

Несмотря на это, как показал Баба^{В 6}, на основании каскадной теории ливней следует ожидать, что иногда тяжелые частицы также сопровождаются небольшими ливнями.

Действительно, тяжелая частица при прохождении через вещество теряет энергию на ионизацию, т. е. она выбивает электроны из атомов, находящихся на ее пути (§ 9). При этом иногда она будет передавать электрону весьма большую энергию. Такой электрон, выбитый с большой энергией, будет в свою очередь образовывать каскадный ливень. Среднее число электронов и позитронов с энергией, превышающей характерную для каждого вещества критическую энергию E_c (§ 6), которые будут, таким образом, сопровождать тяжелый электрон с энергией 10^{10} eV, составляет по Баба^{В 6} 10%. Согласно (14а) полное число электронов и позитронов можно считать примерно вдвое больше. Более точные цифры для среднего числа электронов приведены по вычислениям Баба для частиц с массой $\mu = 100m$ (m — масса электрона) при различных энергиях в табл. 4^{В 6}.

В следующей табл. 5 показано распределение этого числа электронов по различным величинам ливней. В ней указаны вероятности $\frac{\partial}{\partial N} Q(N, E)$ того, что тяжелый электрон с энергией E сопровождается ливнем электронов из N частиц. При этом под N подразумевается число частиц в ливне с энергией большей E_j . Истинная величина ливней, по Баба, примерно вдвое большая.

В грубом приближении таблица может быть заменена следующей формулой для вероятности $Q(N, E)$ того, что тяжелый электрон с энергией $E \gg \mu c^2$ сопровождается ионизационным ливнем, содержащим больше N частиц в воде:

$$\begin{aligned} Q(N, E) &\approx 0,03 \frac{1}{N} \text{ при } E \gg 8NE_j, \\ Q(N, E) &\approx 0 \text{ при } E \ll 8NE_j. \end{aligned} \quad (31)$$

В общих чертах эти формулы понятны: чтобы возник ливень из N частиц по формуле (15), атомному электрону должна быть передана энергия $8NE_j$. Поэтому, для того чтобы тяжелый электрон мог передавать такую энергию, он сам должен обладать энергией, не меньшей $8NE_j$. Таким образом ионизационные ливни, состоящие более чем из N частиц, могут образовываться в веществе с крити-

ТАБЛИЦА 4

Среднее число электронов, образуемых тяжелым электроном с энергией E (по Баба)

Число частиц с $E > E_i$		Полное число частиц
10^8 eV	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pb} \dots\dots - \\ \text{H}_2\text{O} \dots\dots - \end{array} \right.$	—
10^{10} eV	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pb} \dots\dots 0,09 \\ \text{H}_2\text{O} \dots\dots 0,03 \end{array} \right.$	0,19 0,07
10^{12} eV	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pb} \dots\dots 0,16 \\ \text{H}_2\text{O} \dots\dots 0,07 \end{array} \right.$	0,34 0,15

ТАБЛИЦА 5

Вероятность $\frac{\partial}{\partial N} Q(N, E)$, с которой тяжелый электрон энергии E сопровождается ливнем из N частиц

E	$N=1$	2	4	5	10	50
10^8 eV	—	—	—	—	—	—
10^{10} eV	0,046	0,014	0,0057	0,0038	0,0012	$0,34 \cdot 10^{-4}$
10^{12} eV	0,025	0,007	0,0022	0,0011	0,0003	—
	0,047	0,015	0,0060	0,0042	0,0013	$0,54 \cdot 10^{-4}$
	0,028	0,009	0,0036	0,0024	0,0008	$0,29 \cdot 10^{-4}$

ческой энергией E_j тяжелыми частицами лишь тогда, когда их энергия превышает $8NE_j$. Распределение вида $\frac{1}{N}$ для ионизационных ливней, состоящих из более чем N частиц (31), получается согласно (15) потому, что распределение по энергиям вторичных электронов при энергии, большей E , имеет вид $\frac{1}{E}$ (§ 9 В).

Среднее число электронов, которые находятся в равновесии с тяжелым электроном энергии E , будет по (31) приближенно равно

$$\int_0^{\frac{E}{8E_j}} \frac{-\partial Q(NE)}{\partial N} NdN = 0,03 \ln \frac{E}{8E_j} \quad (\text{для } \text{H}_2\text{O}), \quad (32)$$

что находится в грубом согласии с данными табл. 4. Частота ионизационных ливней в других веществах может быть получена умножением формул (31) и (32) для воды на

$$\frac{0,8 \cdot 10^9 \text{ eV}}{E_j} \frac{1}{Z} \quad (33)$$

(Z — атомный номер и E_j — критическая энергия вещества).

ГЛАВА III. ТЕОРИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

13. Тяжелые электроны и ядерные силы

В введении (глава 1) были указаны причины, позволяющие утверждать, что проникающая компонента космических лучей состоит, главным образом, из нового вида элементарных частиц, масса которых составляет около 160 электронных масс. С одной стороны, нельзя считать, что проникающая компонента состоит из обычных электронов, так как последние согласно теории и экспериментальным данным образуют каскадные ливни и не могут в одиночку проходить через толстые слои вещества. У частиц большей массы большие потери на излучение отсутствуют, поскольку интенсивность излучения обратно пропорциональна квадрату массы покоя излучающей частицы. С другой стороны, из измерений ионизации следует, что частицы по крайней мере с импульсом $pc < 7 \cdot 10^8 \text{ eV}$ нельзя считать протонами, так как протоны с таким малым импульсом ионизируют значительно сильнее, чем электроны. Этот аргумент совместно с описанными уже фотографиями тяжелых элементов в камере Вильсона делают предположение о существовании новых частиц в высшей степени достоверным. На вопрос о том, имеют ли все частицы этого вида одинаковую массу или, напротив, в проникающей компоненте имеются частицы различных масс, эксперименты не дают пока никакого ответа. Нельзя также до сих пор разрешить вопрос о том, какая часть проникающих частиц с очень большими энергиями является протонами. Однако все существую-

щие до сих пор эксперименты, в которых определялась масса проникающих частиц, могут быть согласованы с предположением, что проникающая компонента состоит, главным образом, из определенного сорта частиц, масса покоя которых составляет около 160 электронных масс, и что, кроме этих частиц, в состав ее входят еще в сравнительно небольшом количестве протоны и нейтроны.

Если не сделать этого предположения, то не существует пока никакой теоретической точки зрения, которая могла бы дать какие-либо указания относительно поведения проникающих частиц. Если же, однако, предположить, что существует определенный вид частиц с массой покоя, равной приблизительно 160 электронных масс, то это наводит на мысль о том, чтобы связать эти частицы с теорией ядерных сил, которая была выдвинута в 1935 г. Юкавой [4, 5, 6, 7, и им самим и рядом других авторов разработана [3, к 1, в 7, в 8, w 3].

Юкава предсказал в этой теории существование частиц определенного вида и указал на роль этих частиц в общей связи ядерных сил, β -распада и т. д. Хотя было бы, быть может, преждевременным говорить об определенном подтверждении теории Юкавы открытием тяжелых частиц, кажется естественным проанализировать экспериментальные сведения о проникающей компоненте космических лучей с точки зрения этой теории. Поэтому прежде всего мы изложим основные идеи и важнейшие результаты теории Юкавы. Теория Юкавы задается целью провести возможно более тесную аналогию между электрическими силами и силами связывающими протоны и нейтроны в ядре. Юкава вводит поле сил тяжелых частиц, образующих ядра, которое описывается подобно электрическому полю определенной волновой функцией, удовлетворяющей дифференциальному уравнению второго порядка. Ядерные силы отличаются, однако, от электрических сил тем, что они имеют конечную область действия, порядка классического радиуса электрона

$$r_0 = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Поэтому вместо уравнения электростатики

$$\Delta \varphi = 0$$

Юкава вводит другое уравнение

$$\Delta \varphi - k^2 \varphi = 0.$$

Это уравнение приводит к потенциалу вида $\frac{e^{-kr}}{r}$. Постоянная k определяет сферу действия ядерных сил и имеет порядок $k \sim \frac{1}{r_0}$.

Обобщая уравнение для потенциала в волновое уравнение, получаем

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \Delta \varphi - k^2 \varphi = 0. \quad (34)$$

Последнее уравнение представляет волновое уравнение для частиц с массой P_2 покоя $\mu = \frac{\hbar k}{c}$. Таким образом благодаря конечной сфере действия ядерных сил вместо квантов света в максвелловской теории появляются частицы с массой покоя, равной $\frac{\hbar k}{c}$.

Эта масса покоя совпадает по порядку величины с массой тяжелого электрона (около 160 электронных масс), как это следует из немногочисленных пока имеющихся экспериментов. Дальнейшее различие между электрическим полем и полем ядерных сил должно возникать потому, что поле ядерных сил приводит к обменным силам между нейтроном — протоном. Этого Юкава добивается при помощи предположения о том, что частицы, соответствующие ядерному полю, являются заряженными. Поскольку заряд в целом должен сохраняться, испускание частицы Юкавы связано с одновременным изменением заряда испускающей частицы.

Из этих основных представлений теории Юкавы следует, что если можно идентифицировать тяжелые электроны, наблюдающиеся в космическом излучении, с частицами Юкавы, то они, в отличие от всех остальных заряженных элементарных частиц, должны подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна и обладать целочисленным спином. Благодаря тесной аналогии, существующей между частицами Юкавы и фотонами, можно ожидать, что частицы Юкавы имеют спин, равный единице. Теория таких частиц разработана Бабой⁵, Фрейлихом, Гейтлером и Кеммером⁶ и Юкавой⁷.

Из соображений симметрии должны существовать положительные и отрицательные частицы Юкавы, а абсолютная величина их заряда должна составлять один элементарный квант электрического заряда.

Если силы между частицами, образующими ядра, не зависят от заряда, как можно было бы ожидать на основании опытов Ткува, Гафштадта и Гейденбурга, то следует предположить, что существует также не заряженная частица Юкавы. Однако, какое бы то ни было, экспериментальное или теоретическое, твердо обоснованное, подтверждение этого предположения пока невозможно.

14. Распад тяжелых электронов

Юкава предположил, далее, что существует еще и некоторое взаимодействие ядерного поля с легкими частицами (электронами и нейтрино). Например, электрон с весьма большой энергией должен при отклонении его ядерным полем излучать отрицательно заряженную юкавовскую частицу, превращаясь одновременно в нейтрино.

Следствием такого взаимодействия является то, что частица Юкавы сама по себе (без взаимодействия с материей) может распадаться на электрон и нейтрино. Таким образом эта частица является радиоактивной в отношении β -распада. Период жизни ее связан с величиной вышеуказанного взаимодействия с полем легких

частиц и может быть оценен из вычисления обычной β -радиоактивности атомных ядер. Последняя объясняется в теории Юкавы при помощи предположения о том, что нейтрон может превращаться в протон с одновременным возникновением виртуальной частицы, которая в свою очередь одновременно распадается на электрон и нейтрино. Это представление снова приводит в общих чертах к теории β -распада Ферми и позволяет вычислить среднее время жизни тяжелого электрона. Оно составляет по Юкаве

$$\tau = \frac{1}{2} \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Так как спонтанный распад тяжелых электронов важен при рассмотрении поведения проникающей компоненты, следует описать его несколько точнее. Закон сохранения энергии и импульса требует, чтобы при распаде покоящейся частицы Юкавы на электрон и нейтрино обе легкие частицы разлетались в противоположных направлениях с равными импульсами. Сумма энергии обеих легких частиц должна быть равна энергии покоя тяжелого электрона. Благодаря незначительной массе покоя электрона и исчезающе малой массе покоя нейтрино кинетическая энергия электрона и нейтрино составляет $\frac{\mu c^2}{2}$ (где μ означает массу тяжелого электрона). Радиоактивность тяжелых электронов отличается, таким образом, от β -радиоактивности обычных ядер тем, что при их распаде должен появляться электрон со строго определенной энергией около 40 MeV. При этом испускание электронов (или нейтрино) будет происходить во всех направлениях равновероятно.

Распад тяжелого электрона будет часто происходить тогда, когда он обладает значительной кинетической энергией. В этом случае импульс испущенного электрона будет подвергаться преобразованию Лоренца. Предположим, что тяжелый электрон движется в направлении оси X со скоростью βc . Угол, который составляет направление вылета электрона с осью X , измеренный в той системе координат, в которой тяжелый электрон покоится, обозначим через φ .

Тогда для энергии электрона и компонент его импульса, параллельной и перпендикулярной к направлению x в системе покоящегося тяжелого электрона, мы получим соотношения

$$E' = \frac{\mu c^2}{2}; \quad p_{\parallel}' = \frac{\mu c}{2} \cos \varphi; \quad p_{\perp}' = \frac{\mu c}{2} \sin \varphi.$$

В системе наблюдателя имеют место равенства:

$$E = \frac{\mu c^2}{2} \frac{(1 + \beta \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad p_{\parallel} = \frac{\mu c}{2} \frac{(\beta + \cos \varphi)}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad p_{\perp} = \frac{\mu c}{2} \sin \varphi.$$

Выражая в этих формулах скорость тяжелого электрона через его импульс P , получаем

$$E = \frac{c}{2} \left(\sqrt{(\mu c)^2 + P^2} + P \cos \varphi \right);$$

$$p_{\parallel} = \frac{1}{2} \left(P + \sqrt{(\mu c)^2 + P^2} \cos \varphi \right); \quad p_{\perp} = \frac{\mu c}{2} \sin \varphi. \quad (35)$$

Если энергия тяжелого электрона много больше, чем его масса покоя, то в большинстве случаев при радиоактивном распаде электрон будет выбрасываться почти в направлении полета тяжелого электрона. При этом его импульс в этом направлении может почти с равной вероятностью принимать все значения между 0 и P .

Если мы захотим найти вероятность распада $\frac{1}{\tau}$ тяжелого электрона после того, как он пройдет определенный путь, т. е. если мы будем интересоваться вероятностью распада на 1 см, то, как подчеркнул Баба, мы должны будем принять во внимание изменение времени, вытекающее из теории относительности.

Тогда можно получить для вероятности распада w на одном сантиметре значение

$$w = \frac{\mu}{\tau P}. \quad (36)$$

15. Вторичные процессы, вызываемые тяжелыми электронами

Теория взаимодействия между протонами, нейтронами и тяжелыми электронами по Юкаве подобна теории взаимодействия Ферми между легкими и тяжелыми частицами¹. Она приводит к некоторым следствиям, важным при рассмотрении ливней и толчков Гоффмана (§ 23, 24). Именно, взаимодействие между тремя названными частицами оказывается тем большим, чем больше энергия сталкивающихся частиц⁸. Отсюда следует, что тогда, когда при столкновении в распоряжении имеется энергия, значительно превышающая 10^8 eV, эта энергия будет, вообще говоря, употребляться на то, чтобы образовать в одном акте ряд частиц, энергия которых будет лежать в области нескольких 10^8 eV³. Такой взрывной ливень будет по теории Юкавы (в отличие от теории Ферми β -распада) содержать главным образом протоны, нейтроны и тяжелые электроны. Фотоны и обычные электроны могут образовываться лишь с вероятностью, уменьшенной в отношении, соответственно $\frac{e^2}{\hbar c}$ и $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2$.

Какие-нибудь более точные сведения об этих взрывах из теории Юкавы не могут быть получены, так как появление взрывов как раз означает границу, вплоть до которой законно применение современной квантовой теории^{3, 5, 8}. Обрисовывая картину тех процессов, которые должны согласно этим теоретическим представлениям разыгрываться при прохождении тяжелого электрона через

вещество, можно притти примерно к следующим выводам. Прежде всего, тяжелый электрон воздействует на окружающее вещество благодаря своему заряду. Он ионизирует и тормозится поэтому, как и обыкновенный электрон или протон. При этом для потерь энергии на 1 см пути будет безусловно справедлива обычная формула (2), а для длины пробега как функции энергии — формула (11). Далее при прохождении через атомные ядра тяжелый электрон может вступить во взаимодействие с протонами и нейтронами. Это взаимодействие не может описываться классическими силами, а подобно взаимодействию между фотонами и электронами. Тяжелый электрон, таким образом, может поглощаться сперва ядром, что возможно только при одновременном превращении нейтрона в протон (подобие фотоэффекта). Затем тяжелая частица может рассеиваться, причем ее энергия, вообще говоря, при этом также изменяется (подобие комптон-эффекта). При большой энергии тяжелого электрона последний процесс будет происходить чаще предыдущего. При поглощении, для выполнения законов сохранения энергии и импульса, необходимо наличие по крайней мере двух взаимодействующих тяжелых частиц. Напротив, одна тяжелая частица, находящаяся в пустом пространстве, может уже рассеивать.

Если энергия тяжелого электрона становится порядка 10^8 eV, то эффективный поперечник рассеяния имеет порядок величины 10^{-28} см².

Далее существуют такие процессы, которые возникают благодаря взаимодействию ядерных и электрических сил, на которые обратил внимание Гейтлер ¹⁸. Простым примером таких процессов может послужить следующий: отрицательный тяжелый электрон сталкивается с протоном. Последний превращается в нейтрон, излучая при этом квант света. Эффективный поперечник такого процесса при энергии частицы Юкавы порядка 10^8 eV, по оценке Гейтлера, составляет до 10^{-17} см².

Наконец, если тяжелый электрон с энергией, значительно превышающей 10^8 eV, сталкивается с протоном или нейтроном, то вообще говоря, будут иметь место вышеописанные взрывы. Эти взрывы могут вызывать, кроме тяжелых электронов, как мы уже упоминали выше, протоны и нейтроны. Кроме того, их могут вызывать также фотоны и электроны, но вероятность последних про-

цессов уменьшена в отношении соответственно $\frac{e^2}{\hbar c}$ и $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2$. Эффек-

тивный поперечник взрывных ливней должен иметь порядок 10^{-26} см². Однако возможно, что этот поперечник с возрастанием энергии сталкивающихся частиц снова уменьшается. Точные сведения об этом из существующей теории не могут быть получены. Во всех известных до сих пор процессах потери в значительной мере пропорциональны массам. Это означает, что потери энергии на 1 г/см² должны быть приблизительно одинаковы во всех веществах. Наконец, тяжелый электрон может спонтанно распасться на электрон и нейтрино. Этот процесс совершенно не зависит от вещества,

в котором пролетает тяжелый электрон, и о пропорциональности между абсорбцией и массой вещества не может быть и речи. Можно, правда, думать, что наряду со спонтанным распадом существует еще другой распад, который индуцируется взаимодействием с другими частицами. Однако простые теоретические оценки делают маловероятным предположение о том, что этот индуцированный распад играет заметную роль по сравнению со спонтанным распадом.

16. Вторичные эффекты, вызываемые быстрыми протонами и нейтронами ^{H 4}

В проникающей компоненте космических лучей играют роль также протоны и нейтроны. Правда, в настоящее время едва ли можно указать, какая часть проникающих космических лучей состоит из протонов с большой энергией. Однако во всяком случае эксперименты всегда показывают присутствие тяжелых частиц малых энергий ^{R 6, A 3}. Таким образом существование протонов и нейтронов в космических лучах можно считать достоверным. Эти тяжелые частицы могут согласно вышеизложенным теоретическим соображениям в первую очередь вызывать следующие процессы: относительно ионизации, вызываемой протонами, достаточно было сказано во введении. При столкновениях с атомными ядрами протоны и нейтроны могут взаимодействовать с ядерными частицами при помощи обменных сил. При прохождении через атомные ядра тяжелые частицы ведут себя (в отличие от частиц Юкавы) совершенно аналогично электронам при прохождении их через вещество. Благодаря наличию ядерных сил, обладающих радиусом действия порядка $2,8 \cdot 10^{-13}$ см, протон с большой энергией, пролетающий через ядро, может передавать энергию ближайшим протонам или нейтронам. Таким образом он образует вторичные частицы с определенным распределением по энергиям. Передаваемая при этом энергия будет большей частью затрачиваться, согласно теории Бора ^{B 21}, на нагревание ядра, с которым сталкивается тяжелая частица. Из нагретого ядра будут испускаться протоны или нейтроны (аналогично процессу испарения), которые в дальнейшем могут фигурировать как вторичные частицы.

Энергия, отдаваемая ядрам протоном или нейтроном, движущимися со скоростью βc , выражается, приближенно, следующей формулой ^{H 4}:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \approx - \frac{Mc^2}{r_0 \beta^2} \cdot 6 \cdot 10^{-3} \quad (37)$$

(r_0 — классический радиус электрона,
 M — масса протона).

Для длины пробега R тяжелых частиц как функции их кинетической энергии E может быть получено следующее выражение ^{H 4} (ср. 2, 11):

$$R = r_0 \frac{E^{\frac{1}{2}}}{Mc^2 (Mc^2 + E)} \cdot 1,7 \cdot 10^2. \quad (37a)$$

Из последней формулы следует, что протоны и нейтроны, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света, передают ядрам в среднем весьма мало (около 20 МВ) энергии.

Напротив, при меньшей скорости тяжелые частицы, например протоны с энергией $3 \cdot 10^8$ eV, могут терять всю свою энергию при прохождении через атомное ядро, как только что указывалось. Внутриядерные частицы, получающие от маллетающего протона или нейтрона достаточно большую энергию, могут покидать ядро, фигурируя в явлении как вторичные частицы. Распределение этих вторичных частиц по энергиям практически не зависит от энергии падающей частицы, если только последняя значительно больше энергии вторичных частиц. Оно также едва ли зависит от величины ядра, из которого вылетают вторичные частицы. Оказывается, что число вторичных частиц $n(E)$ с энергией, большей E , приближенно имеет вид n^4

$$n(E) \approx \text{const} \cdot e^{-78 \frac{E}{Mc^2}}. \quad (38)$$

Наряду с этими процессами, которые весьма аналогичны обычным процессам ионизации, существуют еще другие процессы, которые можно сравнить с излучением торможения обычных электронов и которые особенно при больших энергиях сталкивающихся частиц должны играть основную роль. Протон весьма большой энергии при столкновении с другой тяжелой частицей может испустить частицу Юкавы и превратиться при этом в нейтрон. При достаточно большой энергии он может создавать в одном акте несколько тяжелых электронов и других тяжелых частиц, т. е. образовывать вышеописанные взрывы. Эффективный поперечник этих процессов, подобно поперечнику соответствующих процессов с частицами Юкавы, должен иметь порядок 10^{-16} см².

(Продолжение в следующем выпуске)