

НОВЕЙШИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В. Г. Левич, Москва

§ 1. Введение

Космические лучи и связанные с ними явления представляют одну из тех областей физики, к которой за последние 10—15 лет особенно привлечено внимание исследователей. Последний год ознаменовался рядом значительных успехов, краткому обзору которых посвящена настоящая статья.

Чтобы оценить значение этих успехов, необходимо охарактеризовать состояние вопроса к началу текущего года. Работы многочисленных исследователей дали целый ряд ценных сведений о космических лучах. Сюда относятся в первую очередь: установление состава первичных лучей и исследование ливней. Существование широтного эффекта, т. е. изменение интенсивности с географической широтой, весьма убедительно свидетельствует о том, что в состав первичных космических лучей входят заряженные частицы, отклоняемые магнитным полем земли. К тому же выводу привели и непосредственные исследования со счетчиками Гейгера-Мюллера и работы с камерой Вильсона различных авторов. Эти, а также некоторые другие факты, например, приблизительная независимость переходного эффекта от широты, наличие долготной асимметрии, окончательно установили, что по крайней мере основная масса первичных лучей состоит из заряженных частиц.

Если в первичных лучах имеются нейтральные частицы, то вызываемая ими ионизация на уровне моря незначительна по сравнению с ионизацией, создаваемой заряженными частицами. Было, далее, установлено, что в состав первичных лучей входят частицы обоих знаков, причем число положительных несколько превышает число отрицательных.

Наконец, предполагали, что первичные лучи состоят из позитронов, электронов и протонов, а также, в незначительном количестве, фотонов.

Энергии космических частиц оценивались по отклонению их магнитным полем земли. Можно показать, что электроны, дости-

гающие поверхности земли в вертикальном направлении, у экватора должны иметь энергию не меньше $20 \cdot 10^9$ eV. Энергии частиц определялись также и по отклонению их магнитным полем в камере Вильсона. Результаты этих измерений совпадали с результатами, полученными первым методом, и считалось установленным, что космические частицы имеют энергию порядка 10^9 eV, но встречаются отдельные частицы с большими, до 10^{10} — 10^{11} eV, энергиями.

Весьма важным является вопрос о потерях энергии электронами таких больших энергий при прохождении через вещество. Измерения Андерсона и Неддермейера привели к следующему выводу: до энергий порядка $70 \cdot 10^6$ eV потери энергии обнаруживают хорошее согласие с теоретическими значениями, полученными Бете и Гейтлером. Однако, для больших энергий это соответствие резко нарушается, и потери энергии становятся значительно меньшими, чем это следует из теории.

Из этого был сделан вывод, что в области энергий, больших 150 — $300 mc^2$, квантовая механика более не применима; для объяснений происходящих явлений в этой области энергий должна быть создана новая теория.

Точно так же долгое время представлялось необъяснимым, с точки зрения квантовой теории, другое замечательное явление — ливни, вызываемые космическими лучами.

Блеккет и Оккиалини, Скобельцын, Андерсон и др. при исследовании космических лучей наблюдали появление целых групп частиц, обычно исходящих из одной точки вещества, окружающего камеру. Это явление получило название ливней.

Фотографии показывают существование своеобразных „очагов“ ливней — отдельных центров, дающих лучки путей, расходящихся приблизительно из одной точки. В состав ливней входят в основной массе легкие частицы — электроны и позитроны больших энергий, редко встречаются тяжелые, сильно ионизирующие частицы. Число частиц в ливне колеблется от трех-пяти частиц до нескольких сотен.

Возникновение ливней приписывалось каким-то особым „взрывам“ ядер, приводящим к распаду их на большое число частиц.

Основная трудность в объяснении происхождения ливней состояла в том, что с точки зрения квантовой механики возникновение большого числа вторичных частиц в одном акте было исчезающе маловероятно.

Согласно обычной квантовой механике, энергия взаимодействия между частицей (электроном, позитроном) и полем пропорциональна заряду e этой частицы.

Это взаимодействие может приводить к образованию новых частиц (образование пар). Вероятность возникновения новой частицы есть величина, имеющая размерность сек^{-1} и пропорциональная квадрату матричного элемента энергии взаимодействия, т. е. пропорциональная e^2 .

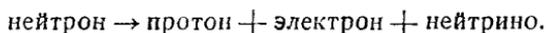
Вероятность одновременного образования двух частиц пропорциональна уже e^4 и также имеет размерность сек^{-1} . Наконец, вероятность одновременного образования n -частиц пропорциональна $(e^2)^n$.

Мы видим, что вероятность образования частиц есть некоторая функция e^2 . Поскольку, однако, выражение для вероятности, из соображений размерности, не может содержать e^2 самого по себе, заряд должен входить только вместе с другими величинами, образующими с ним безразмерную комбинацию. Единственной безразмерной величиной, содержащей только e^2 и универсальные постоянные, является комбинация $\frac{e^2}{\hbar c}$. Поэтому вероятности образования частиц должны быть пропорциональны различным степеням $\frac{e^2}{\hbar c}$.

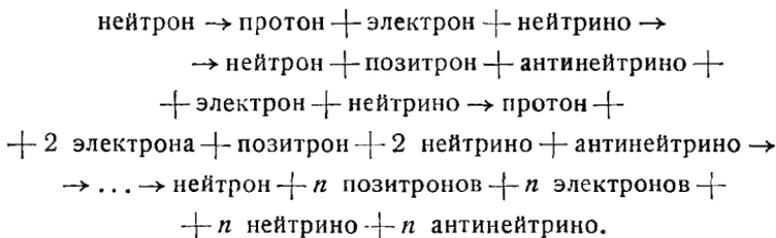
В частности, вероятность одновременного образования n -частиц должна быть пропорциональна $\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^n$. Подставляя численные значения универсальных постоянных, мы получаем, что вероятность одновременного образования n -частиц пропорциональна $\left(\frac{1}{137}\right)^n$. Таким образом, действительно, вероятность испускания большого числа частиц оказывается весьма малой.

Эту трудность Гейзенберг¹ попытался обойти, предположив, что взаимодействие, приводящее к образованию ливня, имеет не электромагнитный характер, а подобно взаимодействию между тяжелыми и легкими частицами, приводящему к β -распаду.

Сам процесс образования ливня представляет собой, по Гейзенбергу, своеобразный β -распад высшего порядка с одновременным испусканием нескольких электронов и позитронов. Согласно Ферми, β -распад может быть представлен по схеме



Тогда ливень можно представить в виде ряда превращений:



Таким образом ливень отличается от β -распада только количеством испущенных частиц или, иными словами, представляет тот же β -распад более высокого порядка.

Выражение для энергии взаимодействия между тяжелыми и легкими частицами в теории β -распада Ферми содержит некоторую

новую универсальную постоянную f , имеющую размерность $см^2$. Соответственно этому, вероятность испускания одной частицы должна быть пропорциональна f^2 , двух — f^4 и, наконец, n -частиц — $(f^2)^n$.

Поскольку вероятность должна иметь размерность $сек^{-1}$, f должна встречаться только в виде безразмерной комбинации с другими физическими величинами. Такой безразмерной комбинацией является fk^2 , где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ представляет волновой вектор испускаемых частиц. Таким образом вероятность одновременного испускания частиц должна быть пропорциональна $(fk)^{2n}$.

Если испускаются частицы весьма больших энергий, для которых k также очень велико, вероятность испускания большого числа частиц может стать не меньшей, чем вероятность испускания малого числа частиц.

С помощью некоторых дополнительных искусственных предположений о характере взаимодействия между частицами Гейзенбергу удалось добиться качественного согласия с опытом. Однако в самое последнее время Паули² показал, что применение высших приближений в теории Ферми, которое делается Гейзенбергом, является незаконным. Высшие приближения оказываются расходящимися и дают бесконечности для вероятностей перехода и других величин. Поэтому, теория ливней Гейзенберга должна быть признана неудовлетворительной. Как мы увидим ниже, в настоящее время разработана новая, так называемая лавинная, теория ливней, в которой устранены трудности, связанные с одновременным испусканием нескольких частиц.

§ 2. ИЗЛУЧЕНИЕ ТОРМОЖЕНИЯ И ОБРАЗОВАНИЕ ПАР

Прежде чем перейти к изложению новой теории ливней, следует ознакомиться с двумя тесно связанными процессами: излучением торможения и образованием пар γ -лучами.

Рассмотрим электрон, пролетающий с весьма большой скоростью в поле ядра с зарядом Ze . Благодаря взаимодействию между ядром и электроном существует определенная вероятность того, что электрон перейдет из состояния с импульсом p_0 и энергией E_0 в состояние с импульсом p и энергией E , излучив при этом фотон. Это явление носит название излучения торможения (Bremsstrahlung). Следует найти вероятность такого процесса.

Точное выражение для вероятности излучения торможения было получено Бете и Гейтлером и другими авторами с помощью квантовой теории возмущений. Их вычисления имеют довольно сложный характер. Можно, однако, из весьма наглядных соображений получить правильный порядок величины, воспользовавшись методом, предложенным Вилиамсом⁴ и Вейцеккером⁵.

Произведем сперва приближенный расчет в том случае, когда применимо классическое приближение. Здесь под словом „классическое“ подразумевается релятивистское, не квантовое.

Пусть электрон пролетает в поле ядра на расстоянии r от него. Величину r называют параметром столкновения. Скорость электрона v_0 будем предполагать почти равной скорости света c , так что

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \gg 1. \quad (1)$$

Направление полета электрона примем за ось z . Благодаря взаимодействию пролетающего электрона с полем ядра, он будет отклоняться от первоначального направления движения, т. е. испытывать ускорение. Это ускорение должно сопровождаться излучением. Поскольку формула для излучения быстрого электрона весьма громоздка, удобнее ввести новую систему координат, в которой электрон находится в покое, а ядро движется со скоростью v_0 . Расстояние между ядром и электроном остается тем же самым в обеих системах координат, поскольку оно перпендикулярно оси z и остается инвариантным. Систему, в которой движется ядро, мы будем называть системой ядра и все величины, измеренные в этой системе, снабжать штрихами. Старую систему координат, в которой ядро покоилось, будем называть системой электрона.

Взаимодействие между электроном и ядром весьма кратковременно благодаря большим скоростям. Можно приближенно считать, что время взаимодействия в системе электрона τ будет

$$\tau \approx \frac{r}{c}. \quad (2)$$

В системе движущегося ядра его поле испытывает лоренцовское сжатие. Поэтому время взаимодействия в системе ядра сократится и будет равным

$$\tau' = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{r}{\gamma c}. \quad (2')$$

Поле, действующее на электрон, будет иметь, грубо говоря, заметное значение в области, размеры которой пропорциональны r . В системе ядра соответственно размеры этой области уменьшатся в отношении $\frac{r}{\gamma}$.

Компонента электрического поля в направлении r (перпендикулярная оси z) при переходе к системе ядра будет преобразовываться из E_r в

$$E'_r = E_r \gamma = \frac{Ze}{r^2} \gamma \quad (3)$$

Ускорение, получаемое электроном в системе ядра, равно

$$W = \frac{cE'_r}{m} = \frac{Zc^2}{mr^2} \gamma. \quad (4)$$

Поскольку в системе ядра электрон первоначально покоился, энергия, излученная им в единицу времени, будет

$$\delta' \approx \frac{e \cdot W'}{c^3} = \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^4 r^4} \gamma^2. \quad (5)$$

Полная энергия, излученная электроном, при данном r ,

$$\Delta E' = \delta' \tau' = \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^4 r^3} \gamma = \frac{Z^2 r_0 e^2}{r^3} \gamma. \quad (6)$$

где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ — классический радиус электрона.

В системе электрона полная энергия, излученная при данном r , будет

$$\Delta E = \Delta E' \gamma = \delta' \tau' \gamma' = \frac{Z^2 e^2 r_0^2}{r^3} \gamma^2. \quad (6')$$

Вероятность того, что электрон пролетит на расстоянии между r и $r + dr$, пропорциональна rdr (площади соответствующего кольца). Поэтому для полной излученной энергии при всех значениях параметра столкновения r имеем

$$E = \int \Delta E r dr = Z^2 r_0^2 e^2 \gamma^2 \int \frac{dr}{r^2}.$$

Разделив полную излученную энергию на начальную энергию пролетающего электрона E_0 , мы получим эффективный поперечник для излучения торможения

$$\psi_{\text{изл}} = \frac{E}{E_0} = \frac{Z^2 r_0^2 e^2 \gamma^2}{E_0} \int \frac{dr}{r^2}. \quad (7)$$

Интегрирование следует производить по всем значениям параметра столкновения, т. е. от 0 до ∞ . До сих пор, однако, мы рассматривали электрон классически. Теперь следует принять во внимание его квантовые свойства. Именно, электрон представляет собой некоторый волновой пакет. Начальная энергия этого волнового пакета определена лишь с некоторой степенью точности, скажем, с точностью до ΔE_0 . Неточность в энергии ΔE_0 не может быть больше, чем mc^2 , так как в этом случае число электронов станет неопределенным из-за возникновения пар. Поэтому предположим, что энергия определена с неточностью $\Delta E_0 \sim mc^2$. Тогда размеры волнового пакета должны быть не меньше, чем

$$\Delta x = \frac{\hbar}{\Delta p_0} \sim \frac{\hbar}{\Delta E_0} = \frac{\hbar}{mc}.$$

Если бы неточность в знании начальной энергии была еще меньше, минимальные размеры волнового пакета, очевидно, должны были бы быть еще большими.

Классическое рассмотрение допустимо тогда, когда внешнее поле не изменяется значительно на протяжении волнового пакета. Так

как поле имеет заметную величину на протяжении $\frac{r}{\gamma}$, необходимо, чтобы

$$\frac{r}{\gamma} > \Delta x = \frac{\hbar}{mc}. \quad (8)$$

Поэтому формула (7) верна лишь до $r \gg \frac{\hbar}{mc^2} \gamma$. Подставляя это наименьшее значение r как нижний предел интеграла в (7), имеем

$$\psi_{\text{изл}} = \frac{Z^2 r_0^2 e^2 \gamma^2}{E_0} \int_{\frac{\hbar}{mc \gamma}}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = Z^2 r_0^2 \frac{e^2}{\hbar c} = \bar{\psi}, \quad (9)$$

где подставлено $E_0 = mc^2 \gamma$.

Мы видим, что эффективный поперечник излучения получается постоянным и пропорциональным Z^2 . Непосредственное перенесение предыдущего классического расчета на квантово-механический случай затруднительно. Эту трудность можно, однако, обойти, рассматривая поле ядра как некоторое поле излучения, представляющее суперпозицию плоских волн, распространяющихся со скоростью света. Конечно, такое рассмотрение возможно лишь приближенно, но для нас важны пространственные и временные изменения поля лишь в маленькой области, в которой находится электрон, и можно показать, что совершаемая при этом ошибка имеет порядок $\frac{1}{\gamma}$ и допустима при $\gamma \gg 1$. Тогда излучение электрона, вызванное взаимодействием с ядром, следует рассматривать как рассеяние первичных волн по формуле Клейна-Нишины.

Эффективный поперечник для излучения торможения может быть получен следующим образом. Для каждого значения параметра столкновения r поле ядра пролетающего мимо неподвижного электрона разлагается в интеграл Фурье. Каждая из компонент разложения, представляющая плоскую волну определенной частоты ν , рассеивается и переходит в частоту ν' , связанную с ν известной формулой

$$\nu' = \frac{mc^2 \nu}{mc^2 + \nu(1 - \cos \theta)}. \quad (10)$$

Затем производится преобразование Лоренца к системе электрона и складываются рассеянные лучи с одинаковой частотой.

Полученная формула должна быть проинтегрирована по всем углам рассеяния и всем значениям параметра столкновения. При этом оказывается, что существенную роль играют не все первичные частоты (компоненты разложения), а лишь те, для которых

$$\nu \leq \frac{mc^2}{\hbar}.$$

Большими же частотами можно пренебречь, так как коэффициент рассеяния жестких γ -лучей мал по сравнению с коэффициентом рассеяния мягких лучей.

Вычисления дают для эффективного поперечника

$$\psi_{\text{изл}} = Z^2 r_0^2 \left(\frac{v^2}{\hbar c} \right) \lg \gamma = \psi \lg \gamma. \quad (11)$$

Точные же вычисления Бете и Гейтлера⁶ для больших энергий дают

$$\psi_{\text{изл}} = 4 \psi \left(\lg 2\gamma - \frac{1}{3} \right). \quad (11')$$

Мы видим, таким образом, что уже классическое вычисление [формула (9)] дает правильный порядок величины для $\psi_{\text{изл}}$.

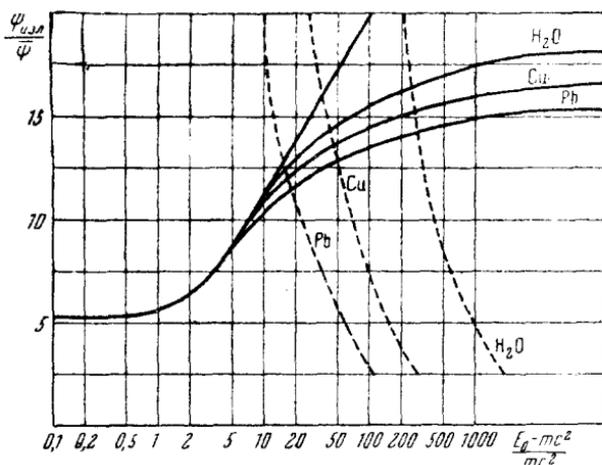


Рис. 1. Эффективный поперечник $\psi_{\text{изл}}$ для потерь энергии на излучение в единицах $\bar{\psi} = \frac{r_0^2 Z^2}{137}$. Пунктиром показаны потери энергии на ионизацию в тех же единицах. Левая верхняя кривая представляет $\psi_{\text{изл}}$ без учета экранирования

Выражения для $\psi_{\text{изл}}$ (11) и (11') получены в предположении кулоновского взаимодействия между ядром и электроном. Оказывается, однако, что экранирующая роль атомных электронов становится существенной при больших энергиях падающих электронов ($E_0 \gg mc^2$) и для тяжелых атомов. Учитывая экранирование с помощью модели Томаса Ферми, можно получить для эффективного поперечника излучения торможения

$$\psi_{\text{изл}} = \psi \left\{ 4 \lg \left(183 \sqrt{\frac{1}{3}} \right) + \frac{2}{9} \right\}, \quad (12)$$

где ψ попрежнему равно $Z^2 r_0^2 \frac{e^2}{hc}$ или $\psi = \frac{v_0^2 Z^2}{137}$. Поперечник для излучения $\psi_{изл}$ вычерчен в логарифмической шкале как функция начальной энергии на рис. 1 для различных веществ. На том же рисунке пунктиром в тех же единицах показаны кривые потерь энергии на неупругие столкновения (ионизацию). Сплошная кривая слева представляет $\psi_{изл}$ без учета экранирования, в наших единицах одинаковой для всех элементов.

Мы видим, что при малых энергиях доминирующую роль играют потери на ионизацию. Но при определенной для каждого вещества критической энергии ϵ кривые пересекаются, и потери на излучение и на ионизацию становятся одного порядка.

Как видно из рис. 1, для свинца $\epsilon \sim 20 mc^2$, для воды $\epsilon \sim 300 mc^2$.

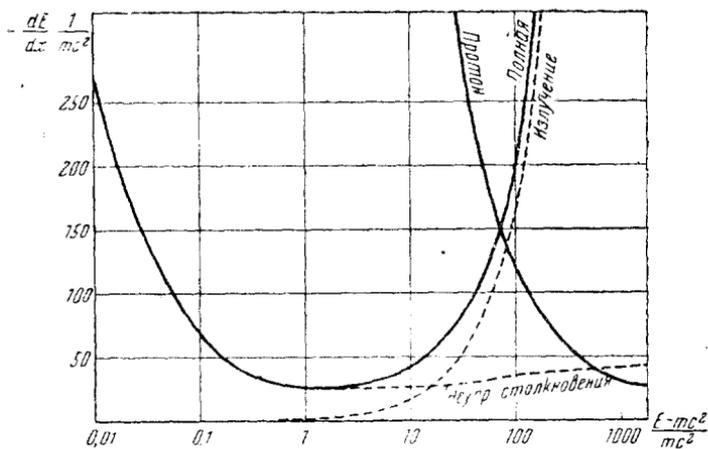


Рис. 2. Потери энергии на единицу пути в свинце (в единицах mc^2) как функция начальной энергии $E_0 - mc^2$ в логарифмической шкале для электрона и протона. Пунктирные кривые представляют составные части полной потери энергии у электрона

При энергиях, превышающих критическую, потери энергии на ионизацию становятся незначительными, и основную роль начинает играть излучение торможения.

Роль экранирования, как видно из формулы (12), состоит в том, что благодаря его существованию поперечник не возрастает неограниченно с возрастанием энергии электрона, но стремится к вполне определенному для каждого вещества пределу. В областях очень больших энергий ($E_0 \gg mc^2$) его можно считать постоянным [см. формулу (12)].

На рис. 2 снова в логарифмической шкале вычерчены потери энергии у электрона и протона в свинце. Пунктирные кривые представляют составные части потерь электрона — на излучение и

ионизацию. Здесь указанное только что соотношение между ролью ионизации и излучения при различных энергиях выступает особенно рельефно. Тяжелая частица (протон) теряет энергию только на неупругие столкновения и вовсе не излучает. Можно показать, что вероятность излучения для протона, благодаря его большой массе, совершенно ничтожна. Излучение у протона становится заметным лишь при энергиях порядка Mc^2 , где M — масса протона.

Вторым процессом, играющим, как мы увидим дальше, большую роль в теории ливней, является образование пар γ -лучами.

Как известно, согласно теории Дирака, образование пары можно рассматривать как переход электрона под действием некоторого возмущения из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией. Остающаяся при этом „дырка“ в сплошь заполненных состояниях с отрицательной энергией представляется наблюдателю позитроном.

Возмущением, вызывающим такой переход, может служить в частности достаточно жесткий γ -квант. Энергия этого кванта должна превышать $2mc^2$ — минимальную энергию, необходимую для перехода электрона из состояния с $E = -mc^2$ в состояние $E = +mc^2$.

Нетрудно видеть, что для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса необходимо существование третьего тела. В самом деле, пусть, например, пара создается фотоном с энергией $2mc^2$ и соответствующим импульсом, равным $2mc$. У образовавшейся пары энергия будет равна $2mc^2$, но импульс будет равен нулю, поскольку обе частицы покоятся.* Третье же тело может получить или отдать избыток импульса. Таким третьим телом может служить, например, ядро. Поэтому прохождение жестких γ -лучей ($h\nu > 2mc^2$) через вещество должно сопровождаться образованием пар.

Найдем эффективный поперечник для образования пар. Для этого рассмотрим процесс, обратный образованию пары, — аннигиляцию ее в присутствии ядра.

При аннигиляции электрон движущийся в поле ядра переходит из состояния с положительной энергией в незаполненное состояние с отрицательной энергией, излучая один γ -квант. Мы видим, что такая аннигиляция отличается от излучения торможения только знаком энергии конечного состояния. Это соответствует замене всех величин в вычислениях излучения торможения на комплексно сопряженные. Поэтому ход вычислений для обратного аннигиляции процесса — образования пар, ничем не отличается от их вычисления в случае излучения торможения.

При пренебрежении экранированием для весьма жестких γ -квантов ($h\nu \gg mc^2$) получается выражение для эффективного поперечника образования пар ⁶

$$\psi_{\text{пар}} = Z^2 r_0^2 \frac{e^2}{\hbar c^2} \left(\frac{28}{9} \lg \frac{2h\nu}{mc^2} - \frac{218}{27} \right) = \bar{\psi} \left(\frac{28}{9} \lg \frac{2h\nu}{mc^2} - \frac{218}{27} \right), \quad (13)$$

где $\bar{\psi}$, как и прежде, равно $\frac{Z^2 r_0^2}{137}$.

Если учесть экранирование, то получается в том же случае жестких γ -квантов

$$\psi_{\text{пар}} = \bar{\psi} \left(\frac{2^3}{9} \lg 183Z^{-\frac{1}{3}} - \frac{2}{27} \right). \quad (14)$$

На рис. 3 представлен в логарифмической шкале эффективный поперечник образования пар как функция энергии падающих γ -квантов. Мы видим, что эффективный поперечник быстро возрастает с $h\nu$, но затем стремится к определенному пределу, характерному для данного вещества. Сплошная левая кривая представляет $\psi_{\text{пар}}$ без учета экранирования.

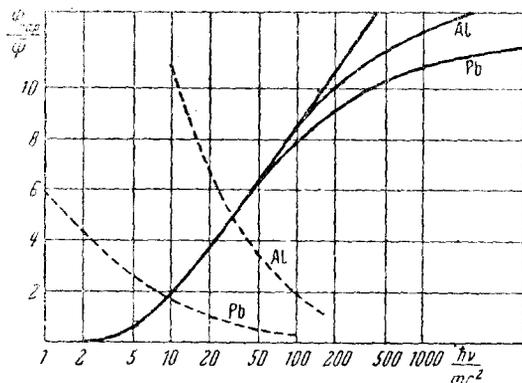


Рис. 3. Эффективный поперечник для образования пар $\psi_{\text{пар}}$ как функция частоты падающих γ -квантов в логарифмической шкале. Единицы $\bar{\psi} = \frac{Z^2 r_0^2}{137}$. Пунктирные кривые представляют эффективный поперечник для комптон-эффекта в тех же единицах. Левая верхняя кривая показывает ход $\psi_{\text{пар}}$ без учета экранирования

Для сравнения пунктиром вычерчен в тех же единицах поперечник Комpton-эффекта. Для малых $h\nu$ вероятность образования пар оказывается много меньшей, чем вероятность комптоновского рассеяния. При некоторой критической энергии ϵ оба процесса становятся равновероятными. Для свинца критическая энергия ϵ порядка $10 mc^2$. Наконец, при большей энергии комптон-эффект практически не играет роли, и γ -кванты только образуют пары.

§ 3. Новые частицы

Первым важнейшим успехом, полученным в этом году, является открытие Андерсоном и Неддермайером ³ в составе космических лучей новых частиц, получивших название полутяжелых.

Как упоминалось выше, ранние измерения потерь энергии при прохождении быстрых электронов через материю, проведенные этими авторами, привели к расхождению между теорией и экспериментом.

В 1936—1937 г. Андерсон и Неддермейер³ произвели новые контрольные измерения потерь. Измерялись потери энергии при прохождении быстрых частиц, входящих в состав ливней через пластинку платины толщиной в 1 см. Пластинка была помещена внутрь камеры Вильсона, управлявшейся счетчиками.

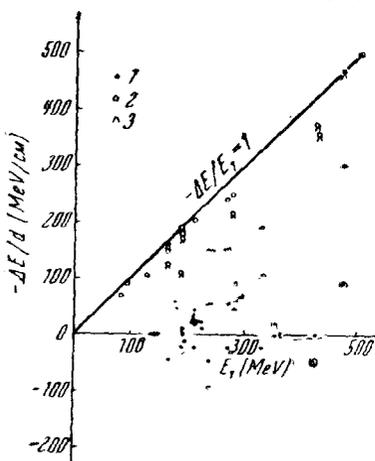


Рис. 4. Потеря энергии на 1 см платины

Результаты этих измерений представлены на рис. 4. На оси абсцисс нанесены начальные энергии частиц, на оси ординат — относительные потери. Точками обозначены наблюдавшиеся потери как у отрицательных, так и у положительных частиц. Мы видим, что все частицы совершенно отчетливо разбиваются на две группы: на группу с большим (средним) и меньшим значением потерь.

Первую группу следует отождествить с электронами и позитронами. Следует, однако, заметить, что в связи с новой теорией ливней смысл, вкладываемый в термин „потери энергии“, изменился (об этом см. в § 4). Эту группу мы будем называть мягкой компонентой

(в смысле большой поглощаемости, но не в смысле малых энергий).

Вторую проникающую компоненту естественно попытаться отождествить с тяжелыми частицами, например, протонами. Но протоны соответствующих энергий должны были бы ионизировать значительно сильнее, чем это наблюдалось на опыте. Поэтому это предположение отпадает. Тогда остаются лишь две возможности:

1. Проникающая компонента состоит также из легких частиц, но квантовая механика оказывается неприменимой к ним.

2. Существуют какие-то новые, полутяжелые частицы с зарядом, равным заряду электрона (по абсолютной величине), но с массой большей, чем у электрона, и меньшей, чем у протона. Величину массы полутяжелых частиц Андерсон и Неддермейер оценивают в $50 m_e$, где m_e — масса электрона.

С помощью полутяжелых частиц удастся объяснить наблюдаемые факты — большую проникающую способность и малую ионизацию проникающей компоненты.

Конечно, гипотеза о существовании полутяжелых частиц имеет ряд серьезных недочетов. Сюда относится, прежде всего, тот факт, что совершенно неясно происхождение их и взаимоотношение их

с легкими частицами. Далее, непонятно, почему они не наблюдаются в обычных условиях.

Однако только с помощью этой гипотезы можно объяснить ряд наблюдающихся фактов, оставаясь в рамках квантовой механики. Кроме того, как мы увидим ниже, теория ливней выдвинула серьезные аргументы в пользу существования полутяжелых частиц. Поэтому, не забывая, конечно, должной осторожности, можно сказать, что в настоящее время существование полутяжелых частиц представляется весьма вероятным.

§ 4. ЛАВИННАЯ ТЕОРИЯ ЛИВНЕЙ

Вторым крупным успехом является построение теории ливней. Недавно Гейтлеру и Баба⁷ и независимо Карлсону и Оппенгеймеру⁸ удалось построить новую теорию ливней, превосходно объясняющую почти все наблюдаемые явления. Более того, они показали, что существование ливней является прямым следствием давно известных фактов — образования пар и излучения торможения и без каких-либо дополнительных гипотез может быть объяснено обычной квантовой механикой. Благодаря этому явление ливней теряет характер исключительного и загадочного явления, и в известном смысле является странным то, что до самого последнего времени происхождение ливней не было выяснено.

Сущность новых представлений о ливнях состоит в следующем. Рассмотрим весьма быстрый электрон с энергией, много большей критической, попавший в слой какого-либо вещества.

Согласно выводам предыдущего параграфа, благодаря взаимодействию между электроном и ядрами вещества, существует вероятность того, что электрон излучит γ -квант.

Из теории следует, что энергия излученного кванта будет того же порядка, что и энергия электрона, а направление полета должно приблизительно совпадать с направлением движения электрона. Излученный γ -квант будет, следовательно, обладать энергией, значительно превышающей критическую. Поэтому он будет образовывать пары. Обе компоненты образовавшейся пары будут иметь еще очень большие энергии. Грубо говоря, энергия кванта поделится пополам между позитроном и электроном, т. е. каждый из них будет снова иметь энергию, большую критической.

Направление полета позитрона и электрона будет примерно тем же, что и направление полета фотона, как это следует из теории. Поскольку энергия возникших электрона и позитрона весьма велика, они должны в свою очередь излучать γ -кванты. Эти γ -кванты будут создавать новые пары и т. д.

Мы видим, таким образом, что создается как бы лавина частиц, летящая приблизительно в направлении полета первичного электрона. Число частиц в лавине должно быстро возрастать, а энергия, приходящаяся на долю каждой частицы, — убывать.

Частицы, получившие энергию, меньшую чем критическая, перестанут излучать и будут терять энергию на ионизацию и, в конце

концов, поглощаться. Точно так же фотоны с энергией, меньшей критической, будут терять энергию на комптон-эффект и поглощаться. Таким образом образование новых частиц с течением времени прекратится, и лавина перестанет нарастать.

Число частиц в лавине зависит от начальной энергии падающей частицы и толщины пройденного слоя и может быть очень велико, до 1000 и больше.

Поскольку пробеги частиц и γ -квантов в веществе очень невелики, большая часть лавины создается на небольшом участке пути, для свинца, например, на пути около 1 см при начальной энергии порядка 10^{10} eV.

Все частицы образовавшейся лавины будут иметь почти одинаковое направление полета. Благодаря этому достаточно ничтожной ошибки в измерении углов, чтобы все трэки в камере Вильсона, полученные от движущейся лавины, казались исходящими из одной точки.

Таким образом основная трудность, связанная с одновременным образованием многих частиц, вовсе устраняется из новой теории. Ливни образуются не в одном акте, а в ряде последовательных актов и существование их действительно непосредственно вытекает из ранее известных фактов. Образование ливней оказывается таким же видом взаимодействия частиц с веществом, характерным для очень больших энергий, как ионизация — для сравнительно малых энергий.

Новая теория ливней не только объясняет происхождение ливней и связанные с ними явления, но и позволяет получить ряд интересных следствий. В частности, она может быть применена к исследованию состава космических лучей.

Количественные расчеты Гейтлера и Баба и Оппенгеймера и Карлсона имеют грубо-приближенный характер. Более точные вычисления, позволившие получить ряд интересных следствий, были произведены недавно Ландау и Румером⁹. К изложению полученных ими результатов мы сейчас перейдем.

Рассмотрим быстрый электрон, вступающий в достаточно толстый слой вещества. Если его энергия E_0 превышает характерную для каждого вещества критическую энергию ϵ , то он будет создавать на своем пути ливень. В состав ливня будут входить частицы (электроны, позитроны) и γ -кванты разнообразных энергий.

Пусть $\Pi(E)dE$ — число частиц с энергией в интервале E , $E + dE$ на расстоянии x от поверхности вещества. Тогда число частиц $\Pi(E)$ будет изменяться, с одной стороны, вследствие излучения частицами γ -квантов, с другой стороны, из-за образования пар. При первом процессе частицы теряют энергию, и он ведет к убыли $\Pi(E)$. Второй процесс, напротив, увеличивает $\Pi(E)$.

Пусть также $\Gamma(E)$ — число фотонов с энергией в интервале E , $E + dE$ на расстоянии x от границы вещества. $\Gamma(E)$ так же, как и $\Pi(E)$, будет испытывать двоякую тенденцию: с одной стороны, образование пар будет уменьшать $\Gamma(E)$, с другой стороны, оно будет увеличиваться за счет излученных частицами фотонов.

В результате должно установиться некоторое равновесное распределение частиц и фотонов в ливне. Нам нужно, следовательно, найти равновесные распределения частиц и фотонов на глубине x .

Для скоростей изменения $\Pi(E)$ и $\Gamma(E)$ с расстоянием от поверхности, получаются уравнения, содержащие неизвестные функции под знаком интеграла. Эти так называемые интегро-дифференциальные уравнения не могут быть решены непосредственно. Оказывается удобным ввести вместо прежней переменной энергии особую переменную S , в которой интегральные уравнения сводятся к дифференциальным. Эта переменная S связана с прежней переменной интегральным уравнением

$$f_s = \int_0^{\infty} f(E) E^S dE, \quad (15)$$

где $f(E)$ — знак произвольной функции энергии.

Кроме того, оказывается удобным измерять длину в безразмерных единицах t , связанных с обычной длиной соотношением

$$t = Ax,$$

где A — некоторая постоянная размерности $см^{-1}$, входящая в формулы для вероятностей излучения торможения и образования пар, численное значение которой для каждого элемента известно. В новой переменной S функции распределения $\Pi_S(t)$ и $\Gamma_S(t)$ будут иметь следующий смысл: $\Pi_S(t)$ есть число частиц с S , лежащей в интервале $S, S + dS$ на глубине t ; $\Gamma_S(t)$ — соответствующая величина для фотонов. Тогда в новой переменной уравнения примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Pi_S}{dt} &= -A(S)\Pi_S + B(S)\Gamma_S \\ \frac{d\Gamma_S}{dt} &= C(S)\Pi_S - D(S)\Gamma_S \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Здесь $A(S)$ — оператор, соответствующий убыли числа частиц вследствие излучения, $B(S)$ — оператор, соответствующий возникновению новых частиц за счет образования пар, $C(S)$ и $D(S)$ имеют аналогичный смысл для фотонов.

Решения этих уравнений имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \Pi_S(t) &= a_S e^{-\lambda_S t} (1 + b_S e^{-(\mu_S + \lambda_S) t}), \\ \Gamma_S(t) &= c_S e^{-\lambda_S t} (1 + d_S e^{-(\mu_S + \lambda_S) t}), \end{aligned} \right. \quad (17)$$

где λ_S и μ_S — корни векового уравнения

$$\begin{vmatrix} -A(S) + x & B(S) \\ C(S) & -D(S) + x \end{vmatrix} = 0. \quad (18)$$

При достаточно большой глубине проникновения ливня можно приближенно написать

$$\begin{cases} \Pi_S(t) = a_S e^{-\lambda_S t}, \\ \Gamma_S(t) = c_S e^{-\lambda_S t}. \end{cases} \quad (19)$$

Можно показать, что λ_S есть коэффициент поглощения частиц в веществе. Там, где λ_S меньше нуля, число частиц возрастает. Это соответствует образованию новых частиц в ливне. Как только λ_S становится больше нуля, число частиц начинает убывать. Постоянные a_S и c_S могут быть найдены из начальных условий. Если в начальный момент имелся один электрон с энергией E_0 , то при $t = 0$

$$\Pi(E) = \delta(E - E_0) \text{ и } \Gamma(E) = 0. \quad (20)$$

Следует теперь перейти к прежней переменной энергии E . Это в принципе всегда возможно, воспользовавшись соотношением (15). Но выясняется, что удобнее измерять энергию E в новой переменной $y = \lg \frac{E_0}{E}$. Тогда критической энергии ε соответствует величина $\eta = \lg \frac{E_0}{\varepsilon}$.

Введем новую функцию распределения, общую для частиц и фотонов — $e^{\varphi(y, t)}$. $N(y, t) = e^{\varphi(y, t)}$ указывает число фотонов и частиц в ливне с энергией в интервале $y, y + dy$ — на глубине t от поверхности вещества. Соответственно этому впредь под словом „частицы“ мы будем понимать как материальные частицы, так и фотоны. $e^{\varphi(y, t)}$ связана с $\Pi(E)$ и $\Gamma(E)$ соотношениями

$$[\Gamma(E) + \Pi(E)] dE = e^{\varphi(y, t)} dy. \quad (21)$$

Принимая во внимание начальные условия (20), можно найти $\varphi(y, t)$ как функцию обеих переменных. Зная же $\varphi(y, t)$, мы получим число частиц в ливне $N(y, t)$ как функцию энергии y и глубины проникновения t .

Из физических соображений можно ожидать, что $N(y, t)$ как функция от y при t , фиксированном, должна иметь резкий максимум.

Именно, можно показать, что вероятность образования новых частиц тем больше, чем меньше их энергия. Поэтому большая часть образующихся частиц будет иметь малую энергию по сравнению с начальной энергией E_0 , т. е. число частиц в ливне с малой энергией будет гораздо больше, чем число частиц с энергией, сравнимой с начальной.

С другой стороны, при энергиях, меньших критической, вероятность ионизации (или комптон-эффекта для квантов) становится гораздо больше, чем вероятность излучения торможения (или, соответственно, образования пар). Благодаря ионизации или комптон-эффекту частицы теряют энергию и поглощаются.

Таким образом можно ожидать, что число частиц в ливне будет возрастать с уменьшением энергии вплоть до энергии, равной ϵ . При энергии, равной критической, число частиц в ливне начнет резко уменьшаться из-за потерь энергии на ионизацию и комптон-эффект и последующего поглощения частиц.

На рис. 5 приведена кривая $N(y, t)$ при t , фиксированном в логарифмическом масштабе.

Уменьшению энергии E соответствует возрастание y , критической энергии ϵ — величина η . Можно показать, что, начиная с точки $y = \eta$, где кривая имеет максимум, она переходит в прямую.

Начиная с этой точки, число частиц убывает с уменьшением энергии. Физически это означает, что образование ливня прекратилось и происходит только поглощение его.

Большой интерес представляет распределение частиц в ливне вдоль его пути в веществе, т. е. $N(y, t)$ при фиксированном значении y . Так как мы, естественно, интересуемся распределением максимального числа частиц вдоль пути, то рассмотрим ход $N(v, t)$ при $y = \eta$.

Из механизма процесса образования ливня можно предсказать такой ход кривой $N(y, t)$: там, где λ_S отрицательно, быстро нарастает лавина частиц. На некоторой глубине t_m образуется наибольшее число частиц. Дальше λ_S становится положительным, образование новых частиц прекращается и начинается быстрое поглощение ливня. Следовательно, в некоторой точке t_{\max} кривая $N(\eta, t)$ должна иметь максимум. При другом значении t , равном например t_0 , ливень должен полностью поглотиться. Таким образом t_0 дает максимальный пробег ливня в веществе. Ход $N(\eta, t)$ представлен на рис. 6.

Для величины t_{\max} вычисления Ландау и Румера дают

$$t_{\max} = 3,8 \lg \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (22)$$

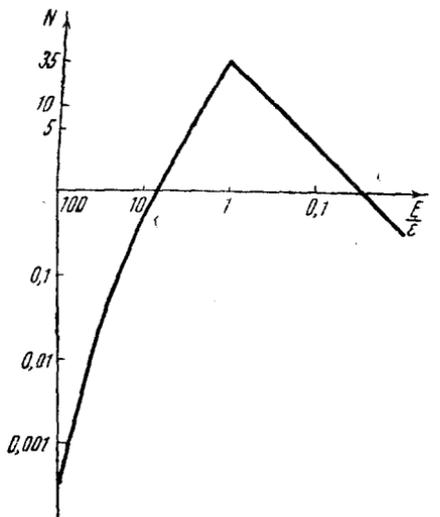


Рис. 5. Распределение частиц в ливне как функция энергии в логарифмической шкале при $t = \text{const}$.

Можно подсчитать, какая часть частиц с заданной начальной энергией E_0 проникает через определенный слой вещества t . На глубине t число частиц с энергией E_0 будет равно $e^{\varphi(E_0, t)}$.

Например, вычислим, какая часть частиц поступающих в атмосферу с начальной энергией 10^{10} eV, сможет достигнуть уровня моря.

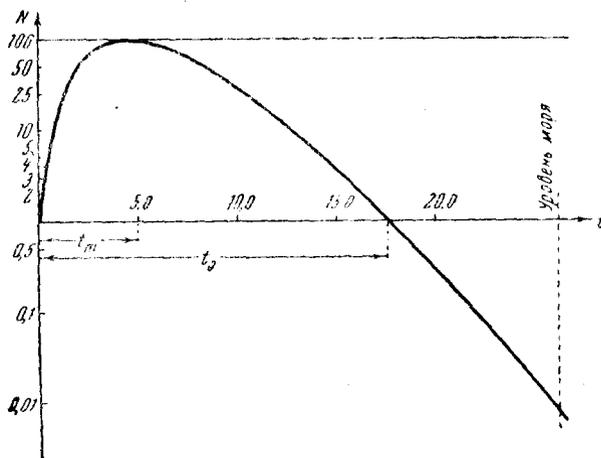


Рис. 6. Распределение частиц в ливне как функция расстояния в логарифмической шкале при $\eta = \lg 100$.

Толщине атмосферы соответствует $t = 26$ и для воздуха $\epsilon = 10^8$ eV, отсюда

$$\eta = \lg \frac{E_0}{\epsilon} = 4,6.$$

По таблице, имеющейся в цитируемой работе, можно найти соответствующее значение $\varphi = -4,7$. Таким образом уровня моря достигнет $e^{-4,7}$ частиц, т. е. приблизительно 1% попадающих в атмосферу частиц.

Для начальной энергии $3 \cdot 10^9$ число частиц, достигающих уровня моря, еще меньше, приблизительно 0,1%.

Из всех приведенных численных расчетов сразу можно вывести весьма важное заключение: если ливни создаются только электронами и позитронами, попадающими в атмосферу из мирового пространства, то на уровне моря мы вовсе не должны наблюдать ливней.

Все ливни, создаваемые этими частицами с наиболее вероятными энергиями 10^9 — 10^{10} eV, должны поглощаться высоко в атмосфере. Предположение о том, что в состав первичных космических лучей входит значительное число электронов с большими энергиями, представляется сомнительным. Во всяком случае совершенно непонятно, почему частота возникновения ливней в свинце не умень-

шается до нуля с увеличением толщины пластинки, а стремится к определенному пределу.

Таким образом для сохранения механизма образования пар, предложенного Гейтлером и Баба, необходимо предположить, что ливни, наблюдаемые на уровне моря или в больших толщах вещества, создаются не электронами, а какими-то частицами с большей проникающей способностью.

Можно предположить, что такими частицами являются протоны. Эти протоны могут, например, излучать фотоны или вырывать из атомов электроны, которые в свою очередь создают ливни. Однако вероятность излучения для протона, как указывалось выше, весьма мала. Точно так же при больших энергиях становится малой вероятность ионизации. Поэтому, предполагая, что протоны являются агентом, вызывающим ливни (на уровне моря), мы получим слишком маленькую вероятность образования ливня. Отсюда напрашивается вывод, что проникающими частицами, вызывающими ливни, являются полутяжелые частицы Андерсона и Неддермейера.

Сами полутяжелые частицы не могут создавать ливней, а должны образовывать на своем пути легкие частицы, которые, в свою очередь, создавали бы ливни.

При этом существует, вообще говоря, две возможности:

1) Полутяжелые частицы излучают фотоны, которые создают ливни.

2) Полутяжелые частицы образуют на своем пути электроны, вызывающие затем ливни. Есть некоторые основания думать, что чаще имеет место второй случай, именно: равновесное число ливней (на уровне моря) приблизительно не зависит от номера Z вещества, в котором они возникают. Это же обстоятельство характерно для ливней, создаваемых вторым путем. Ливнинная теория ливней, правильно описывающая взаимодействие весьма быстрых частиц с веществом, выдвигает весьма веский аргумент в пользу реальности полутяжелых частиц.

В самом деле, легкие частицы с энергиями порядка $100-500\text{ мев}$, наблюдавшиеся Андерсоном и Неддермейером в описанных выше опытах, должны были терять энергию на образование ливней (что и наблюдалось в действительности).

Частицы же жесткой компоненты, проходившие сквозь пластинку без заметных потерь и не образовывавшие на своем пути ливней, не могут быть отождествлены с электронами или позитронами. Но, с другой стороны, они не могли быть и протонами, так как последние должны были бы значительно сильнее ионизировать.

Таким образом остается один выход — допустить существование полутяжелых частиц Андерсона и Неддермейера.

Существование ливней у поверхности земли является еще одним подтверждением этой гипотезы.

Вместе с тем, коренным образом изменяются наши взгляды на состав космических лучей и природу ливней. Резюмируя, можно охарактеризовать создавшуюся картину так.

Первичные космические лучи состоят в основном из легких ча

стиц. Эти лучи взаимодействуют с веществом при помощи ливней, которые возникают на их пути и поглощаются высоко в атмосфере.

Доходящие же до Земли космические лучи, состоят из полутяжелых частиц. Эти полутяжелые частицы образуют косвенным путем наблюдающиеся здесь ливни.

Происхождение полутяжелых частиц в настоящее время совершенно неизвестно. В частности, неизвестно, входят ли они в состав первичных лучей, попадающих в атмосферу из мирового пространства, или создаются уже в пределах атмосферы. Несомненно, что разрешение этого вопроса является весьма существенным для физики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heisenberg, Z. Physik, 101, 533, 1936.
2. Pauli (в печати).
3. Anderson a. Neddermeyer, Phys. Rev., 51, 884, 1936.
4. Williams, Phys. Rev., 45, 729, 1934.
5. Weizsäcker, Z. Physik, 88, 612, 1934.
6. Bethe a. Heitler, Proc. Roy. Soc., 146, 83, 1934; Heitler, The quantum theory of radiation, Oxford 1936.
7. Heitler a. Bhabha, Proc. Roy. Soc., 159, 432, 1937.
8. Calson a. Oppenheimer, Phys. Rev., 51, 220, 1937.
9. Ландау и Румер, ЖЭТФ (в печати).