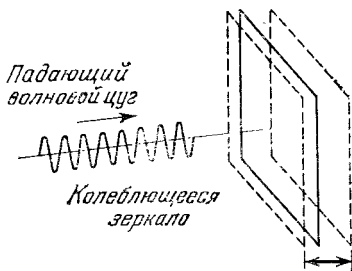


и мы замечаем, что если частота задана с большой точностью, то безусловно неверно считать фотон точечной частицей.

Рассмотрим проблему с другой точки зрения. Допустим, что $\omega_m \gg \Delta\omega_0$. Время, которое фотон «проводит» на отражающем зеркале, в этом случае будет гораздо больше периода колебаний

Рис. 17А. Неверно описывать взаимодействие фотона с колеблющимся зеркалом как столкновение, происходящее в точно фиксированный момент времени: фотон нельзя считать точечной частицей. Более подходящей является волновая теория. Длина волнового пучка, а следовательно, и продолжительность столкновения обратно пропорциональны погрешности, с которой определена частота фотона. Совершенно монохроматический фотон имеет бесконечную протяженность. Пусть ω_m — частота колебаний зеркала, а ω_0 — частота падающего на него света. Тогда в отраженном свете мы обнаружим частоты $\omega = \omega_0 + n\omega_m$, где n — любое целое число



зеркала. Поэтому ясно, что мы не можем представлять себе, что фотон отражается от зеркала в тот момент, когда скорость зеркала равна v . За время отражения зеркало успеет совершить несколько полных колебаний.

Комптон-эффект, тормозное излучение, образование пар и аннигиляция

18. Обратимся теперь к опыту, в котором можно наблюдать энергию и импульс фотона. Мы имеем в виду опыт А. Комптона, в котором изучалось столкновение фотона с электроном. Схематически идея опыта показана на рис. 18А.

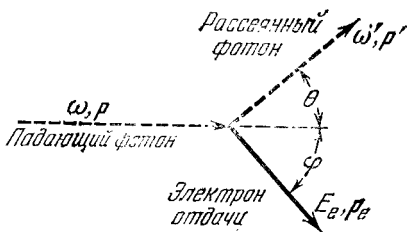


Рис. 18А. Кинематика комптон-эффекта. Фотон сталкивается с покоившимся вначале электроном. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что частота ω' и импульс p' фотона однозначно связаны с углом рассеяния θ фотона

Фотон с частотой ω сталкивается с покоящимся электроном, масса которого равна m . После столкновения возникает фотон с частотой ω' , движущийся под углом θ к направлению движения первичного фотона, и электрон отдачи, обладающий энергией E_e и импульсом p_e и образующий угол ϕ с первичным направлением.

Для сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы все явление происходило в одной плоскости (пусть это будет плоскость чертежа). Законы сохранения имеют вид

$$\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega' = E_e \quad (\text{энергия}), \quad (18a)$$

$$p - p' = p_e \quad (\text{импульс}). \quad (18b)$$

Вычитая квадрат второго выражения из квадрата первого (деленного на c), получаем

$$\frac{1}{c^2} (\hbar\omega + mc^2 - \hbar\omega')^2 - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = \frac{E_e^2}{c^2} - p_e^2 = m^2 c^2. \quad (18c)$$

Поскольку

$$p = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad p' = \frac{\hbar\omega'}{c}, \quad \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}' = pp' \cos \theta, \quad (18d)$$

то, решая (18с) относительно ω' , имеем

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + (\hbar\omega/mc^2)(1 - \cos \theta)}. \quad (18e)$$

19. Введя длины волн $\lambda = 2\pi c/\omega$ и $\lambda' = 2\pi c/\omega'$, можно переписать (18с) в виде

$$\lambda' = \lambda + 2\pi (\hbar/mc) (1 - \cos \theta). \quad (19a)$$

Величина $2\pi (\hbar/mc) = h/mc$ называется *комптоновской длиной волны* частицы с массой m . В нашем случае для электрона $h/mc = 2,43 \cdot 10^{-10}$ см = 0,0243 Å.

Длина волны рассеянного излучения оказывается больше длины волны падающего, или, что то же самое, рассеянное излучение имеет меньшую частоту, чем падающее. Это значит, что часть энергии первичного фотона передается электрону. Из уравнения (18с) следует, что относительное изменение частоты очень мало, если величина $\hbar\omega/mc^2 \approx \hbar\omega/0,5$ МэВ мала. Поэтому, чтобы иметь возможность наблюдать заметный эффект, мы должны работать с жестким рентгеновским излучением. Тот же вывод следует, разумеется, и из уравнения (19а): относительное изменение длины волны мало, если комптоновская длина волны мала по сравнению с длиной волны первичного излучения.

20. Рассмотренное нами явление рассеяния впервые наблюдал А. Комптон в 1922 г. *). Возможно, что к этим опытам он был приведен предшествующими работами Баркла, который показал, что при рассеянии жесткого рентгеновского излучения твердым телом на большие углы рассеянное излучение состоит из двух компонент: одна компонента идентична по своим свойствам рассеиваемому излучению, а вторая имеет другие свойства. Это различие проявляется в том, что она иначе поглощается средой. Происхождение первой компоненты легко понять, исходя из волновых представлений. Первичное излучение заставляет электроны атома колебаться со своей собственной частотой ω , и осциллирующие электроны являются источником излучения той же частоты ω . В этих процессах происходит лишь временное изменение состояния атома, и электроны не испускаются. Можно ожидать, что такого рода рассеяние будут испытывать главным образом *сильно* связанные электроны атома.

*) Compton A. H. The Spectrum of Scattered X-Rays.— Phys. Rev., 1923, v. 22, p. 409. Теоретический анализ, данный Комптоном, см. в работе: A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements.— Phys. Rev., 1923, v. 21, p. 483.

Часть электронов атома связана с ним весьма слабо; их энергия связи лежит в пределах 10—100 эВ, и эти электроны могут быть выброшены из атома в процессе рассеяния. В опыте Комптона рентгеновское излучение, возникающее в трубке с молибденовым антикатодом при разности потенциалов около 50 кВ, рассеивалось в графите. Длина волны первичного излучения отвечала так называемой K_{α} -линии молибдена с длиной волны 0,71 Å, что соответствует энергии около 20 кэВ. Эта энергия весьма велика по сравнению с энергией связи внешних электронов атома углерода и даже по сравнению с энергией связи всех электронов этого атома. В таких условиях можно ожидать, что процесс рассеяния будет иметь характер рассеяния на свободных электронах и к нему будет применим анализ, выполненный в п. 18. Действительно, Комpton обнаружил, что рассеянное излучение имеет вторую компоненту, длина волны которой зависит от угла рассеяния в соответствии с формулой (19а).

В дальнейших опытах Комптона и других исследователей удалось зарегистрировать электроны отдачи и показать, что электрон отдачи и рассеянный фотон коррелированы друг с другом и что в этом процессе сохраняется энергия и импульс*).

21. Рассмотрим теперь, в чем значение комптон-эффекта. Заметим прежде всего, что классический волновой пакет электромагнитного излучения также должен рассеиваться электроном и для объяснения такого рассеяния нет необходимости прибегать к квантовой механике. Однако специфическая связь (18е) между частотой рассеянного излучения и углом рассеяния содержит постоянную

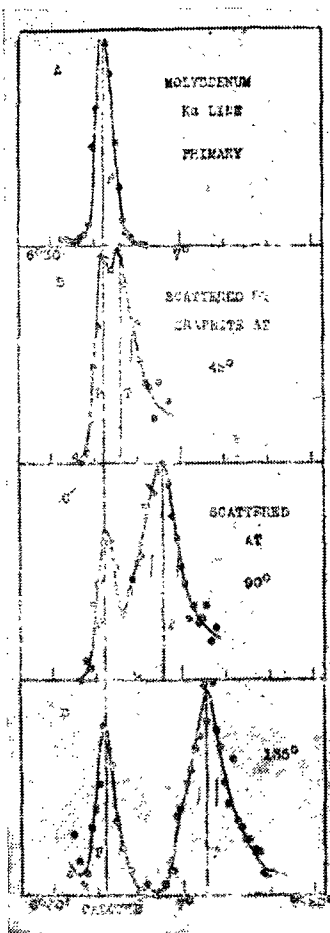


Рис. 20А. Спектры рассеянного излучения для трех углов рассеяния. На верхнем графике показана линия 0,71 Å, соответствующая падающему на спектрометр излучению; абсцисса пропорциональна длине волны, а ордината — интенсивности излучения. Максимум в левой части трех нижних графиков показывает, что часть рассеянного излучения имеет ту же длину волны, что и падающее. Максимумы в правой части графиков сдвинуты по частоте и отвечают излучению, испытывавшему комптоновское рассеяние. В согласии с формулой Комптона сдвиг частоты возрастает с увеличением угла рассеяния (Compton A. H. — Phys. Rev., 1923, v. 22, p. 409)

*) Compton A. H., Simon A. W. Directed Quanta of Scattered X-Rays.—Phys. Rev., 1925, v. 26, p. 289; см. также: Wilson C. T. R. Investigations on X-Rays and β -Rays by the Cloud Method.—Proc. Roy. Soc., London, 1923, v. 104, p. 1.

Планка, и способ, каким величина \hbar вошла в эту формулу, является сильным доводом в пользу фотонных представлений. Напомним, что при выводе формулы (18е) мы опирались на представление, что рассеивается *весь фотон целиком*, а не какая-то, скажем третья или пятая, его часть. Таким образом, значение комптон-эффекта в том, что он подтверждает универсальный характер соотношения $E = \hbar\omega$. В опыте Комптона фотон не поддается «расщеплению»: фотон с частотой ω *всегда* имеет энергию $\hbar\omega$ и импульс $\hbar\omega/c$.

В оптических опытах, где используются фотоэлементы (для видимой или ультрафиолетовой части спектра), можно проверить связь $E = \hbar\omega$ лишь для весьма ограниченной области частот. Комpton-эффект расширяет эту область до жесткого рентгеновского излучения. Разумеется, если мы верим в специальную теорию относительности, а мы в нее верим, то мы должны признать универсальный характер этого соотношения (см. начало главы). Тем не менее нельзя недооценить значение опытов, которые являются прямой проверкой этого соотношения в новой области частот: мы проверяем согласованность наших идей и, кроме того, проверяем саму специальную теорию относительности.

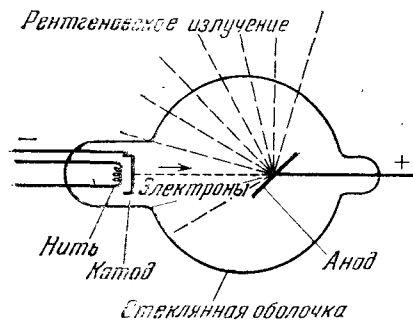


Рис. 22А. Упрощенная схема устройства рентгеновской трубки. Электроны испускаются катодом, нагреваемым накаливаемой нитью, и ускоряются к аноду. Часть излучения является характеристическим излучением вещества анода, другая — тормозным излучением

В настоящее время мы располагаем исчерпывающими доказательствами общего характера соотношения $E = \hbar\omega$. Мы можем сказать, что оно является существенной частью современной физики. Чтобы продолжить изучение следствий из этого соотношения, рассмотрим два новых явления: генерацию рентгеновского излучения в рентгеновской трубке и аннигиляцию и рождение электронно-позитронных пар.

22. На рис. 22А схематически показано устройство рентгеновской трубки. Электроны, испускаемые катодом (он накаливается нитью с током), ускоряются разностью потенциалов V_0 , приложенной между катодом и анодом. Попадая на анод (другое название *мишень* или *антикатод*), они останавливаются. На основании классической электромагнитной теории следует ожидать, что торможение электронов будет сопровождаться испусканием электромагнитного излучения. Это излучение впервые было обнаружено Рентгеном в 1895 г.*). Испускаемое излучение получило название рентгеновского излучения (или X-лучей в английской литературе).

Истинная природа этого излучения сначала не была ясна, но в начале века были получены исчерпывающие доказательства его элект-

*) Röntgen W. C. Über eine neue Art von Strahlen.— Sitzungsber. Med. Phys. Ges., Würzburg, 1895, S. 137; 1896, S. 11.

ромагнитной природы. Опыты Баркла по двойному рассеянию рентгеновского излучения, выполненные в 1904 г., показали, что это излучение поперечно поляризовано. Наиболее решающие доказательства относятся к 1912 г., когда В. Фридрих и П. Книппинг, следуя идее М. Лауэ, обнаружили дифракцию рентгеновского излучения в кристалле. Мы упоминали об этом в гл. 1 *).

23. После создания методов спектроскопии рентгеновского излучения стало возможным измерять интенсивность этого излучения в зависимости от длины волны. Такие измерения были выполнены в самых разных экспериментальных условиях. Типичный график зависимости интенсивности от длины волны для трех различных мишеней при одной и той же ускоряющей разности потенциалов приведен на рис. 23А. Мы видим на фоне непрерывного спектра несколько «всплесков» интенсивности, образующих резкие максимумы. Положение этих максимумов является характеристикой вещества мишени, а характер непрерывного фона при данном значении V_0 слабо зависит от вещества мишени. Рассмотрение всей совокупности экспериментальных данных позволяет сделать вывод о двух различных механизмах образования рентгеновского излучения. Резкие линии аналогичны спектральным линиям видимого света. Они образуют так называемое характеристическое излучение данного вещества мишени. Оно испускается атомом, возбужденным в результате столкновения с быстрым электроном. Непрерывный фон является излучением самих электронов, замедляющихся в мишени. Такое излучение называется тормозным. Иногда его обозначают немецким словом *Bremsstrahlung*.

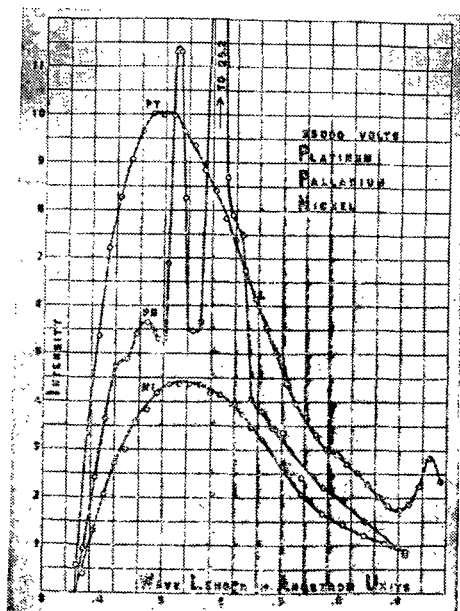


рис. 23А. Спектр рентгеновского излучения для трех различных анодов при одной и той же ускоряющей разности потенциалов $V_0 = 35$ кВ. Резкие максимумы отвечают характеристическому излучению анода. Непрерывный фон вызван тормозным излучением (Ulrey C. T. An Experimental Investigation of the Energy in the Continuous X-Ray Spectra of Certain Elements.— Phys. Rev., 1918, v. 11, p. 401)

*) Barkla C. G. Polarized Röntgen Radiation.— Phil. Trans. Roy. Soc., 1905, v. 204, p. 467; Polarization in Secondary Röntgen Radiation.— Proc. Roy. Soc., London, 1906, v. 77, p. 247 (в последней работе описаны опыты по двойному рассеянию); Friedrich W., Knipping P., von Laue M.— Ann. d. Phys., 1913, v. 41, p. 971.

Экспериментально показано, что при данной ускоряющей разности потенциалов V_0 в спектре отсутствует излучение с длиной волны, меньшей определенного минимального значения λ_{\min} . Значение λ_{\min} зависит от V_0 и не зависит от вещества мишени. Это показано на рис. 23А.

24. Попытаемся дать теоретическое объяснение рассмотренным свойствам рентгеновского излучения.

Прежде всего заметим, что, согласно классической электромагнитной теории, электрон, движущийся равномерно, не излучает. Тот же вывод следует и из фотонной теории. Рассмотрим систему покоя электрона до возможной эмиссии фотона. Его энергия в этой системе равна mc^2 . После испускания одного или нескольких фотонов его энергия остается равной mc^2 , но какая-то энергия должна быть унесена фотонами. Это нарушает закон сохранения энергии, и, следовательно, такое излучение невозможно.

Картина, однако, меняется, если электрон движется в сильном электрическом поле ядер мишени. В этом случае электрон может передать часть своей энергии и импульса ядру, что обеспечит сохранение полной энергии и импульса системы. Рассмотрим это более подробно. С ядром массы M , которое вначале покоилось (в лабораторной системе координат), сталкивается электрон, имеющий массу m и начальный импульс p_i . Импульсы электрона и ядра после столкновения равны p_f и p_n . Кроме того, возникает фотон с импульсом p и частотой $\omega = pc/\hbar$. Законы сохранения имеют вид

$$p_i = p_f + p_n + p \quad (\text{импульс}), \quad (24a)$$

$$E_i + Mc^2 = E_f + E_n + \hbar\omega \quad (\text{энергия}). \quad (24b)$$

Здесь E_i и E_f — начальная и конечная энергии электрона соответственно, а E_n — конечная энергия ядра. Таким образом, законы сохранения дают нам четыре уравнения. Они содержат, однако, девять переменных, характеризующих конечное состояние, а именно девять компонент векторов p_i , p_n и p . Подробное исследование области разрешенных значений этих векторов достаточно сложно, и мы не будем им заниматься. Можно показать, что фотон, испущенный в любом данном направлении, может обладать энергией от нулевой до некоторой максимальной. Максимальное значение энергии фотона возникает в том случае, когда скорости v ядра и электрона после столкновения совпадают. Чтобы доказать это, достаточно перейти в систему центра масс системы. Перепишем законы сохранения для случая, когда конечные скорости электрона и ядра равны:

$$p_i - p = \frac{(M+m)v}{\sqrt{1-(v/c)^2}}, \quad (24c)$$

$$E_i + Mc^2 - cp = \frac{(M+m)c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}}. \quad (24d)$$

Умножая первое уравнение на c и вычитая квадрат частного из

квадрата второго уравнения, получаем

$$\hbar\omega = pc = \frac{E_i - mc^2}{1 + (E_i - pc \cos \theta)/Mc^2}, \quad (24e)$$

где θ — угол между направлением испускания фотона и первичным импульсом электрона. Эта формула дает максимальную энергию фотона для данного угла θ . Мы замечаем, что максимальная энергия фотона приближенно равна $E_i - mc^2$, т. е. кинетической энергии первичного электрона, которая в свою очередь равна eV_0 . Второй член в знаменателе (24e) очень мал по сравнению с единицей, так как энергия покоя ядра $Mc^2 \sim 940A$ МэВ (A — массовое число ядра) велика по сравнению с E_i , которая для обычных рентгеновских трубок лежит в интервале 1—100 кэВ.

25. В предельном случае бесконечно тяжелого ядра мы получаем следующее выражение для минимального значения длины волны:

$$\lambda_{\min} = 2\pi c/\omega = ch/eV_0. \quad (25a)$$

Этот результат очевиден: энергия фотона не может быть больше кинетической энергии первичного электрона, и если считать ядро бесконечно тяжелым, то фотон получает максимальную энергию в том случае, когда электрон полностью останавливается в столкновении.

Минимальное значение длины волны λ_{\min} носит название *квантового предела*. Его существование демонстрирует квантовый характер образования рентгеновского излучения: классическая теория предсказывает появление произвольно коротких длин волн. Зависимость квантового предела от разности потенциалов была измерена очень точно*). Эти измерения дали точные значения констант e^2ch (и e^2h).

26. В заключение рассмотрим аннигиляцию электронно-позитронных пар. Позитроны были открыты С. Андерсоном в 1932 г. в космическом излучении (рис. 26А). Затем было обнаружено, что позитроны возникают при распаде многих радиоактивных ядер, например при распаде радиоактивного изотопа фосфора ^{30}P . Позитроны образуются также при прохождении γ -излучения большой энергии через вещество. Как мы упоминали в гл. I, объясняется это явление тем, что в электрическом поле ядра γ -кванты образуют электронно-позитронную пару. Такой процесс носит название *электромагнитного образования пар*.

Если позитрон сталкивается или взаимодействует с электроном, то обе частицы могут исчезнуть (*аннигилировать*). Это означает, что частицы исчезают, а их энергия полностью переходит в энергию электромагнитного поля. Явление аннигиляции наблюдается при облучении вещества позитронами. В соответствии с нашей схемой позитроны в столкновениях с атомами сначала будут терять большую часть своей энергии, а некоторые из них, испытав прямое столкновение с электроном, аннигилируют до полного замедления.

*) Bearden J. A., Johnson F. T., Watts H. M. A New Evaluation of h/e by X-Rays.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 70.

Замедлившиеся позитроны будут диффундировать в веществе и в конце концов захватятся одним из атомных электронов. При благоприятных условиях позитрон может образовать водородоподобный «атом» с одним электроном; такой атом носит название *позитрония*. Замедленные позитроны взаимодействуют с электроном и в

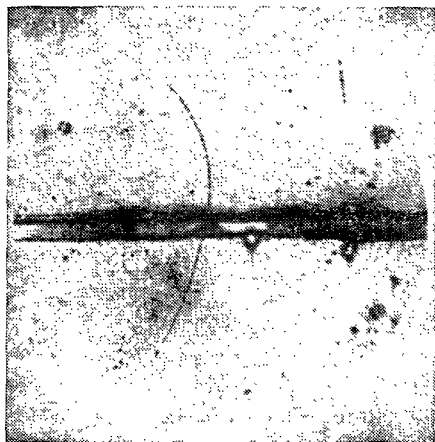


Рис. 26А. Фотография прохождения позитрона через камеру Вильсона. Именно этот снимок позволил открыть существование позитрона (Anderson C. D. The Positive Electron.— Phys. Rev., 1933, v. 43, p. 491). Позитрон с энергией 63 МэВ входит в горизонтальную свинцовую пластину (толщиной 6 мм) и покидает ее с энергией 23 МэВ. След искривлен, потому что камера помещена в магнитное поле, перпендикулярное к плоскости рисунка. У краев камеры качество снимка недостаточно хорошо, и в областях входа и выхода позитрона в камеру след не виден. Некоторые интересные вопросы, связанные с этим снимком, рассмотрены в конце главы (см. задачу 11)

конце концов через время порядка 10^{-9} с аннигилируют. Насколько известно, масса позитрона точно равна массе электрона.

27. Рассмотрим процесс аннигиляции, который можно записать в виде реакции

$$e^+ + e^- = n\gamma,$$

где γ — фотон (γ -квант). Допустим, что в момент аннигиляции обе частицы покоились (в лабораторной системе координат) и что аннигиляция происходит в свободном пространстве, вдали от других частиц.

Заметим прежде всего, что при аннигиляции должно возникнуть не менее двух фотонов: $n \geq 2$, иначе невозможно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса. (Если электрон и позитрон первоначально покоятся, импульс системы в начальном состоянии равен нулю, а импульс *единственного* фотона *не может быть* равен нулю.) Предположим, что испускаются *два* фотона. Импульс системы в начальном состоянии равен нулю, тому же полный импульс должен быть равен в конечном состоянии. Поэтому оба фотона должны иметь равные, но противоположно направленные импульсы. Это означает, что их энергии, а следовательно, и частоты также равны. Пусть частота фотонов равна ω . Из закона сохранения энергии следует

$$2\hbar\omega = 2mc^2 \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{h}{mc}. \quad (27a)$$

Таким образом, длина волны испущенных фотонов равна комптоновской длине волны электрона $h/mc = 0,0243 \text{ \AA}$; такой длине волны

соответствует энергия, равная энергии покоя электрона $mc^2 = 0,511$ МэВ *).

Можно предположить, что все эти предсказания будут справедливы и для позитрона, замедлившегося в веществе. Присутствие других частиц окажет какое-то влияние, но оно будет мало, так как энергии связи в атоме невелики по сравнению с энергией покоя электрона.

Поэтому следует ожидать, что оба фотона, испущенные при аннигиляции позитронов в веществе, будут испущены в противоположных направлениях и их длина волны будет равна комптоновской длине волны электрона. Это предсказание было проверено экспериментально и подтверждено с большой точностью **). Кроме того, было обнаружено, что возможна также аннигиляция с испусканием трех фотонов.

28. Имеется одно обстоятельство, которое требует разъяснения. Мы отмечали, что в пространстве при аннигиляции электронно-позитронной пары не может возникнуть *один* фотон, ибо энергия и импульс при этом не могли бы сохраниться. Отсюда следует, что и обратный процесс, когда из одного фотона возникает электронно-позитронная пара, также невозможен. В то же время мы говорили, что фотоны большой энергии, попадая в вещество, образуют в нем электронно-позитронные пары. Кажущееся противоречие легко разрешимо. Процесс образования пар фотонами происходит в поле ядра. При этом ядру передается определенная энергия и импульс, и этим обеспечивается возможность сохранения энергии и импульса.

Процессом, в точности обратным аннигиляции электрона и позитрона с испусканием двух фотонов, является процесс образования электронно-позитронной пары при столкновении двух фотонов. Его никто не наблюдал, потому что нет возможности получить достаточно интенсивные пучки фотонов большой энергии. Но никто не сомневается в том, что при наличии таких пучков процесс рождения электронно-позитронной пары двумя фотонами наблюдался бы. Для образования пары фотонов в поле ядра обратным будет процесс аннигиляции пары в поле ядра с образованием *одного* фотона. При этом присутствие ядра обеспечит сохранение энергии и импульса. Такой процесс действительно наблюдался, но процесс двухфотонной аннигиляции более вероятен, и он преобладает.

29. Поскольку речь идет о позитронах, нельзя не обратиться к проблеме частиц и античастиц. В своей современной форме квантовая электродинамика является теорией, в которой электроны и позитроны играют совершенно симметричную роль. Это общая черта всех наших теорий фундаментальных частиц: мы верим, что каждой частице соответствует своя античастица (некоторые частицы, как, например, нейтральный пион, являются своими собственными

*) Заметим, что величину $\hbar/mc = 0,00386$ Å тоже часто называют комптоновской длиной волны.

***) См., например: Klemperer O. On the Annihilation Radiation of the Positron. — Proc. Camb. Phil. Soc., 1934, v. 30, p. 347.

античастицами) и что мир симметричен относительно замены частицы античастицей *). Масса античастицы совпадает с массой частицы, но заряды их противоположны. Дальнейшим подтверждением этих идей явилось экспериментальное открытие существования протона и антипротона **).

Фундаментальным свойством частицы и античастицы является их способность аннигилировать с образованием, например, фотонов.

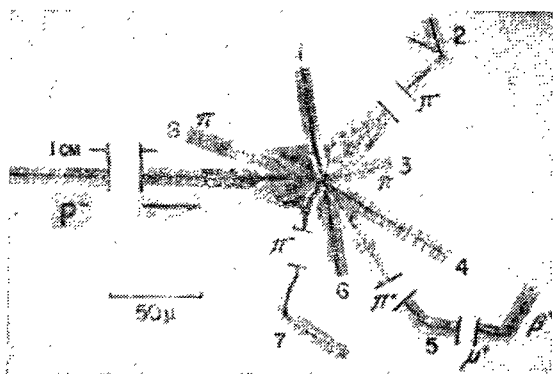


Рис. 29А. Звезда, возникшая от аннигиляции протона и антипротона в ядерной эмульсии. Этот рисунок является мозаикой из микрофотографий многих полей зрения, позволяющей увидеть следы различных частиц. Масштаб снимка показан в нижнем левом углу. У четырех следов часть пробсга выброшена, чтобы придать рисунку удобные размеры. Горизонтальный след слева принадлежит антипротону. Перемещаясь в эмульсии, антипротон теряет энергию и замедляется. В конце концов он поглощается ядром эмульсии (по-видимому, ядром углерода) и аннигилирует с одним из протонов ядра. При этом рождается несколько пионов (следы 2, 3, 5, 7, 8) и ядро разваливается на осколки. Следы 1 и 3, вероятно, принадлежат протону, а след 6 — более тяжелой частице, возможно ядру ^3H . Сумма полной кинетической энергии видимых (заряженных) частиц и энергии покоя пионов на этом снимке близка к 1,3 ГэВ. След 5 принадлежит положительному пиону, который после остановки распадается на нейтрино (его след на снимке, конечно, не виден) и положительный мюон, в свою очередь распадающийся на позитрон и два нейтрино (Segrè E. Antinucleons.— Annual Rev. Nucl. Sci. 1958, т. 8, p. 127; эта работа является обзором ранних исследований антинуклонов)

Часто при аннигиляции могут возникать другие частицы. Например, протон и антипротон при аннигиляции могут переходить в мезоны, и этот процесс гораздо более вероятен, нежели образование фотонов.

30. Мы утверждаем, что частицы и античастицы во всех наших теориях играют совершенно симметричную роль. Почему же, спросит читатель, античастицы встречаются так редко? Почему так трудно было открыть позитрон, а тем более антипротон? Ответ

*) Опыты, выполненные в конце 50-х годов, показали, что слабые взаимодействия не обладают этим свойством инвариантности относительно замены частицы античастицей. В то время как сильные и электромагнитные взаимодействия удовлетворяют высказанному принципу симметрии, слабые взаимодействия его нарушают. Но сильные и электромагнитные взаимодействия являются доминирующими в нашем мире, поэтому можно сказать, что принцип симметрии почти (но не полностью) верен.

**) Об открытии антипротона см. работу: Chamberlain O., Segrè E., Wiegand C., Ypsilantis T. Observation of Antiprotons.— Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 947.

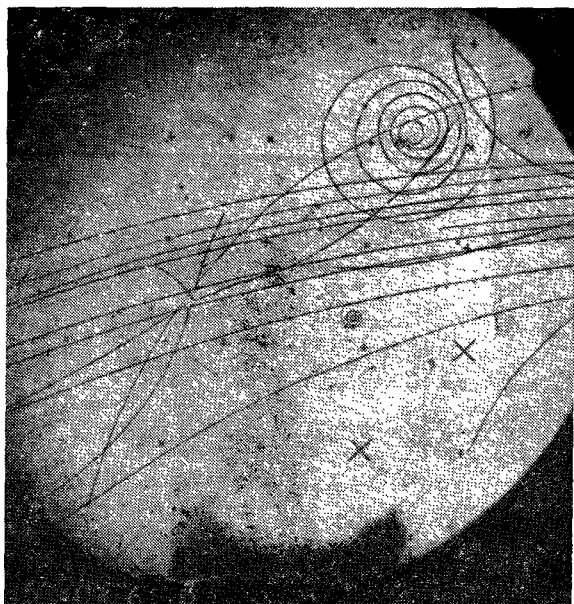


Рис. 30А. Снимок в жидководородной пузырьковой камере зарядово-обменного рассеяния антипротона протоном и последующей аннигиляции возникшего антинейтрона и протона (рис. 30В). Камера находится в магнитном поле, перпендикулярном к плоскости рисунка. (Попробуйте определить, куда направлено магнитное поле.) Нейтральные частицы не создают видимых следов, а заряженные частицы оставляют следы, искривленные благодаря магнитному полю. На снимке положительно заряженные частицы отклоняются по часовой стрелке. В верхнем правом углу фотографии видно еще одно интересное явление — распад положительного пиона на положительный мюон и нейтрино. За этим распадом следует распад мюона на позитрон (спиральный след), нейтрино и антинейтрино. Нейтрино и антинейтрино нейтральны и не оставляют видимых следов

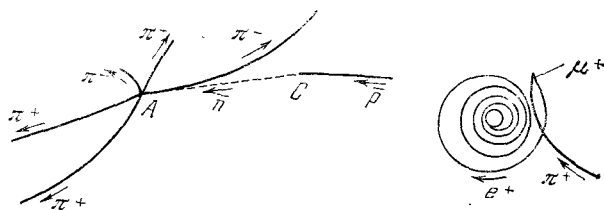


Рис. 30В. Схема следов. Эти рисунки должны помочь опознать следы в пузырьковой камере, показанные на рис. 30А. На рисунке слева в точке С происходит столкновение вошедшего в камеру антипротона с протоном. В результате обмена зарядами образуются нейтрон и антинейтрон. Штриховой линией показан невидимый след антинейтрона. В точке А антинейтрон аннигилирует с протоном. В этой реакции образуется пять заряженных пионов. Первичный антипротон является одной из отрицательных частиц, пересекающих камеру справа налево. По-видимому, все частицы в этом лучке являются антипротонами. На рисунке справа показаны следы заряженных частиц, возникающих в цепочке $\pi-\mu-e$ -распадов (верхний правый угол рис. 30А). Спиральный след принадлежит позитрону. Перемещаясь в жидком водороде, он теряет энергию, и поэтому кривизна следа постоянно увеличивается. В конце концов позитрон аннигилирует с электроном жидкости

заключается в том, что, хотя законы природы симметричны, наш мир не находится в симметричном состоянии: он состоит из протонов, нейтронов, электронов, атомов водорода и т. д., но не из антипротонов, антинейтронов, позитронов или антиводородных атомов. Причина такого отсутствия симметрии в том, что симметричное состояние нестабильно относительно аннигиляции: материя и антиматерия не могут сосуществовать в ограниченном пространстве. Именно потому, что Земля существует, она должна быть построена либо из вещества, либо из антивещества. Она не могла бы быть их смесью.

Интересно решить вопрос: можно ли такое отсутствие симметрии в состоянии нашего мира распространить на всю Вселенную? Возможно, что существуют галактики, состоящие из антивещества; поскольку среднее расстояние между галактиками имеет порядок трех миллионов световых лет, то аннигиляция им не угрожает. На этот вопрос пока невозможно дать ответ, хотя мы склонны считать, что антигалактик не существует. Неизвестно, как возникли галактики, но можно предположить, что они возникли в процессе конденсации некоторого рода «пыли». При этом, однако, трудно понять, как произошло разделение вещества и антивещества, которое привело к образованию галактик и антигалактик. Если мы отвергнем идею антигалактик, остается неразгаданной тайна существования несимметричного мира, в котором преобладает один тип вещества, при условии, что основные законы физики, управляющие этим миром, почти полностью симметричны.

Можно ли «расщепить» фотон?

31. Рассмотрим интересный вопрос, имеющий фундаментальное значение: можно ли фотон с частотой ω расщепить на две части так, чтобы сумма их энергий была $\hbar\omega$, но частота каждой из них оставалась бы равной ω ?

Известно, что классическая электромагнитная теория дает весьма точное описание большей совокупности опытов со светом. Мы говорили также, что соотношение между энергией и импульсом «фотона» может быть получено и в рамках этой классической теории. В таком случае, быть может, позволительно сказать, что фотон есть просто волновой пакет или цуг волн излучения, поведение которого определяется законами классической электромагнитной теории? Мы задали сейчас вопрос, который имеет фундаментальное значение. Если фотон может быть расщеплен в указанном смысле, то вся совокупность идей, которую мы пытались развить в этой главе, окажется поколебленной.

Ответить на наш вопрос можно, обратившись к опыту. Чтобы понять, какого рода опыты следует поставить, примем точку зрения классической теории, а затем сделаем ряд предсказаний, которые мы можем проверить на опыте, чтобы решить, справедлива ли классическая картина.