

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ Мэв.}$$

Максимальный угол, под которым наблюдается в воде черенковское свечение, находится из условия

$$\cos \theta_{\text{макс}} = \frac{1}{n} = 0,75$$

и равен $41,5^\circ$.

Число N фотонов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, испускаемых под углом θ к траектории частицы с единичным зарядом и скоростью βc , в среде с показателем преломления n определяется соотношением, вытекающим из теории этого эффекта, разработанной Франком и Таммом

$$N(\nu) d\nu = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) d\nu = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \sin^2 \theta d\nu \approx 450 \sin^2 \theta d\nu. \quad (83)$$

Основная энергия излучения концентрируется в коротковолновой части электромагнитного спектра. Вообще же доля энергии, теряемой заряженной частицей на черенковское излучение, незначительна и составляет всего несколько процентов от других видов потерь. Однако этот эффект нашел широкое применение для детектирования быстрых частиц, определения их скорости, направления движения и т. п.

§ 26. ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

При прохождении через вещество электромагнитное излучение испытывает характерное экспоненциальное поглощение в противоположность картине, наблюдаемой при поглощении заряженных частиц, когда существует определенная связь между энергией и пробегом. Это происходит потому, что при поглощении или рассеянии γ -кванты выбывают из падающего пучка в результате единичного акта взаимодействия. Поскольку число выбывших γ -квантов при прохождении поглотителя толщиной dx пропорционально dx и числу падающих γ -квантов, число квантов,двигающихся в первоначальном направлении и находящихся на расстоянии x от исходной точки, описывается экспоненциальной функцией.

Допустим, что моноэнергетический пучок γ -лучей падает нормально на пластинку толщиной x . Будем считать, что толщина пластинки настолько мала, что рассеяние γ -лучей происходит однократно. Обозначим через $I(0)$ интенсивность γ -пучка до его попадания на пластинку, а через $I(x)$ интенсивность его после прохождения пластинки. Обозначим через σ полное эффективное сечение рассеяния и поглощения γ -квантов на 1 атоме. Тогда закон изменения интенсивности пучка будет характеризоваться выражением

$$I(x) = I(0) e^{-n\sigma x}, \quad (84)$$

где n — число атомов поглотителя в 1 см^3
или

$$I(x) = I(0) e^{-\tau x},$$

τ — так называемый линейный коэффициент поглощения ($\tau = n\sigma$).

Для различных процессов поглощения γ -квантов главной задачей является установление зависимости эффективного сечения процесса от энергии кванта и от свойств вещества.

Фотоэффект. Фотоэффектом называется процесс, при котором вся энергия падающего γ -кванта $h\nu$ передается связанному электрону. При этом электрон вылетает из атома, имея кинетическую энергию

$$T_e = h\nu - I_i, \quad (81)$$

где I_i — энергия ионизации той оболочки, на которой находился электрон (энергию отдачи, которую получает ядро после вылета электрона, мы не учитываем, поскольку она пренебрежимо мала по сравнению с энергией падающего γ -кванта или с энергией T_e фотоэлектрона).

Фотоэффект всегда сопровождается либо характеристическим рентгеновским излучением, либо так называемым эффектом Оже, заключающимся в передаче энергии возбуждения атома одному из его электронов, который в результате этого покидает атом.

Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может протекать на свободном электроне, не связанном с атомом (свободный электрон принципиально не может поглощать свет). Это следует из законов сохранения энергии и импульса. В рассматриваемом случае

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= T_e + I_i, \\ \vec{p}_\gamma &= \vec{p}_e. \end{aligned} \quad (86)$$

Если бы фотоэффект на свободном электроне был возможен, то при $I_i = 0$ в нерелятивистском случае

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \frac{m_e v^2}{2}, \\ p_\gamma &= \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{m_e v^2}{2c}, \end{aligned}$$

и из равенства (86) $m_e v c = \frac{1}{2} m_e v^2$, т. е. $v = 2c$, чего не может быть.

Аналогичный вывод можно получить и для релятивистского случая. Таким образом фотоэффект, при котором квант поглощается целиком, возможен лишь в системе, где электрон связан с ато-

мом, которому и передается часть импульса кванта. Соответственно этому вероятность фотоэффекта увеличивается по мере приближения энергии фотона к энергии связи электрона с атомом. Иначе говоря, для возникновения фотоэффекта важна относительная связанность, определяемая соотношением $I_i/\hbar\omega$.

Из рис. 58 видно, что эффективное сечение процесса при больших энергиях γ -кванта мало. При уменьшении энергии оно начинает расти до тех пор, пока $\hbar\omega$ не станет равной I_K .

При дальнейшем уменьшении энергии эффективное сечение сначала резко падает, поскольку эффект на K -оболочке уже не мо-

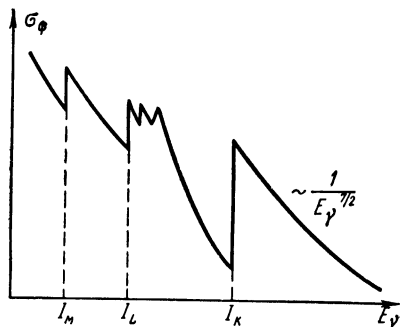


Рис. 58. Зависимость эффективного сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

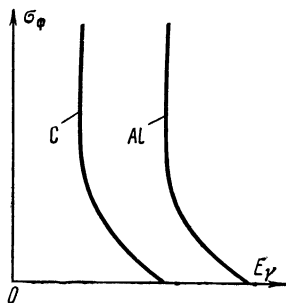


Рис. 59. Зависимость эффективных сечений фотоэффекта в углероде и алюминии от энергии γ -квантов

жет идти, а для L -оболочки относительная связанность мала. Далее сечение опять начинает расти, так как растет $\frac{I_i}{\hbar\omega}$. Рост прекращается при $\hbar\omega = I_L$, и т. д. Изменение эффективного сечения для каждой из электронных оболочек приблизительно передается законом $\left(\frac{1}{\hbar\omega}\right)^3$.

Зависимость суммарного эффективного сечения фотоэффекта σ_ϕ от энергии фотонов (для электронов всех оболочек) при малых энергиях γ -кванта $I_K < \hbar\omega \ll m_e c^2$ можно считать следующей закону

$$\sigma_\phi \sim \frac{1}{(\hbar\omega)^{7/2}}.$$

При больших энергиях при $\hbar\omega \gg m_e c^2$, когда относительная связанность электронов с дальнейшим ростом энергии меняется мало, σ_ϕ падает с энергией не так сильно: обратно пропорционально только первой степени энергии кванта $\sigma_\phi \sim \frac{1}{\hbar\omega}$.

Вероятность фотоэффекта сильно зависит также от заряда атома (Z), на котором происходит фотоэффект, $\sigma_\phi \sim Z^5$. Такая сильная зависимость опять-таки объясняется тем, что в легких элемен-

тах электроны в атоме связаны слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект очень существен в тяжелых веществах, где он идет с заметной вероятностью и при больших энергиях γ -квантов. На рис. 59 показана зависимость эффективного сечения фотоэффекта от E_γ для углерода и алюминия.

Угловое распределение вылетающих фотоэлектронов, так же как и эффективное сечение, зависит от энергии падающих фотонов. Теоретически оно рассчитывается методами квантовой электродинамики.

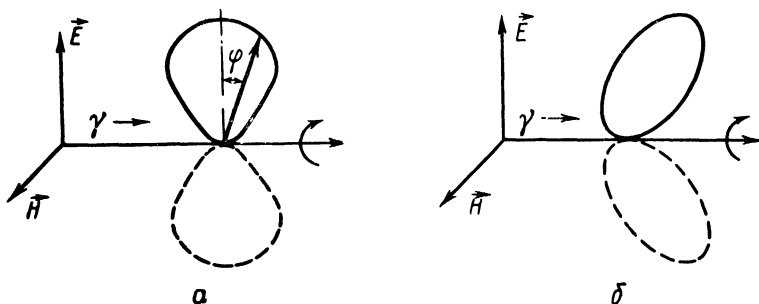


Рис. 60. Угловое распределение фотоэлектронов: а — при $\hbar\omega < m_e c^2$; б — при $\hbar\omega \gg m_e c^2$

намики. Полученные соотношения в общем случае весьма сложны и поэтому приведем результаты расчетов только для двух крайних случаев: малой и большой энергии.

1. $\hbar\omega < m_e c^2$. В этом случае фотоэлектроны вылетают с наибольшей вероятностью перпендикулярно к падающему пучку и распределены по закону $\cos^2\varphi$ относительно электрического вектора \vec{E} падающей электромагнитной волны (рис. 60, а).

2. $\hbar\omega \gg m_e c^2$. В этом случае угловое распределение фотоэлектронов благодаря передаче электрону большего импульса вытянуто вперед (рис. 60, б).

В тяжелых веществах фотоэффект является главной причиной поглощения мягких γ -лучей.

Рассеяние γ -лучей. Эффект Комптона¹. Взаимодействие γ -лучей с веществом может приводить к их рассеянию без поглощения. Рассеяние может быть двух видов: когерентное рассеяние без изменения длины волны и некогерентное рассеяние с изменением длины волны.

Рассеяние без изменения длины волны называется томсоновским, или классическим, рассеянием. Оно имеет место для фотонов, обладающих энергией меньшей, чем энергия связи электрона в атоме $\hbar\omega < I_i$. Эффективное сечение томсоновского рассеяния,

¹ Этот вопрос подробно излагается в курсе атомной физики, поэтому здесь рассматриваются только основные характеристики для сравнения с другими процессами.

рассчитанное на один электрон, равно

$$\sigma_{\text{томс}} = \frac{8\pi}{3} (r_e)^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2,$$

где r_e — классический радиус электрона:

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Рассеяние γ -лучей с изменением длины волны называется комптоновским рассеянием. Оно имеет место тогда, когда энергия падающего γ -кванта существенно больше энергии связи электрона в атоме, и электрон поэтому можно считать свободным. В результате упругого столкновения с электроном γ -квант передает ему часть своей энергии и импульса.

Энергетические и угловые характеристики комптоновского рассеяния полностью определяются законами сохранения энергии и импульса для упругого удара. Поскольку при ударе энергия фотона уменьшается, длина волны излучения увеличивается. Это явление не может быть объяснено классической волновой теорией света. Обнаружение комптоновского рассеяния явилось одним из важнейших подтверждений квантовой теории и корпускулярных свойств света.

Законы сохранения энергии и импульса для этого случая имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega &= \hbar\omega' + T_e \\ \vec{p}_\gamma &= \vec{p}'_\gamma + \vec{p}_e \end{aligned} \right\}, \quad (87)$$

где T_e — кинетическая энергия, которую получил электрон

$$T_e = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right);$$

\vec{p}_e — импульс электрона; ω и ω' — частоты фотонов до и после рассеяния. \vec{p}_γ и \vec{p}'_γ — импульсы фотонов до и после рассеяния,

$$p_\gamma = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad p'_\gamma = \frac{\hbar\omega'}{c}.$$

Векторное равенство (87) изображено на рис. 61, где θ — угол рассеяния фотона, φ — угол отдачи электрона. Заменяя векторные уравнения двумя уравнениями для двух проекций векторов и решая совместно три полученные уравнения, приходим к соотношению Комптона для частот фотонов до и после рассеяния:

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{h\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (88)$$

Отсюда следует, что длина волны возрастает на величину

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda (1 - \cos \theta), \quad (89)$$

где $\Lambda = \frac{h}{m_e c} \approx 3,85 \cdot 10^{-11}$ см называется комптоновской длиной волны электрона. Она характеризует масштаб величин, определяемых квантовыми процессами. Из формулы (89) следует, что $\Delta\lambda$ не зависит от λ и что $\Delta\lambda$ максимально при рассеянии назад ($\theta=0$, $\Delta\lambda=0$, $\theta=\pi/2$, $\Delta\lambda=\Lambda$; $\theta=180^\circ$, $\Delta\lambda=2\Lambda$). При больших энергиях, когда $\lambda \ll \Lambda$ ($\hbar\omega \gg m_e c^2$) длина волны λ' излучения, рассеянного назад, равна 2Λ , независимо от длины волны λ первичного излучения.

Из законов сохранения следует также, что

$$\operatorname{ctg} \varphi = - \left(1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}.$$

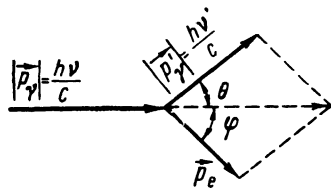


Рис. 61. Сохранение импульса при комптоновском рассеянии

Полная теория комптоновского рассеяния, позволяющая определить вероятность поляризации и углового распределения рассеянного излучения, излагается в курсах квантовой электродинамики (формула Клейна—Нишины—Тамма) [11]. На рис. 62 представлено угловое распределение рассеянного γ -излучения для некоторых значений энергии падающих квантов, $K = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}$.

Как показывает теория, полное эффективное сечение комптоновского рассеяния, рассчитанное на один электрон, не зависит от Z вещества и обратно пропорционально энергии γ -излучения. Эффективное сечение, рассчитанное на атом, прямо пропорционально Z

$$\sigma_K \sim \frac{Z}{\hbar\omega}.$$

Зависимость эффективного сечения от $\hbar\omega$ изображена на рис. 63. Максимальное значение σ_K достигается при малых энергиях и равно σ томпсоновского рассеяния $\frac{8}{3} \pi r_e^2$.

Как и при оценке ионизационных потерь, в случае комптоновского рассеяния удобно измерять толщину слоя вещества в граммах на 1 см^2 .

Вводится так называемый массовый коэффициент поглощения $\mu_K = \frac{\tau_K}{\rho}$, где τ_K — линейный коэффициент поглощения; ρ — плотность вещества.

При данной энергии γ -лучей μ_K одинаков для всех веществ.

В результате комптоновского рассеяния состав пучка γ -лучей при прохождении через вещество изменяется: первичные кванты определенной энергии заменяются рассеянными γ -квантами с дру-

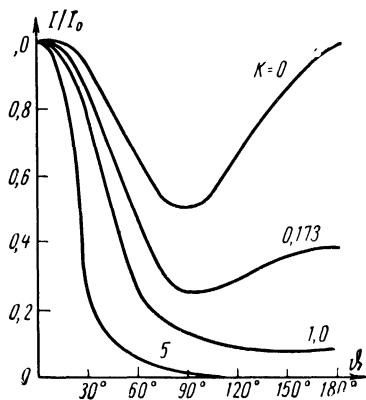


Рис. 62. Угловое распределение рассеянного γ -излучения при некоторых значениях энергии падающих γ -квантов

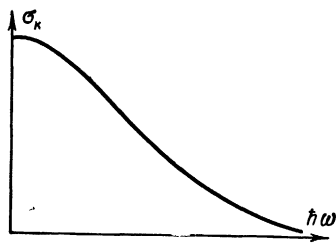


Рис. 63. Зависимость эффективного сечения комптоновского рассеяния от энергии падающих γ -квантов

гими энергиями. Если слой вещества достаточно тонкий для того, чтобы акт рассеяния происходил однократно, то γ -кванты выбывают из коллимированного пучка.

В толстых слоях в результате нескольких актов рассеяния γ -квант может снова приобрести направление первичного пучка и быть зарегистрированным детектором. Это всегда надо учитывать при экспериментальной работе.

Комптоновское рассеяние может происходить не только на электроне, но и на любой другой элементарной частице, способной взаимодействовать с электромагнитным излучением благодаря своему заряду или магнитному моменту. Однако, доля таких процессов при прохождении γ -лучей через вещество ничтожно мала и ее можно не учитывать.

Рождение электронно-позитронных пар. При достаточно большой энергии γ -кванта становится возможным процесс образования пары, когда в одном акте возникают одновременно электрон и позитрон (рис. 64). Этот процесс, в котором проявляется квантовая природа явления, идет в поле какой-нибудь частицы, чаще всего ядра, и объяснить его можно, только пользуясь представлениями релятивистской квантовой механики.

В 1928 г. Дирак получил релятивистское квантовомеханическое уравнение, описывающее поведение электрона, в частности, наличие у него спина и магнитного момента. При решении этого урав-

нения получается следующее выражение для полной энергии электрона с импульсом p :

$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4}.$$

Из него следует, что возможны как положительные, так и отрицательные значения энергии частиц вплоть до $\pm \infty$ (так как при

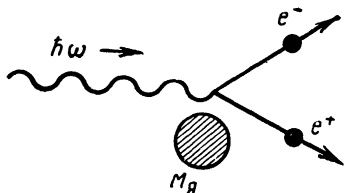


Рис. 64. Рождение электронно-позитронной пары

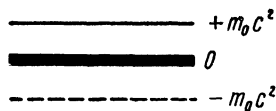


Рис. 65. К теории Дирака

$v \rightarrow c$, $p \rightarrow \infty$). При равенстве нуля импульса электрона энергия имеет два значения: $+m_e c^2$ и $-m_e c^2$. Следовательно, при $p \neq 0$ существуют две области значений энергии, разделенные промежутком в $2m_e c^2$, т. е. энергия электрона E может быть либо больше $+m_e c^2$, либо меньше $-m_e c^2$ (рис. 65):

$$E > +m_e c^2; \quad E < -m_e c^2.$$

Во второй области полная энергия E и масса $m = \frac{E}{c^2}$ электрона отрицательны.

Существование уходящей в бесконечность области отрицательных уровней энергии представляло большую трудность для истолкования в теории Дирака. Действительно, возникало противоречащее реальной действительности положение, при котором электрон, находящийся в состоянии с $E > +m_e c^2$ должен был бы переходить на свободные нижние уровни с отрицательной энергией, испуская γ -кванты. В дальнейшем, опускаясь все ниже и ниже по шкале энергий до $E = -\infty$, он испускал бы все новые γ -кванты. Поэтому Дирак предположил, что все уровни с отрицательными энергиями заняты электронами. Поскольку согласно принципу Паули в каждом состоянии может находиться только один электрон, переходы становятся невозможными и область состояний с отрицательными энергиями образует равномерный и потому ненаблюдаемый фон. Реальные же наблюдаемые электроны встречаются только на уровнях с $E \geq m_e c^2$.

Однако если сообщить электрону фона энергию, превышающую расстояние между областями $-m_e c^2$ и $+m_e c^2$, т. е. энергию больше $2m_e c^2$, то, перейдя в область положительных энергий, он будет проявлять себя уже как обычный электрон. В квантовой

механике такие переходы с уровней отрицательных энергий не запрещены.

Одновременно в том месте, откуда ушел электрон, создается «дырка». При наложении электрического поля другой электрон фона перейдет в эту «дырку», т. е. она как бы сместится в обратном направлении. Следовательно, «дырка» будет вести себя в электрическом поле как положительно заряженный электрон. То же должно проявляться и в магнитном поле.

Таким образом, Дирак показал, что вторую серию значений энергии электрона можно интерпретировать естественным образом, если предположить существование положительного электрона.

В 1932 г. Андерсон открыл такой «положительный электрон» в космических лучах. Его назвали позитроном (e^+). Это открытие явилось блестящим подтверждением теории, развитой Дираком.

Однако картина, согласно которой в каждой точке пространства содержится бесконечно большое число ненаблюдаемых электронов, как оказалось, необязательна. В более совершенной современной форме теория, сохраняя все прежние результаты, не содержит никаких бесконечных величин, в том числе фона, бесконечного числа электронов и т. п. Электрон и позитрон выступают как равноправные частица и античастица, рождающиеся одновременно, например, за счет энергии γ -кванта и способные взаимно уничтожаться (аннигилировать), образуя γ -кванты.

Так, на примере электрона и позитрона впервые было показано существование частиц и античастиц, ведущих себя в известном смысле симметрично по отношению ко всем законам природы. Дальнейшее развитие физики привело к открытию других античастиц, и в настоящее время почти для каждой частицы известна своя античастица. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в главе об элементарных частицах.

Очевидно, что для процесса рождения пары существует энергетический порог значений энергии γ -кванта, ниже которого процесс не идет. Он определяется суммарными энергиями покоя электрона и позитрона.

Напишем законы сохранения энергии и импульса, предполагая, что рождение пары происходит в поле ядра:

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= 2m_0c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} + T_{\text{я}}; \\ \vec{p}_{\gamma} &= \frac{m_0\vec{v}_{e^-}}{\sqrt{1-\beta_{e^-}^2}} + \frac{m_0\vec{v}_{e^+}}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}} + \vec{p}_{\text{я}}, \end{aligned} \quad (90)$$

где $\beta_{e^+} = \frac{v_{e^+}}{c}$ и $\beta_{e^-} = \frac{v_{e^-}}{c}$ — относительные скорости электрона и позитрона, T_{e^+} , T_{e^-} — их кинетические энергии, а $T_{\text{я}}$ и $p_{\text{я}}$ — соответственно энергия и импульс ядра отдачи, ω и \vec{p}_{γ} — частота и импульс фотона.

Из этих уравнений следует важный вывод, что γ -квант не может образовать пару в пустоте. Действительно, если процесс идет в пустоте, то уравнения (91) принимают вид:

$$\hbar\omega = 2m_0c^2 + T_{e^-} + T_{e^+},$$

$$\vec{p}_\gamma = \frac{m_0\vec{v}_{e^-}}{\sqrt{1-\beta_{e^-}^2}} + \frac{m_0\vec{v}_{e^+}}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}}.$$

В частном случае, когда кинетическая энергия электрона и позитрона равна нулю, из первого уравнения следует, что

$$\hbar\omega = 2m_0c^2,$$

а из второго

$$p_\gamma = \frac{\hbar\omega}{c} = 0.$$

Эти равенства противоречат друг другу (как и при $T_{e^\pm} \neq 0$).

Следовательно, образование пары может происходить только в поле третьей частицы, которой передается излишек импульса γ -кванта. Если третья частица — ядро, то благодаря большой массе оно уносит малую энергию, и γ -квант с $\hbar\omega \geq 2m_0c^2$ может создать пару. Если третья частица легкая, например электрон, то она должна получить энергию того же порядка, что и частицы пары, и процесс рождения пары может идти только при энергии γ -кванта, существенно превышающей величину $2m_0c^2$.

В каждом случае можно определить граничную энергию, начиная с которой возможно возникновение процесса.

Теоретические расчеты зависимости эффективного сечения процесса рождения пар (при $5m_0c^2 < E_\gamma < 50m_0c^2$) от энергии γ -кванта и заряда вещества Z приводят к соотношению

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln \frac{\hbar\omega}{m_0c^2}.$$

графически представленному на рис. 66.

Абсолютная величина эффективного сечения имеет тот же порядок, что и сечение тормозного излучения. При больших энергиях $\ln \frac{\hbar\omega}{m_0c^2}$ заменяется константой благодаря эффекту экранирования поля ядра электронами атома.

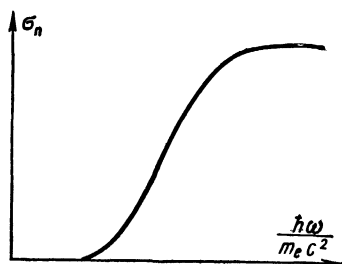


Рис. 66. Зависимость эффективного сечения рождения пар от энергии γ -кванта

Поскольку эффективное сечение рождения пары зависит от заряда ядра элемента так же, как сечение радиационных потерь заряженных частиц, здесь тоже применимо понятие радиационной единицы длины для измерения пути в веществе.

Таким образом, процесс рождения пар играет существенную роль при прохождении γ -квантов больших энергий в тяжелых элементах.

Другие эффекты, возникающие при поглощении γ -лучей. Выбивание нуклонов из ядра за счет поглощения γ -квантов (ядерный фотоэффект) и вообще расщепление ядер γ -квантами практически не играют роли в поглощении γ -излучения. Порог ядерного фотоэффекта лежит в области энергий $6 \div 10$ Мэв, что соответствует энергии связи нуклона в ядре. При ядерном фотоэффекте из ядра обычно вылетают нейтроны, т. е. идет реакция (γ, n) . Эффективное сечение процесса, как правило, возрастает при увеличении Z вещества.

Если энергия γ -кванта во много раз превышает среднюю энергию связи нуклона, то возможно также фоторасщепление с вылетом нескольких частиц. Например, при облучении ядра Al^{27} γ -квантами с энергией порядка сотни Мэв идут реакции (γ, n) , $(\gamma, 2p)$, $(\gamma, n, 2p)$ ¹. При этом сечение процесса $\sigma_n \sim 10^{-26}$ см².

При энергиях, превышающих $2m_\mu c^2 \approx 200$ Мэв (m_μ — масса μ -мезона), взаимодействие γ -кванта с ядром приводит к образованию μ -мезонных пар ($\mu^+\mu^-$) — процесс вполне аналогичный рождению электрон-позитронной пары.

При $E_\gamma > m_\pi c^2 \approx 140$ Мэв, где m_π — масса π -мезона, начинается процесс испускания ядром π -мезонов (фотогенерация π -мезонов). Если испускается заряженный π -мезон, то происходит изменение заряда ядра. Сечение процессов рождения μ - и π -мезонов очень мало, $\sigma \approx 10^{-28}$ А см².

Поглощение γ -излучения за счет перечисленных процессов и некоторых других (например, рассеяния на потенциальном поле ядра) при высоких энергиях пренебрежимо мало по сравнению с поглощением их вследствие генерации электрон-позитронных пар в электрическом поле ядра.

Суммарный коэффициент поглощения γ -излучения. Из проведенного выше рассмотрения следует, что ослабление пучка γ -лучей при прохождении через вещество определяется главным образом комптон-эффектом, фотоэффектом и образованием пар в кулоновском поле атомных ядер. Поэтому для полного эффективного сечения можно записать:

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{п}}$$

или для линейных коэффициентов поглощения

$$\tau_{\text{полн}} = \tau_{\text{к}} + \tau_{\text{ф}} + \tau_{\text{п}}$$

¹ Первый знак в скобке обозначает частицу, которая взаимодействует с ядром, второй — вылетающие из ядра.

Каждое из этих слагаемых зависит от энергии γ -кванта и атомного номера вещества по-разному. В качестве примера приведем зависимость τ от $\hbar\omega$ для свинца и алюминия (рис. 67).

В свинце образование пар становится доминирующим при $\hbar\omega > 5 \text{ Мэв}$. В отличие от него в алюминии ослабление пучка γ -лучей в широком интервале энергий $0,05 \text{ Мэв} < \hbar\omega < 15 \text{ Мэв}$ почти целиком обуславливается комптон-эффектом. При $\hbar\omega < 0,5 \text{ Мэв}$ поглощение γ -лучей в свинце происходит главным образом за счет фотоэффекта; в алюминии же фотоэффект играет заметную роль только при совсем малых энергиях $\hbar\omega < 50 \text{ кэв}$.

Зависимость τ от энергии γ -кванта положена в основу одного из методов γ -спектроскопии.

Процесс аннигиляции электрон-позитронных пар. Кроме процесса образования пары γ -квантами должен существовать и обратный процесс перехода электрона из области положительных энергий на свободный уровень в области отрицательных энергий с излучением γ -кванта. Другими словами, при встрече позитрона с электроном их полная энергия (включая и энергию покоя) почти целиком должна переходить в энергию электромагнитного излучения и частично передаваться какому-нибудь третьему телу, например ядру. Такой процесс называется аннигиляцией. Вследствие этого позитроны в среде не могут существовать сколько-нибудь длительно. Так, среднее время жизни позитронов в свободном состоянии $\tau \approx 10^{-10} \text{ сек}$ в свинце; $\tau \approx 10^{-5} \text{ сек}$ в воздухе (при нормальных условиях).

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что аннигиляция позитрона на свободном электроне возможна только с испусканием двух или более квантов. Действительно, закон сохранения энергии дает

$$2m_e c \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) = \sum_{i=1}^2 \hbar\omega_i,$$

а закон сохранения импульса

$$\vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} = \sum_{i=1}^2 \vec{p}_{\gamma i}.$$

Если считать, что электрон и позитрон до аннигиляции покоятся, то

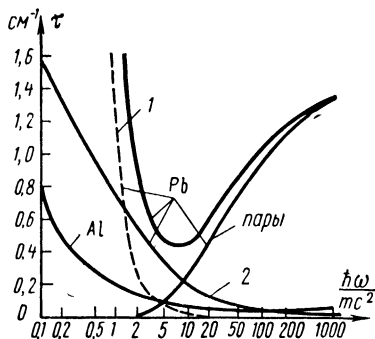


Рис. 67. Зависимость коэффициентов поглощения от энергии γ -квантов в свинце и алюминии

$$2m_e c^2 = \Sigma \hbar \omega_i; \quad \Sigma \vec{p}_i = 0.$$

Эти уравнения совместны только при условии вылета одновременно не менее двух γ -квантов в противоположных направлениях. Таким образом, при аннигиляции медленного позитрона на покоящемся электроне энергия каждого из аннигиляционных квантов всегда будет $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 = 0,511 \text{ Мэв}$.

Вероятность трехфотонной аннигиляции в 400 раз меньше, чем двухфотонной. Теоретический расчет и опытные данные показывают, что позитроны аннигилируют обычно лишь после полной остановки, точнее, когда они находятся в тепловом равновесии с окружающей средой.

Процесс аннигиляции является источником γ -излучения с энергией $0,5 \text{ Мэв}$, обладающего высокой степенью монохроматичности.

Интересно, что электрон и позитрон могут образовывать своеобразное подобие атома водорода — позитроний, живущий примерно 10^{-8} сек . Если спины электрона и позитрона в нем параллельны, его называют *ортопозитроний*. Его время жизни $\approx 10^{-7} \text{ сек}$; в том случае, когда спины антипараллельны, образование называют *парапозитроний* (время жизни $\sim 10^{-10} \text{ сек}$).

§ 27. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

При регистрации ядерного излучения необходимо определять энергию и заряд частиц, их массу и время жизни, магнитные и механические моменты, эффективные сечения различных процессов, угловые распределения и прочие характеристики.

Измеряя эти величины, можно получать ценную информацию о свойствах элементарных частиц, о структуре ядра и о ядерных силах.

Система для регистрации излучения состоит обычно из детектора и измерительной аппаратуры. В детекторе происходит взаимодействие излучения с веществом. Измерительная аппаратура воспринимает сигнал с выхода детектора и позволяет производить измерения.

В большинстве детекторов сигнал образуется за счет ионизации, которая создается в них заряженной частицей. К таким детекторам относятся:

- а) ионизационные камеры;
- б) пропорциональные счетчики;
- в) счетчики Гейгера — Мюллера;
- г) кристаллические счетчики;
- д) камера Вильсона;
- е) искровые камеры.