

Взаимодействие фотонов с веществом. Образование пар

Н. М. Артемьева

Суммарное сечение взаимодействия фотонов с веществом

При прохождении γ -излучения через вещество интенсивность пучка γ -квантов ослабляется, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества.

В полное сечение взаимодействия фотонов с веществом в различной степени вносят вклад разные процессы (рис. 1).

На рис. 1 заметно, что эффективное сечение фотоэффекта (σ_{ph}) на атомах вещества доминирует при энергиях фотонов ниже 0.1 МэВ в углероде и ниже 1 МэВ в свинце.

Вторым по величине вклада в полное сечение в этой же области энергий γ -квантов является релеевское рассеяние — когерентное рассеяние фотонов на атомах вещества. Ни ионизации, ни возбуждения атомов при релеевском рассеянии не происходит, γ -квант рассеивается упруго.

Главным механизмом ослабления первичного пучка γ -квантов при энергиях γ -кванта выше 0.1 МэВ в веществе с малыми значениями Z и выше 1 МэВ в веществах с большим Z становится некогерентное рассеяние фотонов на электронах вещества (эффект Комптона).

При превышении энергией γ -кванта удвоенной массы электрона $2m_e c^2 = 1.02$ МэВ становится возможным процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Сечение рождения пары в поле ядра (σ_{np} на рис. 1) доминирует в области высоких энергий фотонов. На

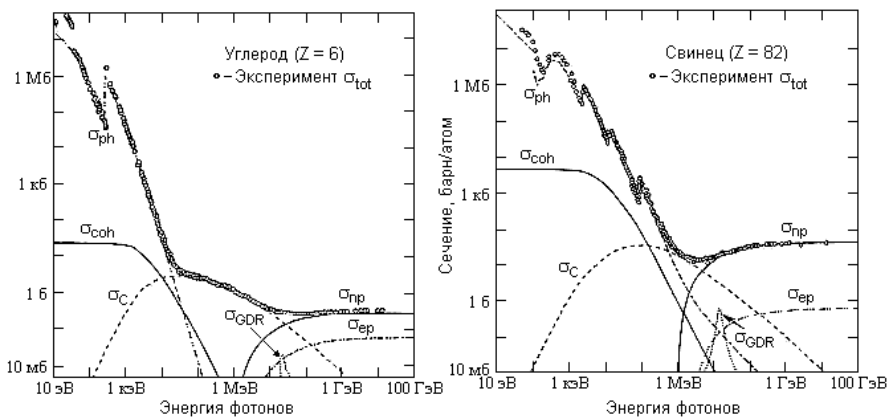


Рис. 1. Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ($Z = 6$) и свинцом ($Z = 82$) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ. σ_{ph} — сечение фотоэффекта, σ_{coh} — сечение релеевского рассеяния, σ_C — сечение комптоновского рассеяния, σ_{np} — сечение рождения пары в поле ядра, σ_{ep} — сечение образования пар в поле атомных электронов, σ_{GDR} — сечение ядерного фотопоглощения.

рис. 1 показано также сечение образования пар в поле атомных электронов (σ_{ep}).

При дальнейшем увеличении энергии γ -квантов затрагивается уже внутренняя структура атомных ядер. Для энергий γ -квантов, больших 10 МэВ, увеличивается вероятность процесса взаимодействия фотона с ядрами вещества с возбуждением ядерных состояний. При энергиях около 20–25 МэВ для легких ядер ($A < 40$) и 13–15 МэВ для тяжелых ядер в эффективном сечении ядерного фотопоглощения наблюдается максимум, который называется гигантским дипольным резонансом (σ_{GDR} на графиках рис. 1).

В области энергий γ -квантов от 10 кэВ до примерно 10 МэВ (т. е. излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния) ослабление потока фотонов при прохождении через вещество определяется, преимущественно, тремя процессами: фотоэффектом, комптон-эффектом и образованием пар в кулоновском поле атомных ядер. Суммарное сечение для этих процессов равно

$$\sigma = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}},$$

где $\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma^2(E_\gamma)$ — сечение фотоэффекта, $\sigma_{\text{компт}} \sim Z/E_\gamma$ — сечение

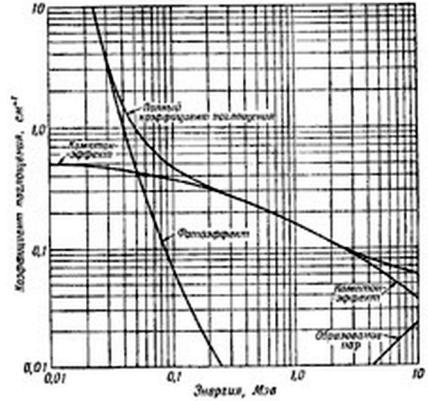
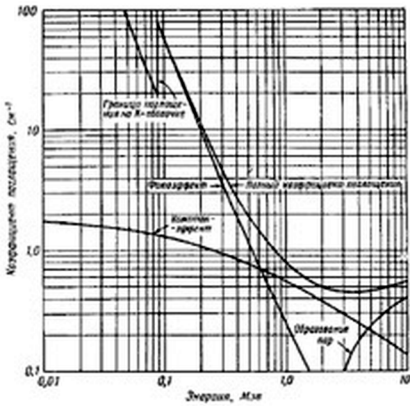


Рис. 2. Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов от энергии в свинце (слева) и алюминии (справа)

эффекта Комптона, $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln 2E_\gamma$ — сечение образования пар.

Уменьшение потока фотонов происходит экспоненциально:

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

где n — концентрация атомов поглотителя.

Обычно с поглощением фотонов в веществе связывают еще два понятия:

1. Линейный коэффициент поглощения $\tau = n\sigma$ (рис. 2) — это такая толщина вещества в сантиметрах, на которой поток фотонов ослабляется в e раз.
2. Массовый коэффициент поглощения $\mu = \tau/\rho = \sigma n/\rho$ (рис. 3), где ρ (г/см) — плотность вещества. Смысл у μ тот же — эта такая толщина вещества в г/см², на которой поток ослабляется в e раз.

Образование электрон-позитронных пар

Возможность процесса образования электрон-позитронных пар при достаточно высокой энергии гамма-квантов была обнаружена Полем Дираком в 1932 году. Упрощенно говоря, этот процесс состоит в том, что квант поглощается, а рождаются и вылетают электрон и позитрон (рис. 4).

Согласно опыту и квантовоэлектродинамическому расчету, поглощение фотона и рождение пары происходит не внутри ядра, а около него

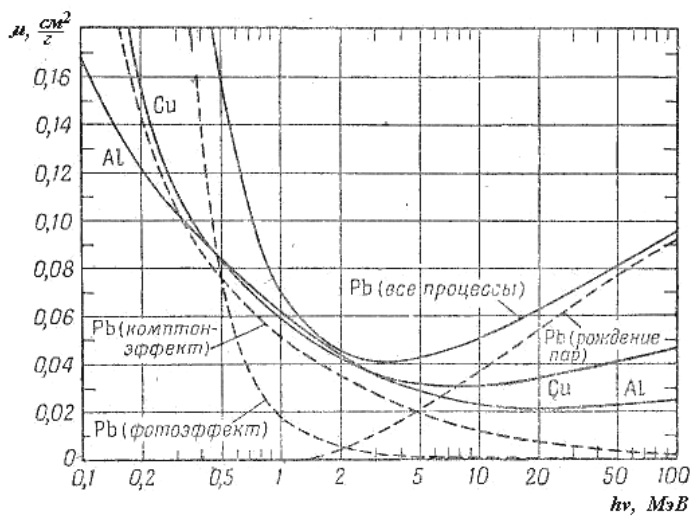


Рис. 3. Зависимость массового коэффициента поглощения фотонов от их энергии в алюминии, меди и свинце

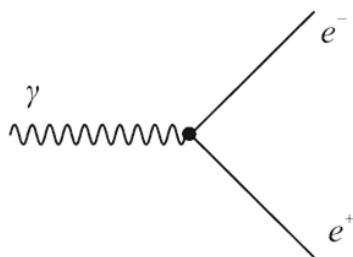


Рис. 4. Образование пары электрон-позитрон

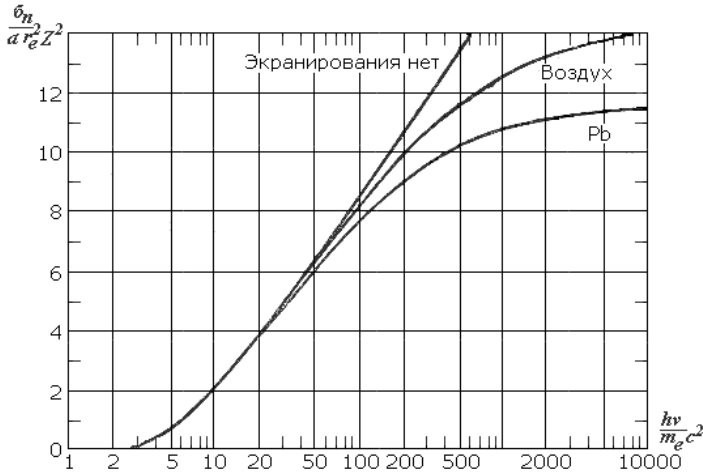


Рис. 5. Зависимость сечения рождения пар от энергии фотонов

в области, имеющей размер порядка комптоновской длины волны электрона $\lambda_0 = 2.4 \cdot 10^{-10}$ см. Передача импульса отдаче ядру происходит посредством его кулоновского поля. Без передачи импульса постороннему телу превращение фотона в электронно-позитронную пару запрещено законами сохранения энергии и импульса, имеющими следующий вид:

$$h\nu = 2m_e c^2 + T_- + T_+ + T_{\text{я}},$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{m_e \beta_- c}{\sqrt{1 - \beta_-^2}} + \frac{m_e \beta_+ c}{\sqrt{1 - \beta_+^2}} + \vec{p}_{\text{я}},$$

где β_- и β_+ — относительные скорости электрона и позитрона, T_- и T_+ — их кинетические энергии, а $T_{\text{я}}$ и $\vec{p}_{\text{я}}$ — энергия и импульс ядра отдачи.

Поскольку при взаимодействии фотона с полем ядра рождаются электрон и позитрон, процесс образования пар имеет энергетический порог, т. е. он происходит, если $h\nu > 2m_e c^2$.

Теоретические расчеты зависимости сечения рождения пар от энергии γ -квантов приводят к довольно сложному виду. Однако для области энергий $5m_e c^2 < h\nu < 50m_e c^2$ эта зависимость может быть представлена в виде

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}.$$

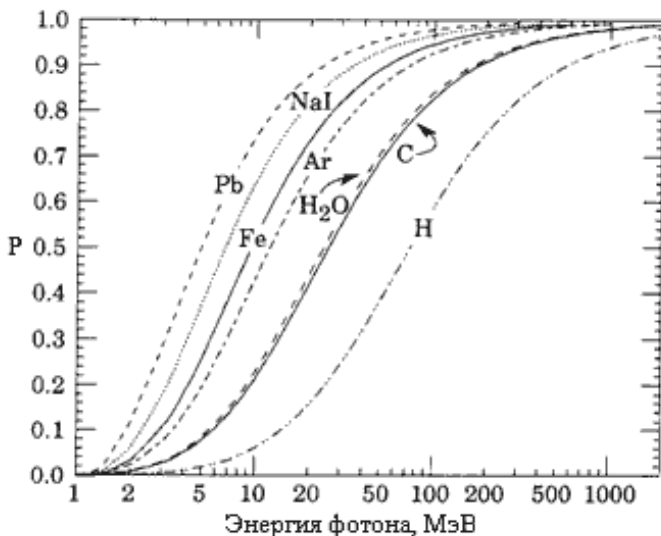


Рис. 6. Вероятность образования фотоном электрон-позитронной пары

При энергии фотонов $h\nu < 5m_e c^2$ и $h\nu > 50m_e c^2$ сечение растет медленнее. При $h\nu > 50m_e c^2$ рост сечения ограничивается экранированием кулоновского поля ядра атомными электронами. В предельно релятивистском случае при $h\nu > 10^3 m_e c^2$ сечение не зависит от энергии:

$$\sigma_{\text{пар}} \sim 0.08 Z^2 r_e^2 = 0.63 \cdot 10^{-26} Z^2 \text{ см}^2.$$

На рис. 6 показана вероятность P того, что фотон, взаимодействуя с веществом, образует электрон-позитронную пару. Видно, что вероятность образования электрон-позитронной пары растет с ростом энергии фотона и с увеличением заряда ядра.

Электрон-позитронные пары могут рождаться фотонами в кулоновском поле не только ядра, но и электрона (рис. 7). Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Такой процесс приводит к гораздо более слабому поглощению гамма-излучения из-за малости соответствующего сечения (для электрона $Z = 1$, а сечение образование пар пропорционально Z^2 : $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln E_\gamma$), несмотря на то, что электронов в веществе больше, чем ядер.

На рис. 7 в первом случае энергия отдачи ядра так мала, что на снимке видны только e^+ и e^- . Обе частицы летят (в начале своего пути) в на-

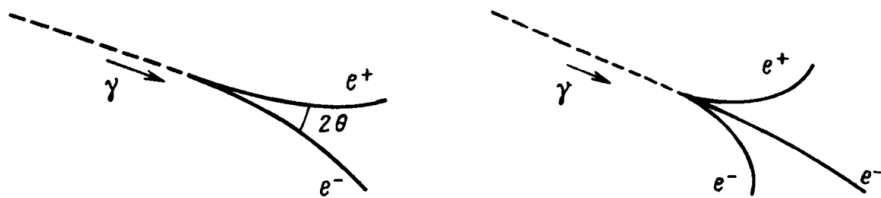


Рис. 7. Образование электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра (слева) и электрона (справа)

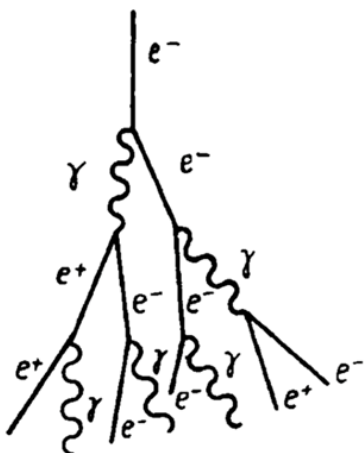


Рис. 8. Схема электронно-фотонного ливня

правлении вызвавшего их гамма-кванта под углом $\theta = m_e c^2 / E_\gamma$ к нему. Во втором случае кроме электрона и позитрона пары виден также и электрон отдачи.

Процесс образования электрон-позитронных пар наряду с радиационным торможением электронов является причиной возникновения электрон-фотонных ливней в космических лучах. Если гамма-квант, возникающий в результате радиационного торможения электрона, имеет энергию $E_\gamma > 2m_e c^2$, то он может образовать пару, электрон и позитрон которой снова создают гамма-кванты радиационного торможения, и т. д. (рис. 8). Процесс нарастает лавинообразно до тех пор, пока энергия электронов не уменьшится до критического значения.

Другие процессы взаимодействия фотонов с веществом

1. Ядерный фотоэффект — явление, открытое Джеймсом Чедвиком и Морисом Гольдхабером в 1934 г., заключающееся в поглощении γ -кванта ядром и испускании при этом нуклона, т. е. (γ, n) -реакция. Порог ядерного фотоэффекта — 6–10 МэВ, т. е. порядка энергии связи нуклонов в ядрах. Сечение ядерного фотоэффекта $\sigma_{\text{яф}} \sim Z$ и по величине существенно меньше сечений трех рассмотренных выше эффектов.

2. Если энергия фотонов много больше энергии связи нуклонов в ядрах, то может происходить фоторасщепление ядер с вылетом нескольких частиц. Например, $(\gamma, 2p)$, $(\gamma, n, 2p)$ -реакции. Сечение такого процесса $\sigma_{\text{яф}} \sim 10^{-26} \text{ см}^2$.

3. Если $h\nu > 2m_{\mu}c^2$, т. е. $h\nu > 200 \text{ МэВ}$, то в поле ядра γ -кванты могут образовывать $\mu^{-}\mu^{+}$ -пары, аналогично $e^{-}e^{+}$ -парам.

4. Если $h\nu > m_{\pi}c^2$, т. е. $h\nu > 140 \text{ МэВ}$, то может возникать фотогенерация пионов с сечением $\sim 10^{-28} \text{ см}^2$.

Таким образом можно сделать вывод, что поглощение γ -квантов за счет всех перечисленных процессов пренебрежимо мало по сравнению с $\sigma_{\text{пар}}$.

Литература

1. «Экспериментальная ядерная физика». К. Н. Мухин
2. «Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом». Е. А. Мурзина
3. «Частицы и атомные ядра». Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин
4. «Ядерная физика». Ю. М. Широков, Н. П. Юдин
5. «Антиматерия». Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин
6. Сайт «Ядерная физика в интернете»: nuclphys.sinp.msu.ru