

3.1 Потери энергии движущимися электронами

Прохождение электронов и позитронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса покоя электрона и позитрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов.

Потери энергии движущимися электронами в веществе подразделяются на ионизационные и радиационные. Энергетическая зависимость удельных ионизационных потерь падает с увеличением скорости до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленно поднимается. Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления под действием кулоновской силы F . Эта сила связана с массой частицы m и ее ускорением a вторым законом Ньютона $F = ma$. Свободный заряд, движущийся с ускорением a , излучает электромагнитные волны, энергия которых пропорциональна порядковому номеру элемента $a^2 = F^2/m^2$. Так как кулоновская сила пропорциональна порядковому номеру Z , то $a^2 \sim Z^2/m^2$. Следовательно, радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь (электронов и позитронов). С увеличением энергии электронов их электрическое поле в перпендикулярном направлении усиливается, поэтому радиационные потери растут пропорционально кинетической энергии электронов E_e . Следовательно, удельные радиационные потери энергии E_e пропорциональны энергии и квадрату порядкового номера вещества:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_p \propto Z^2 * E_e \quad (24)$$

Ионизационные потери у электронов преобладают в области сравнительно небольших энергий. По мере увеличения кинетической энергии вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается. С ростом энергии электрона E растут радиационные потери.

Так как удельные ионизационные потери $\left(\frac{dE}{dx}\right)_u \propto Z$, то отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии пропорциональны $Z E_e$. Отношение K удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона E и заряда ядер среды Z :

$$K = (dE/dx)_{\text{рад}} / (dE/dx)_{\text{иониз}} = ZE/600, \quad (25)$$

где E выражается в МэВ, Z - средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит}}$, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь ($K=1$) - называется критической.

Критическая энергия для железа ($Z = 26$) равна 31 МэВ, а для свинца ($Z = 82$) - примерно 9.8 МэВ.

Критические энергии для различных веществ приведены в **Табл.3**.

Табл. 3. Критические энергии электронов $E_{\text{крит}}$ и радиационные длины L_r для различных веществ.

Вещество	Критическая энергия, $E_{\text{крит}}$ (МэВ)	Радиационная длина, L_r	
		г/см ²	см
H	340	63.1	$7 \cdot 10^5$
C	103	42.7	19.4
Воздух	83	36.2	$3 \cdot 10^4$
Al	47	24	8.9
Fe	24	13.8	1.77
Cu	21.5	12.9	1.4
Pb	6.9	6.4	0.5

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 \exp(x/L_r) \quad (26)$$

где E_0 - начальная энергия электрона, E - энергия электрона после прохождения длины x , L_r - радиационная длина.

Прохождение позитронов в веществе описывается теми же соотношениями. Дополнительно необходимо учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости движения позитрона:

$$\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v, \quad (27)$$

поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

Формула для вычисления ионизационных потерь электронов выглядит несколько иначе, чем приведенная выше формула (6) для тяжелых частиц:

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 E_e}{2\bar{I}^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2}) - 1 + \beta^2 \right] \quad (28)$$

где E_e – релятивистская кинетическая энергия электрона.

Это отличие объясняется тем, что при рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов надо учитывать отклонение обеих частиц, а также квантовомеханический эффект обмена, обусловленный их тождественностью. При очень больших энергиях электроны начинают эффективно терять энергию за счет все большего и большего возрастания роли тормозного излучения.

Удельные потери электронов с кинетической энергией E складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (29)$$

А. Ионизационные потери

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left(\ln \frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (30)$$

Б. Радиационные потери

при $E \ll m_e c^2$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \frac{16}{3} \quad (31)$$

при $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad (32)$$

при $E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{2}{9} \right] \quad (33)$$

здесь m_e – масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ – энергия покоя электрона); c – скорость света; v – скорость электрона; $\beta = v/c$; Z – заряд ядер вещества в единицах заряда позитрона; \bar{I} – средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица. $\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} \cdot Z$; n_e – плотность электронов в веществе; $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E/L_r, \text{ или } E = E_0 e^{-x/L_r} \quad (34)$$

Величина L_r называется радиационной длиной. Радиационная длина – средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в e раз

$$1/L_r = 4(\hbar/mc)^2 n Z (Z+1) \ln(183/Z^{1/3}) \quad (35)$$

Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения показаны на **Рис. 8**.

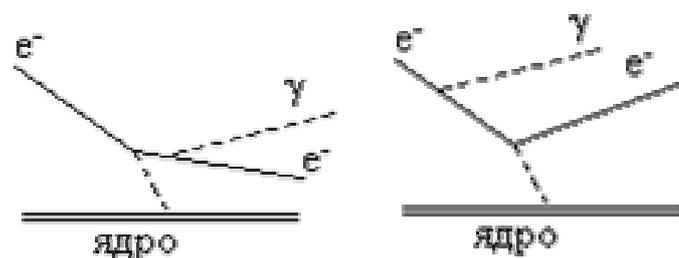


Рис. 8. Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения (Взаимодействие ускоренных электронов с ядром атома).