

Лекция 3

«Электромагнитное взаимодействие частиц с веществом»

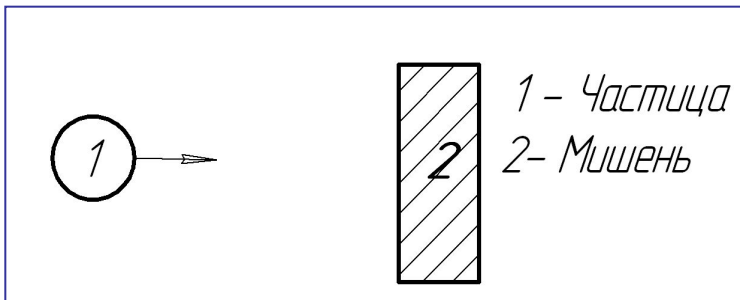
1. Физические процессы для заряженных частиц
2. Физические процессы для гамма- квантов
3. Удельные ионизационные потери для тяжелых частиц
4. График удельных ионизационных потерь энергии
5. Эффект плотности
6. Переход от единиц $MэВ / см$ к единицам $MэВ / (г / см^2)$
7. Сопоставление ионизационных потерь для разных частиц
8. Удельные ионизационные потери энергии для электронов
9. Выводы

Физические процессы для заряженных частиц

Цель изучения – определить закономерности потерь энергии налетающих частиц в зависимости, как от характеристик самих частиц (энергия T , скорость V , масса m , электрический заряд Z), так и от параметров среды, через которую они проходят (плотности ρ , массовое число A , заряд ядра Z , прозрачность для видимого света).

Такая детализация позволяет решать двуединую задачу:

- эффективная регистрация падающего на вещество излучения;
- оценка его проникающей способности с целью защиты от радиации.



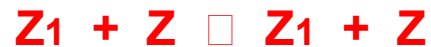
Задача решается с учетом толщины мишени (2), на которую падает частица (1): если мишень тонкая (dx), то вычисляются удельные потери энергии (dE/dx), если толстая – рассматривается процесс во всем объеме (по толщине).

Физические процессы для заряженных частиц

1. Упругое взаимодействие с атомными электронами (ионизационные потери заряженных частиц):



2. Упругое рассеяние на ядрах (многократное рассеяние):



3. Тормозное излучение, которое характерно только для электронов:



4. Черенковское излучение, которое возникает в прозрачной среде, если заряженная частица движется быстрее, чем скорость света ($v > c/n$, где n – оптический показатель преломления) .

Частица на своем пути кратковременно поляризует молекулы среды, которые при деполяризации испускают видимый свет.

Физические процессы для гамма- кванов

1. Упругое рассеяние на электронах среды (комpton-эффект):

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e$$

2. Фотоэффект. Взаимодействие γ -кванта с нейтральным атомом. При этом γ -квант поглощается, выбивая из атома электрон:

$$\gamma + \text{атом} \rightarrow e^{-} + (\text{атом})^{+}$$

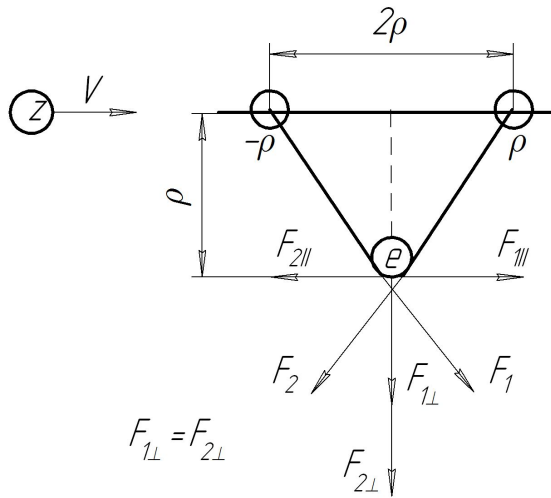
3. Рождение электрон-позитронной пары, в электромагнитном поле ядра:

$$\gamma + \text{ядро} \rightarrow e^{-} + e^{+} + \text{ядро}$$

4. Образование каскадного ливня при попадании в вещество электрона или γ -кванта высокой энергии (больше критической). Последовательность процессов тормозного излучения и образования пар частиц в толстой мишени приводят к лавинообразному нарастанию числа вторичных частиц (e^{-} , e^{+} , γ) по глубине.

Ионизационное торможение заряженных частиц

Решение задачи вычисления dT/dx начнем с кулоновского взаимодействия тяжелой частицы (M1, Z1) со свободным электроном (T1 >> I). Частица M1 пролетает мимо e на расстоянии ρ (прицельный параметр).



Разложим силы F_1 и F_2 на перпендикулярные и параллельные составляющие. Эффективно действуют только перпендикулярные составляющие сил. Упрощение: заменим переменную силу, которая действует на участке 2ρ , на силу в точке перпендикулярной

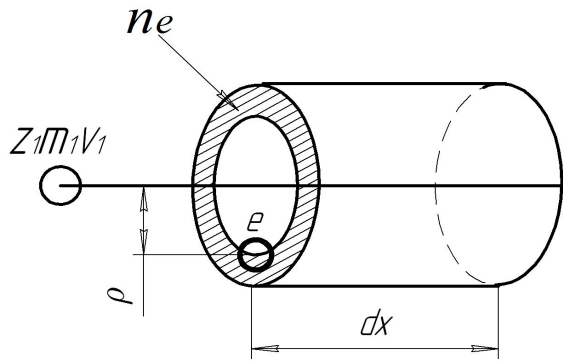
Время действия силы на участке 2ρ равно $\Delta t = \frac{2\rho}{V_1}$

Кулоновская сила $F_{k\perp} = \frac{z_1 e e}{\rho^2}$

Перпендикулярный импульс электрона: $p_{e\perp} = F_{k\perp} \cdot \Delta t = \frac{z_1 e^2}{\rho^2} \cdot \frac{2\rho}{V_1}$

Энергия, которую приобретает электрон: $\Delta T_{e\perp} = \frac{2z_1^2 e^4}{\rho^2 V_1^2 m_e}$

Ионизационное торможение заряженных частиц



n_e -концентрация e в этом слое

Полная энергия ΔT_e , приобретенная всеми электронами с прицельным параметром ρ на толщине dx

$$\Delta T_e = 2\pi\rho \cdot d\rho dx \cdot n_e \cdot \Delta T_{e1}$$

Получаем

$$\Delta T_e = \frac{4\pi n_e z_1^2 e^4}{\rho V_1^2 m_e} d\rho dx$$

Удельная потеря энергии: $\frac{\Delta T_e}{\Delta x} \left[\frac{\text{МэВ}}{\text{см}} \right] = \frac{4\pi n_e z_1^2 e^4}{\rho V_1^2 m_e} d\rho$

$$\frac{dT}{dx} = C \int_{\rho \text{ max}}^{\rho \text{ min}} \frac{d\rho}{\rho} = C \ln \frac{\rho \text{ max}}{\rho \text{ min}}$$

где $C = \frac{4\pi n_e z_1^2 e^4}{V_1^2 m_e}$

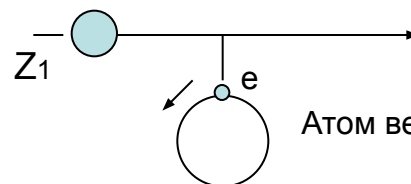
Учет диапазона прицельных параметров

$$\frac{dT}{dx} = C \int_{\rho_{\max}}^{\rho_{\min}} \frac{d\rho}{\rho} = C \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} \quad \Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar; \quad \Delta p^{\max} \Delta x^{\min} \approx \hbar; \quad \Delta p^{\min} \cdot \Delta x^{\max} \approx \hbar$$

$$\Delta p^{\max} = 2m_e V_1; \rightarrow \rho^{\min} = \hbar / \Delta p^{\max} = \hbar / 2m_e V_1 \rightarrow \hbar \sqrt{1 - \beta_1^2} / 2m_e c \beta_1$$

$$\Delta p^{\min} \Delta \rho^{\max} = \hbar; \quad \underline{c \Delta p^{\min} \Delta \rho^{\max}} = \hbar c; \rightarrow \underline{I \rho^{\max}} = \hbar c; \quad \rho^{\max} = \hbar c / I$$

$$t_{\text{взаим}} < t_{\text{вращения}}^e$$



$$\frac{\rho^{\max}}{V_1} \sqrt{1 - \beta_1^2} < t_{\text{вращ}}^e \quad t_{\text{вращ}}^e \approx \frac{1}{v_e} \approx \frac{\hbar}{v_e \hbar} \approx \frac{\hbar}{I_2}$$

Пусть $t_{\text{вращ}}^e \approx t_{\text{взаим}}^e$

$$\frac{dT}{dx} = C \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = C \ln \frac{2m_e c^2 \beta_1^2}{I_2 (1 - \beta_1^2)}$$

$$\rho^{\max} = \frac{\hbar V_1}{I_2 \sqrt{1 - \beta_1^2}} = \frac{\hbar \beta_1 c}{I_2 \sqrt{1 - \beta_1^2}}$$

Ионизационное торможение заряженных частиц

Получаем формулу Бете-Блоха

$$\frac{dE}{dx} \left[\frac{MэВ}{см} \right] = \frac{z_1^2 n_e}{V_1^2 m_e} \cdot \ln \frac{2m_e V_1^2}{I_2 (1 - \beta_1^2)}$$

Концентрация электронов:

$$n_e = \frac{N_{ав}}{A} \left(\frac{am}{z} \right) \cdot \rho \left(\frac{z}{см^3} \right) \cdot z \left(\frac{1}{am} \right)$$

Для сравнения ионизационных потерь в разных веществах, используют единицы г/см²

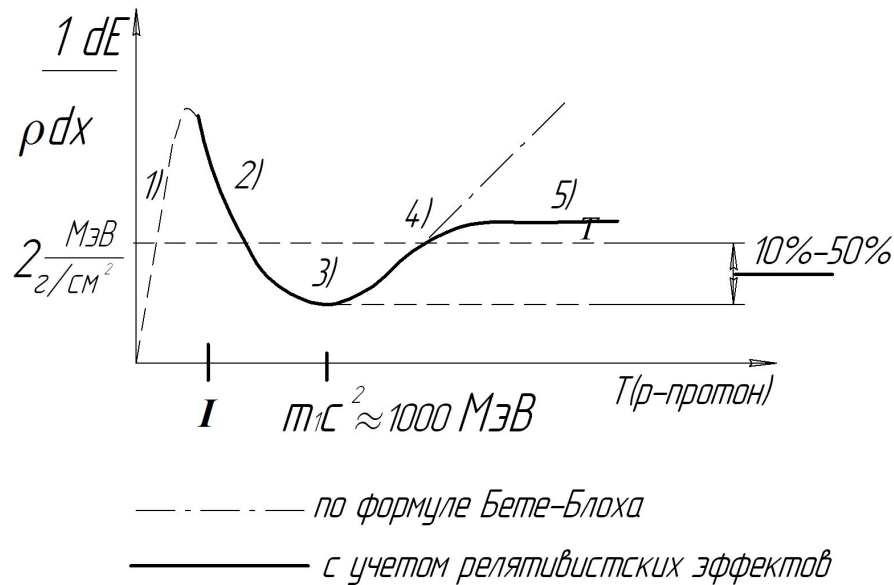
$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[\frac{1}{\frac{z}{см^3}} \frac{MэВ}{см} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[\frac{MэВ}{z / см^2} \right]$$

Зависимость ионизационных потерь от параметров

частицы (1) и мишени (2):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \sim \frac{z_1^2}{V_1^2} \left(\frac{z_2}{A_2} \right) \ln \frac{m_e^2 \beta_1^2}{I_2 (1 - \beta_1^2)}.$$

График удельных ионизационных потерь энергии



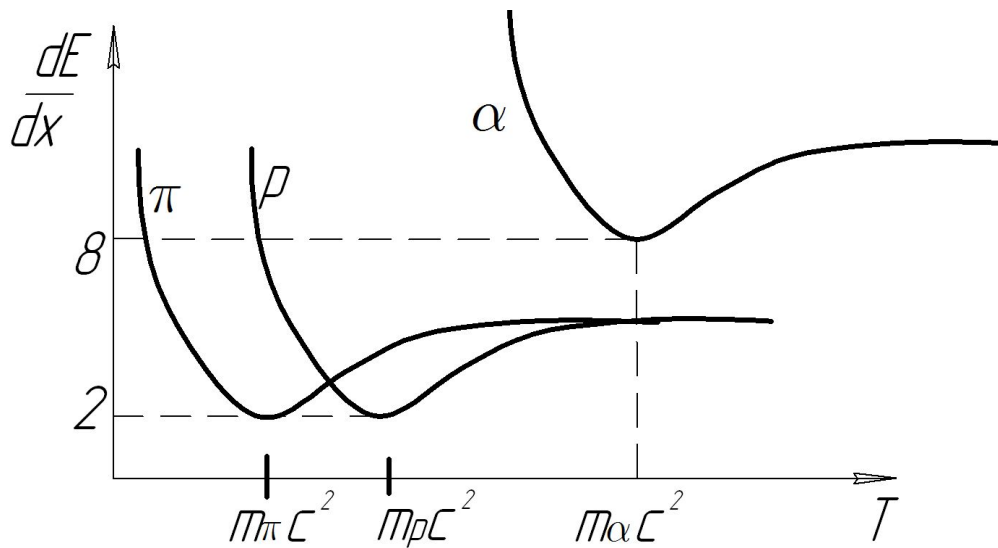
dE/dx представляет собой потери энергии в тонком слое при фиксированной энергии T_1 .

Минимум функции достигается при $V_1 / C > 0,96$

или $T_1 \approx (2 - 3) M_1 c^2$

- 1) $T_1 < I$ - электрон связан. Энергия тратится на возбуждение атома.
- 2) $I \ll T_1 \ll mc^2$. Здесь $dE/dx : 1/V^2$. Это обусловлено уменьшением эффективного времени столкновения с электронами .
- 3) $T_1 \approx mc^2$ — скорость $V_1 \approx c$, время столкновения мало меняется. Это приводит к минимуму dE/dx .
- 4) $T_1 > mc^2$ - начинают заметно действовать релятивистские эффекты. Вытягивание поперечного электрического поля налетающей частицы .
- 5) $T_1 \gg mc^2$ — начинается процесс экранирования поля частицы.

Ионизационное торможение заряженных частиц



На одном рисунке приведены качественные графики dE/dx для трех разных частиц: **$\pi^{\pm}$ -мезона**, **p^+ - протона** и **α^{++} - частицы**. Кривые подобны, но смещены относительно друга, в зависимости от массы частиц и их зарядов.

С учетом эффекта плотности

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot Z_1^2 \cdot n_e \cdot e^4}{m_e \cdot V_1^2} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta_1^2}{I(1 - \beta_1^2)} \right) - \delta(\beta_1) - U(\beta_1) \right\}$$

где δ — учитывает эффект плотности и имеет вид (при $\beta \rightarrow 1$):

$\delta(\beta) = -\ln(1 - \beta^2) - 2\ln(I/h\nu_p) - 1$, где ν_p — плазменная частота электронов.

Функция $\delta(\beta)$ компенсирует логарифмический рост dE/dx при высокой энергии. Практически, полное выполаживание функции dE/dx происходит при $T_1 \approx 50 m_1 c^2$. Функция $U(\beta_1)$ учитывает потери энергии на возбуждение атома.

Ионизационные потери энергии электронов

Механизм потерь энергии налетающего электрона при столкновении с электронами среды в целом аналогичен процессу взаимодействия тяжелых частиц. Особенности обусловлены малой массой налетающего электрона и обменными эффектами между тождественными частицами

$$\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 \cdot n_e}{m_e \cdot V_1^2} \left\{ \ln \frac{m_e c^2 \beta_1^2}{2I(1 - \beta_1^2)} - 2 \left(\sqrt{1 - \beta_1^2} - 1 + \beta_1^2 \right) \ln 2 + (1 - \beta_1^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \beta_1^2} \right) \right\}$$

Анализ этой формулы показывает, что в нерелятивистском пределе ($\beta_1 \ll 1$) при одинаковой скорости, удельные ионизационные потери протона и электрона отличаются незначительно.

Если их энергии будут одинаковы, то отношение удельных потерь в этой области будет сильно отличаться в отношении масс m_p/m_e .

В ультрарелятивистской области ($T \approx 10$ ГэВ) фактор зависимости от скорости ($V_1 \approx c$) пропадает, и ионизационные потери энергии выравниваются: $(dE/dx)_e / (dE/dx)_p \approx 2$.

Вывод:

- заряженные частицы в слое вещества тратят свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов;
- однократная передача энергии в среднем составляет малую величину (десятки эВ);
- удельные ионизационные потери (в тонком слое) зависят от заряда и скорости частицы $dE / dx \sim z_1^2 / V_1^2$;
- на толщине $1 \text{ г} / \text{см}^2$ $(\Delta x (\text{см}^2) = x \Delta s (m) \cdot \rho (\text{см}^3))$
величина потерь энергии слабо зависит от характеристик вещества поглотителя (заряда, массового числа, плотности, потенциала ионизации атома - Z_2, A_2, ρ_2, I_2).

Это относится к быстрым частицам, кинетическая энергия которых значительно превышает средний потенциал ионизации вещества.