

## Лекция 3

### «Электромагнитное взаимодействие частиц с веществом»

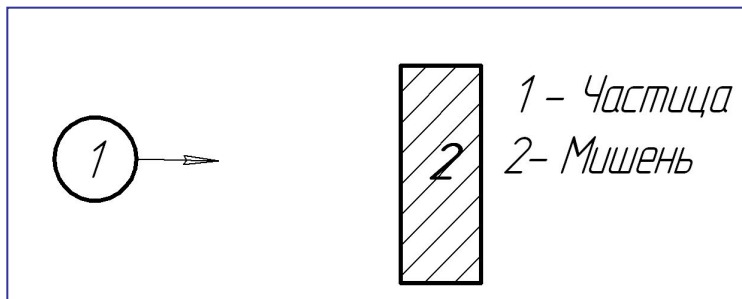
1. Физические процессы для заряженных частиц
2. Физические процессы для гамма- квантов
3. Удельные ионизационные потери для тяжелых частиц
4. График удельных ионизационных потерь энергии
5. Эффект плотности
6. Переход от единиц  $MэВ / см$  к единицам  $MэВ / (г / см^2)$
7. Сопоставление ионизационных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



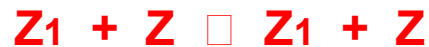
Задача решается с учетом толщины мишени (2), на которую падает частица (1): если мишень тонкая ( $dx$ ), то вычисляются удельные потери энергии ( $dE/dx$ ), если толстая – рассматривается процесс во всем объеме (по толщине).

## 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):



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



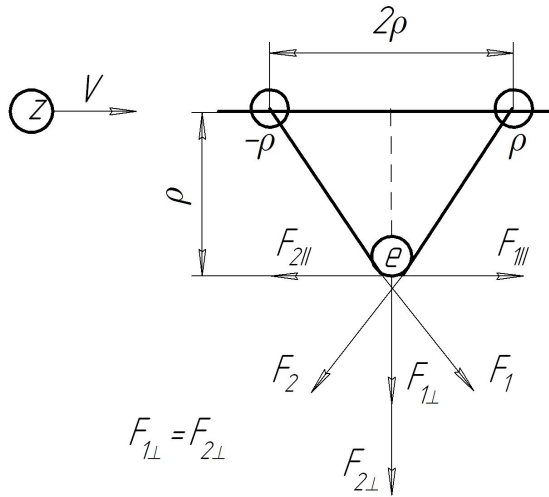
3. Рождение электрон-позитронной пары, в электромагнитном поле ядра:



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

## Ионизационное торможение заряженных частиц

Решение задачи вычисления  $dT/dx$  начнем с кулоновского взаимодействия тяжелой частицы ( $M1, Z1$ ) со свободным электроном ( $T1 \gg I$ ). Частица  $M1$  пролетает мимо  $e$  на расстоянии  $\rho$  (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  $2\rho$ , на силу в точке перпендикулярной

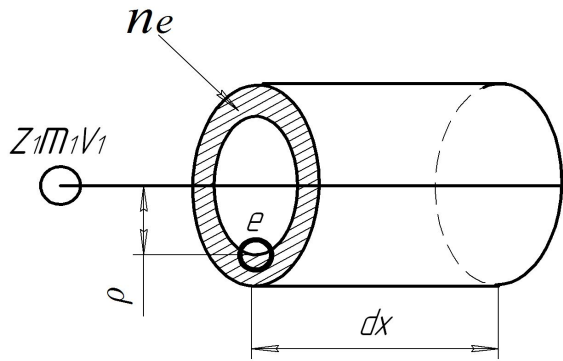
Время действия силы на участке  $2\rho$  равно  $\Delta t = \frac{2\rho}{V_1}$

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  $\Delta T_e$ , приобретенная всеми электронами с прицельным параметром  $\rho$  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  $C = \frac{4\pi n_e z_1^2 e^4}{V_1^2 m_e}$

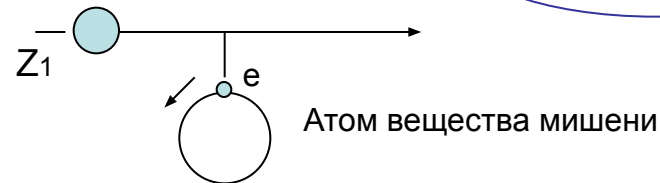
## Учет диапазона прицельных параметров

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

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

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

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



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

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

Для сравнения ионизационных потерь в разных веществах,

используют единицы  $г/см^2$

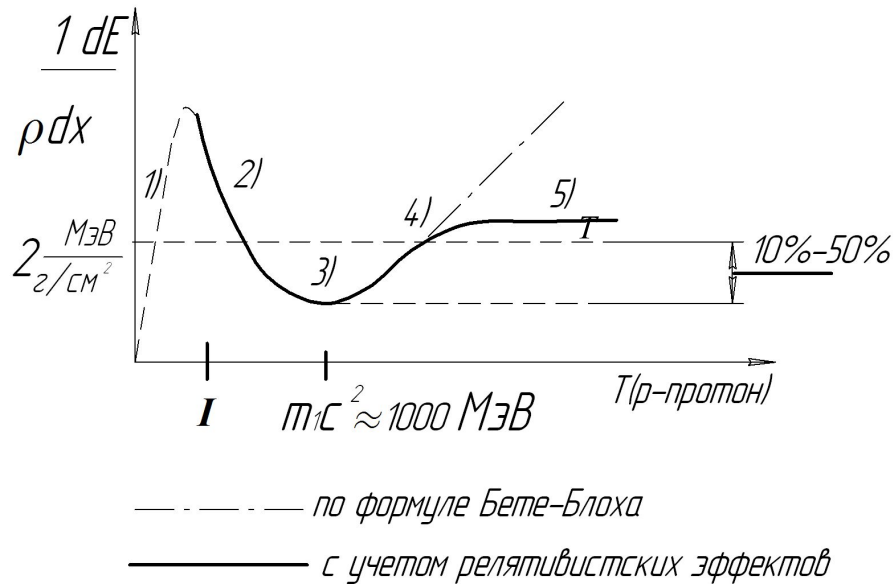
$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[ \frac{1}{\frac{z}{см^3}} \frac{MэВ}{см} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \left[ \frac{MэВ}{z/см^2} \right]$$

Зависимость ионизационных потерь от параметров

частицы (1) и мишени (2):  $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \propto \frac{z_1^2}{V_1^2} \left( \frac{z_2}{A_2} \right) \ln \frac{m_e^2 \beta_1^2}{I_2 (1 - \beta_1^2)}$



## График удельных ионизационных потерь энергии



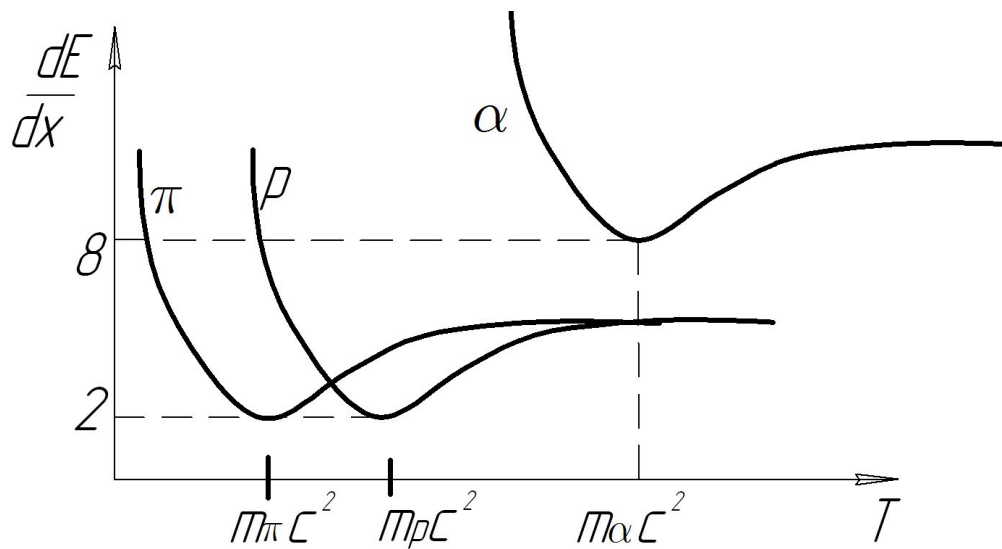
$dE/dx$  представляет собой потери энергии в тонком слое при фиксированной энергии  $T_1$ .

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  $\alpha^{++}$ - 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  $\delta$  – учитывает эффект плотности и имеет вид (при  $\beta \rightarrow 1$ ):

$\delta(\beta) = -\ln(1 - \beta^2) - 2\ln(I/h\nu_p) - 1$ , где  $\nu_p$  – 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  $dE / dx \propto z_1^2 / V_1^2$  ;
- на толщине  $1 \text{ г/см}^2$  ( $\Delta x(\text{см}^2) = x \Delta s(\text{г}) \cdot \rho(\text{см}^3)$ ) величина потерь энергии слабо зависит от характеристик вещества поглотителя (заряда, массового числа, плотности, потенциала ионизации атома -  $Z_2, A_2, \rho_2, I_2$  ).

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