

2.3 Тормозная способность

Энергетические потери заряженной частицы в неупругих (возбуждение и ионизация) и упругих столкновениях с атомами принято относить к **ионизационным потерям**. Они характеризуются удельной ионизацией, равной числу ионных пар (электрон, ион), возникающих на единицу пути частицы. На создание одной ионной пары в одном и том же веществе все заряженные частицы тратят в среднем одинаковую энергию, из которой примерно одна половина идет на ионизацию, а другая - на возбуждение и на упругие столкновения с молекулами. Например, заряженные частицы расходуют на образование одной ионной пары в воздухе 34 эВ. Из этой энергии на ионизацию молекулы идет около 15 эВ, а остальные 19 эВ - на возбуждение и упругие столкновения.

Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии ΔE заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка Δx , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга). Кривая Брэгга для ускоренных протонов приведена на **Рис.4**, а для α -частиц – на **Рис.3**.



Рис. 3. Изменение удельной ионизации при торможении α -частиц в воздухе (кривая Брэгга).

Выше мы рассмотрели взаимодействие тяжелой частицы с отдельным электроном.

В результате взаимодействия со всеми электронами заряженная частица потеряет кинетическую энергию

$$dE = \frac{4\pi n_e z^2 e^2}{m_e v^2} \frac{dr}{r} dx, \quad (14)$$

где n_e – плотность электронов.

а на единице длины –

$$\frac{dE}{dx}(r) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dr}{r} \quad (15)$$

Удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости $\phi(v) \sim 1/v$ и не зависит от массы частицы M

$$\frac{dE}{dx} \approx z^2 n_e \phi(v). \quad (16)$$

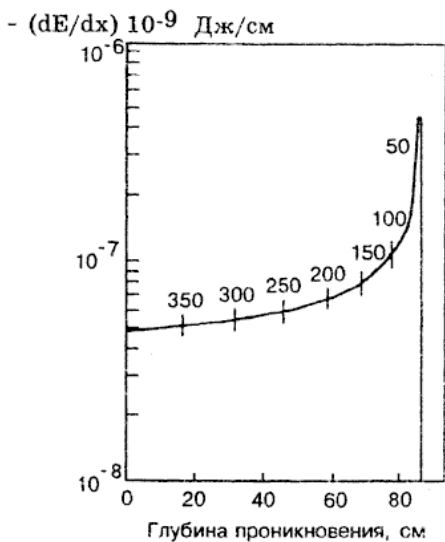


Рис. 4. Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Удельную ионизацию нетрудно подсчитать по удельной потере энергии $(dE/dx)_u$, которая равна изменению кинетической энергии частицы на единице пути в веществе. Число ионных пар на единице пути равно удельной потере энергии, деленной на средние затраты энергии в веществе на образование одной ионной пары:

$$n_u = \frac{1}{\varepsilon} * \left(\frac{dE}{dx} \right)_u \quad (17)$$

Если пролетающая через вещество частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются **формулой Бете-Блоха**:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ эрг/см}^2, \quad (18)$$

где m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - энергия покоя электрона); c - скорость света; v - скорость частицы; $\beta = v/c$; Z - заряд частицы в единицах заряда позитрона; n - плотность электронов в веществе; \bar{I} - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица. $\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} * Z'$, где Z' - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона.

Замечание. Формулу Бете-Блоха часто записывают в виде:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (18a)$$

где N_A – число Авогадро, Z и A – атомный номер и массовое число вещества, I – его *средний потенциал ионизации*, z – заряд (в единицах e) ионизирующей частицы, β – её скорость (в единицах скорости света c), e и m_e – заряд и масса электрона.

Основные закономерности, вытекающие из формулы Бете-Блоха, таковы:

1. Потери не зависят от массы, квадратично зависят от заряда частицы и являются функцией её скорости:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

2. Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей $\beta \ll 1$ (но больших по сравнению с «внутриатомными скоростями» электронов) изменяется как $1/\beta^2$, т.е. по мере замедления *нерелятивистской* частицы её торможение резко усиливается. С ростом β функция достигает (при $\gamma \sim 3 \div 4$) минимума. Поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют «минимально ионизирующей». При дальнейшем росте β потери медленно ($\sim \ln \gamma$) растут.

3. Зависимость dE/dx от свойств среды главным образом определяется отношением Z/A , близким к $1/2$ для большинства веществ. В этом состоит практическая выразительность плотности потерь в единицах «толщины», а не длины. Влияние среднего потенциала ионизации I , стоящего «под логарифмом», мало. Для *однозарядной минимально ионизирующей частицы* потери составляют от 1 до 2 $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$.

Замечание. Довольно быстро было замечено, что необходимы поправки к формуле Бете-Блоха, чтобы точно описать экспериментальные данные. Для вычисления средних потерь энергии **релятивистских тяжелых ионов** на единицу длины следует использовать формулу Бете - Блоха с поправками: поправка Мотта и Блоха - при умеренно релятивистских энергиях, поправка на плотность и поправка Линдхарда - Соренсена на конечный размер ядра-снаряда - при высоких энергиях.

Удельные потери энергии прямо пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию и обратно пропорциональны квадрату скорости тяжелой частицы. Удельные потери энергии не зависят от массы m проходящей через вещество частицы (при условии $m \gg m_e$), но существенно зависят от скорости частицы. Удельные потери энергии линейно зависят от плотности атомных электронов n . Ионизационные удельные потери энергии в двух веществах относятся друг к другу как порядковые номера этих веществ:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{z_1} : \left(\frac{dE}{dx} \right)_{z_2} = Z_1 : Z_2 \quad (19)$$

Так, ионизационные потери протона в свинце ($z = 82$) примерно в 16 раз больше, чем в углероде ($Z = 6$).

Если частица движется в веществе, состоящем из нескольких сортов атомов, то удельные потери энергии принято характеризовать эффективным порядковым номером $Z_{эф}$. Он равен порядковому номеру однородного вещества, в котором удельные потери такие же, как и в неоднородном веществе. Эффективный порядковый номер вводят для удобства расчетов. Он может быть не равным целому числу, как у элементов. Так, воздуху приписывается $Z_{эф} = 7.64$.

Потери энергии ведут к замедлению пучка при взаимодействии с мишенью. Флуктуации потерь энергии для каждой отдельной частицы, вызванные случайным характером процесса, ведут к уширению разброса по импульсу. Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. Впервые расчет ожидаемых флуктуаций ионизационных потерь провел Ландау. В частном случае при взаимодействии с тонкой мишенью, форма распределения по импульсу близка к Гауссовой. Флуктуации пар ионов можно описать распределением Пуассона только в первом приближении. Коррекция отклонение от закона Пуассона осуществляется фактором Фано, который равен отношению реальной дисперсии числа пар носителей к дисперсии по Пуассону.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только кинетической энергии: $dE/dx = \varphi(E)$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_{\max} , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (20)$$

здесь $\partial E / \partial x$ - удельные потери энергии в веществе, в случае α -распада $E_{\max} = E_0$ - начальной энергии α - частицы.

Основная часть ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая *первичная* ионизация. Спектр кинетической энергии первичных электронов быстро падающий: $dN/dT \sim 1/T^2$.

Достаточно энергичные из них ($kэВ$ - и даже $MэВ$ -ные), называемые δ -электронами, в свою очередь производят *вторичную* ионизацию. Полный пробег R_T δ -электрона в веществе, измеренный вдоль его траектории, может быть вычислен интегрированием формулы Бете-Блоха на длине $l=R_T$ и приравниванием полученного интеграла и начальной энергии.

По мере ионизационного торможения электроны испытывают также весьма значительное угловое рассеяние, так что процесс их распространения подобен диффузии. Поэтому для характеристики толщины вещества, на которую *эффективно* проникают электроны и которая существенно меньше полного пробега, используется т.н. *практический пробег* R_p . Для тонких детекторов δ -электроны могут вылетать за пределы чувствительной области, уменьшая тем самым детектируемые ионизационные потери. Практический пробег слабо зависит от геометрии поглотителя и его состава (за исключением водорода и тяжелых элементов).

Полное число ион-электронных пар, произведенное в результате первичной и вторичной ионизации, пропорционально ионизационным потерям и меняется в широких пределах для разных веществ. Так, на образование одной пары в газообразном аргоне требуется в среднем 26 эВ, а в полупроводнике всего ~ 3 эВ.