

Физика ядра и ионизирующего излучения.
Терминология

Барткевич А.Р.

Глава 1

Физика ядра

1.1 Общие понятия

Масса покоя, Инвариантная масса, Собственная масса

Rest mass, Invariant mass

Скалярная (инвариантная) величина, характеризующая инерционные свойства частицы или связанной системы.

Как правило, в ядерной физике под массой частицы или системы подразумевается их масса покоя.

Энергия покоя, Собственная энергия

Rest energy

Энергия свободной частицы или замкнутой связанной системы в их собственной системе отсчета (системе центра инерции).

Энергия покоя частицы или системы с массой покоя M равна $E_0 = Mc^2$, где c – скорость света.

Орбитальный момент импульса, Орбитальный угловой момент, Орбитальный момент

Orbital angular momentum

Физическая величина, сохранение которой для замкнутой системы следует из свойства изотропии пространства.

Эрмитовы операторы проекций орбитального момента подчиняются фундаментальному коммутационному правилу: $[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = i\hbar \sum_k \varepsilon_{ijk} \hat{L}_k$, где каждый из индексов i, j, k определяет одну из проекций в прямоугольной системе координат.

Возможные значения квадрата орбитального момента $\vec{L}^2 = \hbar^2 L(L+1)$, где квантовое число L (*орбитальное квантовое число*) пробегает все целые положительные значения, включая нуль. При данном L проекция орбитального момента на выделенную ось (ось z) $L_z = \hbar M_L$, где квантовое число M_L (*квантовое число проекции орбитального момента*) может принимать значения от $-L$ до L с шагом, равным 1.

Когда говорят об орбитальном моменте L частицы или системы, подразумевают орбитальный момент с равным L наибольшим значением проекции в единицах $\hbar$. В этих же единицах проекция момента равна своим собственным значениям, и потому часто квантовое число M_L называют просто проекцией орбитального момента или z -компонентой орбитального момента.

Спиновый угловой момент, Спин

Spin

Собственный угловой момент частицы или связанной системы.

Эрмитовы операторы проекций спинного углового момента подчиняются фундаментальному коммутационному правилу: $[\hat{S}_i, \hat{S}_j] = i\hbar \sum_k \varepsilon_{ijk} \hat{S}_k$, где каждый из индексов $i, j, k = x, y, z$ и определяет одну из проекций векторного оператора $\hat{\vec{S}}$ в прямоугольной системе координат.

Возможные значения квадрата спина $\vec{S}^2 = \hbar^2 S(S+1)$, где квантовое число S (*спиновое квантовое число*) может быть либо целым числом, включая значение нуль, либо

полуцелым. При заданном S проекция спина на выделенную ось (ось z) $S_z = \hbar M_S$, где квантовое число M_S (*квантовое число проекции спина*) пробегает значения $S, S-1, \dots, -S$ – всего $2S+1$ значений.

Под спином S частицы или системы, понимают спиновый момент с равным S наибольшим значением проекции в единицах $\hbar$ (каждая частица характеризуется своим спином S). Поскольку в этих единицах проекция спина численно равна своим собственным значениям, квантовое число M_S также называют просто проекцией спина или его z -компонентой.

Полный момент импульса, Полный угловой момент

Total angular momentum

Физическая величина, равная векторной сумме орбитального момента импульса и спина.

Полный момент импульса $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, где $\vec{L}$ – орбитальный момент, а $\vec{S}$ – спин частицы или системы. Являясь аддитивной векторной величиной, полный момент импульса системы может быть представлен через векторную сумму полных моментов ее составляющих: $\vec{J} = \sum_a \vec{J}_a$.

Эрмитовы операторы проекций полного момента подчиняются фундаментальному коммутационному правилу: $[\hat{J}_i, \hat{J}_j] = i\hbar \sum_k \varepsilon_{ijk} \hat{J}_k$, где каждый из индексов i, j, k определяет одну из проекций в прямоугольной системе координат.

Возможные значения квадрата полного момента $\vec{J}^2 = \hbar^2 J(J+1)$, где квантовое число J принадлежит множеству $\{0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots\}$. Для заданного J проекция полного момента на выделенную ось (ось z) $J_z = \hbar M_J$, где квантовое число M_J (*квантовое число проекции момента*) изменяется от J до $-J$ с шагом, равным 1.

Полным моментом J частицы или системы принято называть их полный момент с равным J наибольшим значением проекции в единицах $\hbar$. В этих же единицах проекция момента совпадает со своими собственными значениями, и потому квантовое число M_J называют просто проекцией полного момента или его z -компонентой.

Правило (закон) сложения моментов

Angular momentum addition theorem

Правило определения возможных значений величины углового момента, являющегося суммой двух моментов при заданных их величинах.

Если угловой момент $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$, то определяющее его величину квантовое число J для состояния с моментами J_1 и J_2 может принимать значения от $|J_1 - J_2|$ до $J_1 + J_2$ через единицу.

Изотопическая инвариантность, Изотопическая симметрия

Isotopic invariance

Независимость сильного взаимодействия от проекции изотопического спина системы.

Инвариантность (симметрия) сильного взаимодействия относительно поворотов в изотопическом пространстве.

Математическим выражением независимости сильного взаимодействия относительно вращений в изотопическом пространстве служит равенство

$$[\hat{H}, \hat{U}_n(\theta)] = 0,$$

где $\hat{H}$ – гамильтониан сильного взаимодействия в системе, $\hat{U}_n(\theta)$ – оператор вращения изотопического спина $\vec{T}$ системы относительно оси $\vec{n}$ изотопического пространства на угол θ , $\hat{U}_n(\theta) = \exp \left[-i(\vec{T}\vec{n})\theta \right]$.

Изотопический спин, Изоспин

Isotopic spin

Квантовая характеристика кварков и адронов, определяющая число их различных зарядовых состояний и сохраняющаяся в сильных взаимодействиях.

Изотопический спин представляет собой вектор в абстрактном трехмерном евклидовом пространстве (так называемом изотопическом пространстве), эрмитовые операторы компонент которого удовлетворяют следующему коммутационному правилу: $[\hat{T}_i, \hat{T}_j] = i\hbar \sum_k \varepsilon_{ijk} \hat{T}_k$, где каждый из индексов $i, j, k = x, y, z$.

Возможные значения квадрата изотопического спина $\vec{T}^2 = \hbar^2 T(T+1)$, где квантовое число T принадлежит множеству $\{0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots\}$. Для заданного T проекция изотопического спина на выделенную ось (ось z) T_z в единицах $\hbar$ изменяется от T до $-T$ с шагом, равным 1.

Изотопический спин сложной системы равен векторной сумме изотопических спинов ее подсистем.

Под изотопическим спином T частицы или системы, понимают изотопический спин с равным T наибольшим значением проекции в единицах $\hbar$.

Изотопический спин определяет изотопический мультиплет, а значения его проекции – конкретное зарядовое состояние.

Изотопический мультиплет

Isotopic multiplet

Семейство (мультиплет) адронов с различными электрическими зарядами и одинаковыми значениями величины изотопического спина и других внутренних квантовых характеристик.

Изотопический мультиплет содержит $2T + 1$ состояний (число проекций изоспина), где T – изотопический спин адрона.

Мультипольное разложение электростатического потенциала

Multipole expansion of the electrostatic potential

Представление потенциала ограниченной системы зарядов в виде суперпозиции потенциалов мультиполей.

Эффективное поперечное сечение, Эффективное сечение

Effective cross section

Величина, характеризующая вероятность взаимодействия заданного типа, имеющая размерность площади и рассчитанная на единичный поток налетающих частиц и единичную плотность частиц-мишеней.

Эффективное поперечное сечение взаимодействия двух частиц вводится на основе представления о столкновении двух разреженных и однородных в поперечном сечении пучков, каждый из которых состоит из частиц соответствующего сорта с заданными характеристиками. Рассматривая взаимодействия каждой частицы одного пучка с некоторой частицей другого пучка, эффективное поперечное сечение σ определяется как число взаимодействий N данного типа в единицу времени, отнесённое к плотности потока j частиц падающего пучка:

$$\sigma = \frac{N}{j}.$$

Для измерения эффективного сечения часто пользуются внесистемной единицей *барн*: $1\text{барн} = 10^{-24}\text{см}^2$.

Эффективное сечение определяется природой частиц и видом взаимодействия между ними, выступая при этом функцией относительной энергии системы.

Эффективное поперечное сечение позволяет рассчитать полное число взаимодействий заданного типа, происходящих в единицу времени в момент t при облучении некоторого объема V мишени в окрестности точки $\vec{r}$:

$$N(\vec{r}, t) = \int_V \sigma(E) j(\vec{r}', \vec{\Omega}, E; t) n(\vec{r}'; t) dE d\vec{\Omega} d\vec{r}'.$$

Здесь $j(\vec{r}, \vec{\Omega}, E; t)$ – плотность потока частиц с энергией E и направлением движения $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$ в момент времени t , $n(\vec{r}; t)$ – концентрация частиц мишени в точке $\vec{r}$ в момент времени t .

Дифференциальное эффективное поперечное сечение, Дифференциальное сечение

Differential cross section

Эффективное поперечное сечение, отнесенное к определенному значению какой-либо кинематической или динамической переменной.

Довольно часто возникает необходимость выделить в конечном состоянии частицы, вылетающие в заданном направлении и/или имеющие определённую энергию. С этой целью вводятся дифференциальные эффективные сечения по телесному углу и энергии.

Так, дифференциальное по телесному углу эффективное поперечное сечение $d\sigma/d\Omega$ определяется как эффективное сечение взаимодействия, при котором вторичные частицы данного сорта вылетают в единичном телесном угле относительно заданного направления.

Дифференциальное по энергии эффективное сечение $d\sigma/dE$ определяется как сечение взаимодействия, когда вторичные частицы данного сорта обладают энергией в единичном интервале вблизи заданного значения.

Аналогичным образом вводится и двойное дифференциальное сечение $d^2\sigma/dEd\Omega$, определяющее вероятность вылета вторичных частиц в заданном направлении в пределах единичного телесного угла и с энергией в единичном интервале вблизи заданного значения.

Атомная единица массы

Atomic mass unit, Unified atomic mass unit, Dalton.

Внесистемная единица измерения массы, используемая для выражения масс атомов, молекул и элементарных частиц.

Принятые обозначения: а.е.м. и u или Da .

За одну атомную единицу массы принимается $1/12$ часть массы нейтрального атома углерода ^{12}C в основном атомном и ядерном состояниях:

$$1u = 1.66053906660(50) \cdot 10^{-24}\text{г} = 931.49410242(28)\text{МэВ}/c^2.$$

Магнитный дипольный момент точечного электрического заряда

Magnetic dipole moment of a point charge

Векторная физическая величина, определяемая следующим выражением: $\vec{\mu} = q[\vec{r} \times \vec{v}]/2c$, где q – величина заряда, $\vec{r}$ и $\vec{v}$ – его положение и скорость.

Магнитный дипольный момент системы токов

Magnetic dipole moment

Векторная физическая величина, определяемая выражением $\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \int_V [\vec{r} \times \vec{j}] d\vec{r}$, где $\vec{j}$ – плотность электрических токов в точке $\vec{r}$, V – объем области пространства ограниченной системой токов.

Мультиполь электрического поля

Electric multipole

Определенная конфигурация точечных зарядов.

Мультипольное разложение электростатического потенциала

Multipole expansion of the electrostatic potential

Представление потенциала ограниченной системы зарядов в виде суперпозиции потенциалов мультиполей.

Одним из таких разложений является представление потенциала ограниченной системы зарядов $\varphi(\vec{r})$, как общего решения уравнения Лапласа, в виде суперпозиции убывающей части всех частных решений уравнения Лапласа в сферических координатах:

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} r^{-l-1} Y_l(\theta, \varphi),$$

где r, θ, φ – сферические координаты, $Y_l(\theta, \varphi)$ – поверхностные сферические гармоники степени l .

Коэффициенты данного мультипольного разложения зависят от характера распределения заряда $\rho(\vec{r})$, и для установления этой зависимости используют координатное мультипольное разложение:

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l!} Q^{i_1 \dots i_l} \partial_{i_1} \dots \partial_{i_l} \frac{1}{r},$$

где вводится так называемый тензор 2^l -польного момента

$$Q^{i_1 \dots i_l} = \int \rho(\vec{r}') r'^{i_1} \dots r'^{i_l} dV',$$

где r^i – декартовы компоненты радиус-вектора $\vec{r}$, $i = i_1, \dots, i_l$ (каждый из индексов равен x, y, z).

Электрический квадрупольный момент

Electric quadrupole moment

Симметричный неприводимый тензор второго ранга второго порядка координатного мультипольного разложения электростатического потенциала.

Электрический квадрупольный момент ограниченной системы зарядов с плотностью $\rho(\vec{r})$ есть

$$Q^{ij} = \int \rho(\vec{r})(3r^i r^j - \delta^{ij} r^2) dV,$$

где $r^{i(j)}$ – декартовы компоненты радиус-вектора $\vec{r}$, индексы $i, j = x, y, z$.

Зарядовое сопряжение

Charge conjugation

Операция замены частицы на античастицу в математических выражениях, описывающих квантовое состояние или процесс.

Оператор пространственной инверсии

Inversion operator

Преобразование волновой функции системы, заключающееся в одновременном изменении знака всех ее пространственных координат.

Пространственная четность

Parity

Квантовое число, являющееся собственным значением оператора пространственной инверсии.

Пространственная четность P_s может принимать два значения: $P_s = \pm 1$.

Орбитальная четность

Orbital parity

Пространственная четность состояния системы с заданным значением величины орбитального момента.

Пространственная четность состояния системы с орбитальным моментом l : $P_l = (-1)^l$.

Оператор внутренней инверсии

Intrinsic inversion operator

Преобразование волновой функции системы, заключающееся в одновременном изменении знака всех ее внутренних координат.

Внутренняя четность

Intrinsic parity

Квантовое число, являющееся собственным значением оператора внутренней инверсии.

Оператор инверсии

Inversion operator

Такое преобразование волновой функции системы, которое меняет знак всех ее пространственных и внутренних координат.

Четность

Parity

Собственное значение оператора инверсии.

Четность P может принимать два значения: $P = \pm 1$.

Если система характеризуется пространственной четностью P_s и внутренней четностью π , то четность системы $P = P_s \cdot \pi$.

Если система состоит из n невзаимодействующих подсистем, каждая из которых находится в состоянии с определенной четностью P_i ($i = 1, \dots, n$), то четность состояния всей системы $P = \prod_{i=1}^n P_i$.

1.2 Начала физики частиц

Бозоны

Bosons

Частицы, подчиняющиеся статистике Бозе-Эйнштейна.

Бозон обладает нулевым или целым спином.

Фермионы

Fermions

Частицы, подчиняющиеся статистике Ферми-Дирака.

Фермион обладает полуцелым спином.

Античастица

Antiparticle

Частица, имеющая по отношению к данной ту же массу и спин, но противоположные значения всех остальных аддитивных квантовых чисел.

Кварк

Quark

Частица со спином $1/2$, обладающая ненулевым цветовым зарядом и дробными электрическим зарядом и барионным числом.

Существует шесть типов (сортов) кварков – верхний (u , up), нижний (d , down), очарованный (c , charm), странный (s , strange), истинный (t , top), красивый (прекрасный) (b , bottom или beauty).

Каждый из шести сортов кварков существует в трех цветовых разновидностях: G , B , R (желтой, синей или красной).

Группа „верхних“ кварков u , c , t обладает электрическим зарядом, равным $+2/3$ в единицах элементарного заряда e . Тройка „нижних“ кварков d , s , b имеет электрический заряд $(-1/3)e$. Все кварки обладают одинаковым барионным числом, равным $+1/3$.

Кварки входят в состав адронов и в свободном состоянии не существуют.

Барионное число (заряд)

Baryon number

Сохраняющееся аддитивное квантовое число, характеризующее общее число барионов в системе.

Барионное число барионов полагают равным $+1$. Барионное число антибарионов равно -1 .

В Стандартной модели каждому кварку приписывается барионное число, равное $+1/3$.

Барионное число сохраняется во всех видах взаимодействия.

Сильное взаимодействие

Strong interaction

Фундаментальное взаимодействие между кварками, способное изменить их цветовые заряды.

Сильное взаимодействие осуществляется обменом восьмью цветными глюонами.

Глюон

Gluon

Безмассовая частица, обладающая спином 1 и ненулевым цветовым зарядом. Путем обмена ими осуществляется сильное взаимодействие между кварками.

Глюоны являются квантами фундаментального цветового векторного поля.

Аромат

Flavor

Квантовое число, характеризующее сорт кварка.

Различают шесть сортов кварков: верхний (u , up), нижний (d , down), очарованный (c , charm), странный (s , strange), истинный (t , top), красивый (прелестный) (b , bottom или beauty).

Разновидностями аромата являются странность (s), очарование (c), красота (b), истинность (t).

Цветовой заряд

Colour charge

Сохраняющееся аддитивное квантовое число, характеризующее цветное состояние кварк-глюонной системы.

Партоны

Partons

Структурные составляющие адронов (например, кварки, глюоны), проявляющиеся в процессах с большими передачами импульса.

Квантовая хромодинамика

Quantum chromodynamics

Релятивистская квантовая теория взаимодействия кварков и глюонов, основанная на принципе локальной цветовой калибровочной инвариантности.

Адронизация

Hadronization

Процесс перехода кварков и глюонов в адроны.

Удержание, Конфайнмент

Confinement

Гипотетическое свойство теории сильных взаимодействий, отражающее экспериментальный факт отсутствия свободных цветных кварков и глюонов.

Лептон

Lepton

Частица со спином $1/2$ и нулевыми барионным числом и цветовым зарядом, не участвующая в сильном взаимодействии.

Существует шесть типов лептонов, упорядоченных по поколениям (или семействам). К первому поколению относят электрон и электронное нейтрино $\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$, ко второму – мюон и мюонное нейтрино $\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$, к третьему – таон (τ -лептон) и таонное нейтрино (τ -нейтрино) $\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$.

Лептонное число

Lepton number

Сохраняющееся аддитивное квантовое число, характеризующее поколение лептонов.

Для каждого поколения лептонов определяется своё лептонное число.

Электронное лептонное число $L_e = +1$ для электрона и электронного нейтрино (соответственно, $L_e = -1$ для позитрона и электронного антинейтрино). $L_e = 0$ для всех остальных частиц.

Мюонное лептонное число $L_\mu = +1$ для мюона и мюонного нейтрино и $L_\mu = 0$ для всех остальных частиц.

Тау-лептонное число $L_\tau = +1$ для τ -лептона и τ -нейтрино и $L_\tau = 0$ для всех остальных частиц.

Электрон

Electron

Стабильный лептон с массой покоя $\approx 0,511 \text{ МэВ}/c^2$ и отрицательным электрическим зарядом, равным по величине элементарному заряду.

В энергетических единицах масса электрона равна $0,51099895000 \pm 0,00000000015 \text{ МэВ}$. Наиболее точное значение, установленное в атомных единицах массы, составляет $(5,48579909065 \pm 0,00000000016) \cdot 10^{-4}u$.

Позитрон

Positron

Античастица электрона.

Мюон, μ -мезон

Muon

Лептон с массой покоя $\approx 105,7 \text{ МэВ}/c^2$ и отрицательным электрическим зарядом, равным по величине элементарному заряду.

В энергетических единицах масса мюона составляет $105,6583755 \pm 0,0000023 \text{ МэВ}$, в атомных единицах массы – $0,1134289259 \pm 0,0000000025u$ (более точно).

Среднее время жизни в свободном состоянии равно $(2,1969811 \pm 0,0000022) \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Основной канал распада $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ характеризуется относительной шириной $\approx 100\%$. Две другие моды распада с конечными состояниями $e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$, $e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^-$ имеют относительные вероятности $\sim 10^{-7}$ и $\sim 10^{-5}$ соответственно.

Таон, τ -лептон

Tau lepton

Лептон с массой покоя $\approx 1777 \text{ МэВ}/c^2$ и отрицательным электрическим зарядом, равным по величине элементарному заряду.

В энергетических единицах масса τ -лептона составляет $1776,93 \pm 0,09 \text{ МэВ}$.

Среднее время жизни τ -лептона равно $(2,903 \pm 0,005) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Будучи самым тяжёлым из лептонов, таон может распадаться множеством способов. Каналы распада классифицируются по типу конечного состояния: с одной, тремя или пятью заряженными частицами; с участием K^0 -мезона. Отдельно выделяют все остальные возможности. Измерения показывают наличие 185 различных мод распада.

Нейтрино

Neutrino

Лептон, не имеющий электрического заряда.

Известны три типа (аромата) нейтрино: электронное, мюонное, таонное.

В рамках Стандартной модели нейтрино считаются безмассовыми частицами. Открытие нейтринных осцилляций, однако, однозначно указало на наличие масс у этих частиц. Тем не менее, абсолютная шкала масс до сих пор не известна.

Нейтринные осцилляции

Neutrino oscillations

Периодический процесс перехода между типами нейтрино по мере распространения этих частиц в пространстве.

Нейтринные осцилляции приводят к тому, что при движении пучка нейтрино определенного аромата в вакууме происходит полное или частичное превращение в пучок нейтрино другого аромата.

Существование нейтринных осцилляций требует выполнения двух необходимых условий: наличия массы у нейтрино и существования слабых собственных состояний нейтрино (состояния с определенным ароматом) в виде комбинации нескольких массовых собственных состояний.

Нейтрино определенного аромата представляет собой состояние, которое образуется в результате слабого взаимодействия. Это состояние является стационарным состоянием свободного лагранжиана (слабое собственное состояние). Слабые состояния не имеют определенной массы, а являются линейной комбинацией массовых собственных состояний. Различные массовые состояния имеют разные скорости при движении в вакууме, вследствие чего в зависимости от времени изменяются относительные фазы в коэффициентах разложения. Таким образом, нейтринные осцилляции являются следствием разных фазовых скоростей состояний с определенными массами.

Наблюдение нейтринных осцилляций указало на тот факт, что нейтрино обладают малыми массами, а ароматы лептонов не являются симметриями Природы.

Масса нейтрино

Neutrino mass

Массовое собственное значение, соответствующее массовому собственному состоянию нейтрино.

Любое слабое собственное состояние нейтрино (состояние с определенным ароматом) является суперпозицией так называемых массовых собственных состояний. При этом нельзя сказать о доминирующем вкладе какого-либо одного из них. В этой связи не представляется возможным отождествить конкретное массовое состояние с определенным лептонным ароматом. Каждому массовому собственному состоянию i нейтрино ($i = 1, 2, 3$) соответствует массовое собственное значение m_{ν_i} . В научной литературе именно эти величины и имеют в виду, когда говорят о массах нейтрино.

Прямые измерения масс нейтрино основаны на анализе кинематики заряженных частиц (лептонов, пионов), испускаемых вместе с нейтрино в различных слабых распадах. Поскольку в таких распадах нейтрино рождаются с определенным лептонным ароматом, данные о массах нейтрино разделяются на три категории, соответствующие заряженным лептонам. А именно, говорят о массах нейтрино (антинейтрино),

связанных с электроном, мюоном или таоном (в англоязычном варианте – соответственно, electron based, muon based и tau based).

При указанном выше прямом и модельно-независимом определении масс нейтрино измеряемой величиной для данного аромата f является $m_{\nu_f}^{2(eff)} = \sum_i |U_{fi}|^2 m_{\nu_i}^2$, где U_{fi} – элементы матрицы смешивания PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata), m_{ν_i} – массовое собственное значение, соответствующее i -му массовому собственному состоянию нейтрино; суммирование производится по всем массовым состояниям $i = 1, 2, 3$.

Часто величина $m_{\nu_f}^{2(eff)}$ или корень квадратный от нее не имеет какого-либо специального названия. Иногда же $\sqrt{m_{\nu_f}^{2(eff)}}$ называется эффективной массой соответствующего типа нейтрино или антинейтрино. Например, для распадов с участием электрона величину $\sqrt{m_{\nu_e}^{2(eff)}}$ называют эффективной массой электронного антинейтрино. Очень часто в учебной литературе, когда говорят о массах нейтрино имеют в виду именно эти эффективные массы и называют их просто массами того или иного типа нейтрино.

Для измерения масс нейтрино (точнее антинейтрино), связанных с электроном, наиболее чувствительным методом является восстановление формы энергетического спектра электронов вблизи конечной точки в β^- -распаде трития. Измеряется, таким образом, величина $m_{\nu_e}^{2(eff)}$. Знание $m_{\nu_e}^{2(eff)}$, соответствующих параметров смешивания, а также разности квадратов масс $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2$ (из экспериментов по нейтринным осцилляциям) и позволяет определить индивидуальные массы нейтрино: $m_{\nu_j}^2 = m_{\nu_e}^{2(eff)} - \sum_i |U_{ei}|^2 \Delta m_{ij}^2$.

Верхний предел для $m_{\nu_e}^{2(eff)}$ определяет верхний предел на минимальное значение для $m_{\nu_i}^2$ независимо от параметров смешивания.

Для заданных $|\Delta m_{ij}^2|$ граница для $m_{\nu_e}^{2(eff)}$ из бета-распада определяет верхний предел на максимальное значение m_{ν_i} : $m_{\nu_i}^2 \leq m_{\nu_e}^{2(eff)} + \sum_{i < j} |\Delta m_{ij}^2|$. Таким образом, анализ низкоэнергетического β^- -распада трития в сочетании с результатами нейтринных осцилляций ограничивает массы всех активных нейтрино.

Наилучшее на сегодняшний день прямое ограничение на $\sqrt{m_{\nu_e}^{2(eff)}}$ было установлено в 2021 году в эксперименте KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrino). Верхняя граница составила: $\sqrt{m_{\nu_e}^{2(eff)}} < 0,8$ эВ с доверительной вероятностью (Confidence Level, CL) 90%.

Наиболее строгое ограничение сверху на $\sqrt{m_{\nu_\mu}^{2(eff)}}$ (эффективную массу мюонного нейтрино), было получено коллаборацией Particle Data Group (PDG) и составляет $\sqrt{m_{\nu_\mu}^{2(eff)}} < 0,19$ МэВ. В основе этого результата лежит усреднённое значение массы заряженного π -мезона и измеренное в эксперименте 1996 года значение импульса мюона от распада покоящегося π^+ -мезона.

Анализ распределения событий в плоскости инвариантной массы и энергии адронной системы пионных мод распада τ^- -лептона ($2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ и $3\pi^-2\pi^+(\pi^0)\nu_\tau$) позволил установить наилучшее ограничение на эффективную массу таонного нейтрино: $\sqrt{m_{\nu_\tau}^{2(eff)}} < 18,2$ МэВ (95% CL).

Пределы на массы нейтрино, полученные из распадов с участием мюона (muon based) и тау-лептона (tau based), потеряли актуальность на фоне более строгих пределов от низкоэнергетических бета-распадов.

Поиск масштаба нейтринных масс дополняется верхними пределами из космологии. Космологические наблюдения дают строгие пределы на сумму масс нейтрино. Одним из наиболее точных является $\sum m_i < 0,12$ эВ (95% CL).

Определение абсолютной шкалы масс нейтрино остается центральной нерешенной проблемой физики элементарных частиц наряду с установлением их природы (дираковские или майорановские), CP-свойств и существования стерильных нейтрино.

Слабое взаимодействие

Weak interaction

Фундаментальное взаимодействие между кварками и лептонами, не изменяющее цветового заряда кварков и лептонного числа, но способное изменять их электрические заряды и ароматы.

Промежуточные векторные бозоны

Intermediate vector bosons

Частицы со спином 1, осуществляющие слабое взаимодействие.

Переносчиками слабого взаимодействия являются заряженные бозоны $W^\pm$ и нейтральный Z -бозон.

Промежуточные бозоны обладают слабым зарядом – то есть являются источником поля, переносчиками которого служат. Они также имеют массу, что и обуславливает короткодействующий характер слабых сил.

Масса $W^\pm$ -бозонов составляет 80.3692 ± 0.0133 ГэВ. Данное значение является мировым средним по согласованным данным измерений, выполненных на лептонном (LEP) и адронных (Tevatron, LHC) коллайдерах.

Масса Z -бозона равна 91.1880 ± 0.0020 ГэВ согласно данным Particle Data Group (PDG), полученным в результате прецизионного комбинированного анализа экспериментов LEP и CDF.

Электромагнитное взаимодействие

Electromagnetic interaction

Фундаментальное взаимодействие между электрически заряженными частицами, не изменяющее их цвета и аромата.

Фотон

Photon

Безмассовая нейтральная частица со спином 1, осуществляющая электромагнитное взаимодействие.

Гравитационное взаимодействие

Gravitational interaction

Универсальное фундаментальное взаимодействие между всеми физическими объектами, интенсивность которого определяется их полной энергией.

Гравитон

Graviton

Гипотетический квант гравитационного поля с нулевой массой покоя и спином 2.

Элементарные частицы

Elementary particles

Частицы, существующие в свободном состоянии и не разложимые на составные части, обладающие этим свойством.

Термин условный, поскольку включает как адроны, состоящие из кварков и глюонов, так и лептоны и промежуточные бозоны, являющиеся по современным представлениям истинно неразложимыми.

Адрон

Hadron

Элементарная частица, состоящая из кварков, антикварков и глюонов, не имеющая цветового заряда и участвующая в сильном взаимодействии.

Адроны могут участвовать также и в других видах взаимодействий.

Барион

Baryon

Адрон с полуцелым спином и трехкварковой структурой.

Мезон

Meson

Адрон с нулевым или целым спином и кварк-антикварковой структурой.

Гиперон

Hyperon

Барион, содержащий в своем составе один или несколько тяжелых кварков (s, c, b, t).

Стабильные частицы

Stable particles

Частицы, не имеющие каналов распада за счет сильного взаимодействия.

Квазичастица

Quasi-particle

Возбужденное состояние в системе многих частиц, обладающее квантовыми характеристиками состояния одной частицы.

Аннигиляция

Annihilation

Превращение частицы и ее античастицы в результате взаимодействия в частицы иного типа.

Глубоко неупругий процесс

Deep-inelastic process

Процесс множественного рождения, в котором характерная передача 4-импульсов значительно больше масс (или энергий связи) частиц.

Иногда этот термин применяют лишь к процессам, в которых, по крайней мере, одна из сталкивающихся частиц является лептоном, называя аналогичные адронные процессы жесткими.

Струя

Jet

Группа адронов с малыми поперечными импульсами относительно направления движения центра масс этой группы.

Виртуальная частица

Virtual particle

Частица, используемая для описания процесса взаимодействия, для которой квадрат 4-импульса не равен квадрату массы.

Остальные квантовые числа виртуальной частицы совпадают с квантовыми числами реальной частицы.

Константа связи, Константа взаимодействия

Coupling constant

Параметр, характеризующий взаимодействие полей или их самодействие.

Диаграммы Фейнмана

Feynman diagrams

Графическое представление матричных элементов процессов взаимодействия частиц, предложенное Фейнманом.

Квантовая электродинамика

Quantum electrodynamics

Релятивистская квантовая теория взаимодействия фотонов и электронов.

1.3 Структура и статические характеристики ядра

Атомное ядро

Atomic nucleus

Положительно заряженная компактная центральная часть атома, состоящая из протонов и нейтронов, в которой сосредоточена подавляющая часть его массы.

Квантовомеханическая система нуклонов, энергетически устойчивая по отношению к сильному взаимодействию.

Характерное ядерное время

Characteristic nuclear time

Среднее время между столкновениями квазичастиц в ядре, $\tau \approx 10^{-22}$ с.

Среднее время свободного пролета нуклонов ядра характерного его линейного размера, $\tau \approx 10^{-22}$ с.

Принимая скорость нуклонов в ядре, равной скорости света, а также считая ядро сферически-симметричным с радиусом, приблизительно равным 10^{-12} см, для характерного ядерного времени можно получить оценку $\tau \sim 10^{-22}$ с.

Характерное ядерное время определяет временную шкалу установления ядерных корреляций и является минимальным временем протекания процессов, обусловленных сильным взаимодействием.

Нуклон

Nucleon

Общее наименование протона и нейтрона.

Протон

Proton

Положительно заряженный барион с наименьшей массой покоя.

Протон в свободном состоянии является стабильной частицей и участвует во всех видах взаимодействий. Составная система, структурными элементами которой, согласно кварковой модели адронов, являются два *u*-кварка и один *d*-кварк (а также глюоны).

Основные характеристики протона: электрический заряд равен элементарному заряду $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19}$ Кл (точно); масса в атомных единицах массы $m_p = 1,007276466621 \pm 0,000000000053$ *u*, в энергетических единицах $m_p = 938,27208816 \pm 0,00000029$ МэВ; спин в единицах $\hbar$ равен 1/2; магнитный момент в ядерных магнетонах $\mu_p = 2,7928473446 \pm 0,0000000008$.

Нейтрон

Neutron

Нейтральный барион с наименьшей массой покоя.

Нейтрон участвует во всех видах взаимодействий, кроме электростатического. Составная система, структурными элементами которой, согласно кварковой модели адронов, являются один *u*-кварк и два *d*-кварка (а также глюоны).

Основные свойства и характеристики нейтрона: масса в атомных единицах массы $m_n = 1,0086649160 \pm 0,00000000054$ *u*, в энергетических единицах $m_n = 939,5654205 \pm$

$0,0000005$ МэВ; спин в единицах $\hbar$ равен $1/2$; магнитный момент в ядерных магнетонах $\mu_n = -1,9130427 \pm 0,0000005$; среднее время жизни в свободном состоянии $\tau = 878,4 \pm 0,5$ с (β^- -распад).

Зарядовое число ядра

Charge number

Заряд ядра в единицах элементарного заряда.

Зарядовое число ядра равно числу протонов в ядре и определяет порядковый (атомный) номер соответствующего химического элемента в периодической системе элементов Менделеева.

Нейтронное число ядра

Neutron number

Общее количество нейтронов в ядре.

Массовое число ядра, Нуклонное число ядра

Mass number, Nucleon number

Общее количество нуклонов в ядре.

Ближайшее целое число к массе соответствующего нейтрального атома в атомных единицах массы.

Экспериментально массовое число и определяется через измерение массы атома.

Нуклид

Nuclide

Вид (сорт) атомов, характеризующийся определенными значениями зарядового и массового чисел, а также внутренним состоянием ядер этих атомов.

Вид (сорт) ядер, характеризующийся определенными значениями их зарядового и массового чисел, а также внутренним состоянием.

Довольно часто вместо термина нуклид используется термин изотоп (в том же значении в единственном числе).

Условное обозначение ядра/нуклида

Nuclear/nuclide notation, Nuclear/nuclide symbol

Общепринятая запись такого набора характеристик ядра/нуклида, по которому возможна однозначная идентификация этого ядра/нуклида.

В качестве таких характеристик выступают (для основного состояния ядра/ядер нуклида): зарядовое число Z , нейтронное число N , массовое число A , условное обозначение соответствующего химического элемента X или полное его наименование. Варианты общепринятых записей ядра/нуклида: A_ZX_N , AX , AX , X (или полное наименование химического элемента)- A , (A, Z) , (Z, A) , (Z, N) , (N, Z) .

Некоторые (легкие) нуклиды имеют традиционные собственные названия и обозначения.

Для обозначения изомера используют букву m в левом или правом индексе условной записи соответствующего нуклида, например A_mX , ${}^AX^m$.

Изотопы

Isotopes

Нуклиды / ядра с одинаковым зарядовым числом, но различными массовыми и нейтронными числами.

Изотоны

Isotones

Нуклиды / ядра с одинаковым нейтронным числом, но различными зарядовыми и массовыми числами.

Изобары

Isobars

Нуклиды / ядра с одинаковым массовым числом, но различными зарядовыми и нейтронными числами.

Измер

Isomer

Нуклид, ядра которого находятся в метастабильном возбужденном состоянии.

Ядро в особом возбужденном состоянии с аномально большим временем жизни.

Зеркальные ядра

Mirror nuclei

Пара ядер-изобаров, число протонов в одном из которых равно числу нейтронов в другом.

Химический элемент

Chemical element

Совокупность нуклидов с одинаковым зарядовым числом.

Порядковый номер, Атомный номер химического элемента

Serial number, Atomic number

Порядковый номер химического элемента в периодической системе элементов Менделеева.

Порядковый (атомный) номер определяется зарядовым числом нуклидов данного химического элемента.

Относительная атомная масса

Relative atomic mass

Масса атома, выраженная в атомных единицах массы.

Термин *Относительная атомная масса* в русскоязычной практике используется как общее наименование для массы конкретного нуклида, средней массы атомов элемента в произвольном образце, средней массы атомов в природной смеси изотопов данного элемента. Для разделения этих понятий к основному термину добавляют соответствующие уточнения.

В современной англоязычной литературе этим случаям соответствуют строго разделённые термины. *Relative isotopic mass* – масса конкретного нуклида (отдельного изотопа) в атомных единицах массы. *Relative atomic mass* – средняя масса атомов элемента в данном образце в атомных единицах массы. *Standard atomic weight* – средняя масса атомов элемента в природной смеси его изотопов, выраженная в атомных единицах массы.

Избыток массы атома

Mass excess, Atomic mass excess

Разность массы атома в атомных единицах массы и массового числа его ядра.

Варианты обозначений – Δ , ME .

Избыток массы атома с ядром (A, Z)

$$\Delta(A, Z) = M_{at}(A, Z) - A,$$

где $M_{at}(A, Z)$ – масса атома в атомных единицах массы.

Определенный таким образом избыток массы получается в атомных единицах массы.

Энергия связи ядра

Nuclear binding energy

Минимальная энергия, необходимая для разделения ядра на составляющие его нуклоны.

Варианты обозначений – B , BE .

Энергия связи ядра (A, Z)

$$B(A, Z) = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - M(A, Z)c^2,$$

где m_p , m_n – массы протона и нейтрона соответственно, $M(A, Z)$ – масса ядра (A, Z) .

Дефект массы ядра, Масс-дефект ядра

Nuclear mass defect

Разность суммарной массы свободных нуклонов и массы образованного ими ядра.

Варианты обозначений – ΔM , δM .

Дефект массы ядра (A, Z)

$$\Delta M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z),$$

или

$$\Delta M(A, Z) = B(A, Z)/c^2,$$

где m_p , m_n – массы протона и нейтрона соответственно, $M(A, Z)$ – масса ядра (A, Z) , а $B(A, Z)$ – его энергия связи.

Удельная энергия связи ядра

Binding energy per nucleon, Specific nuclear binding energy

Энергия связи ядра, отнесенная к количеству его нуклонов.

Варианты обозначений – ε , BEN , BE/A .

Удельная энергия связи ядра (A, Z)

$$\varepsilon(A, Z) = B(A, Z)/A,$$

где $B(A, Z)$ – энергия связи ядра (A, Z) .

Упаковочный коэффициент, Упаковочный множитель

Packing fraction

*Избыток массы атома на один нуклон его ядра.*Варианты обозначений – f , P .Упаковочный коэффициент для ядра (A, Z)

$$f(A, Z) = \Delta(A, Z)/A,$$

где $\Delta(A, Z)$ – избыток массы атома с ядром (A, Z) .

Исторически, упаковочный коэффициент (упаковочное отношение) был введен как мера относительной плотности упаковки нуклонов в ядре атома, а зависимость упаковочного коэффициента от массового числа (упаковочная кривая) послужила первой демонстрацией связи массы атома с внутриядерной энергией и отправной точкой в определении основных источников ее выделения.

Энергия связи нейтрона в ядре, Энергия отделения нейтрона от ядра, Энергия отрыва последнего нейтрона от ядра

Neutron separation energy, Binding energy of the last neutron

*Минимальная энергия, необходимая для отделения нейтрона от ядра.*Варианты обозначений – B_n , S_n .Энергия связи нейтрона в ядре (A, Z)

$$B_n(A, Z) = m_n c^2 + M(A - 1, Z) c^2 - M(A, Z) c^2,$$

где m_n – масса нейтрона, $M(A, Z)$, $M(A - 1, Z)$ – массы ядер (A, Z) и $(A - 1, Z)$ соответственно.

Энергия связи протона в ядре, Энергия отделения протона от ядра, Энергия отрыва последнего протона от ядра

Proton separation energy, Binding energy of the last proton

Минимальная энергия, необходимая для отделения протона от ядра.

Варианты обозначений – B_p , S_p .

Энергия связи протона в ядре (A, Z)

$$B_p(A, Z) = m_p c^2 + M(A - 1, Z - 1) c^2 - M(A, Z) c^2,$$

где m_p – масса протона, $M(A, Z)$, $M(A - 1, Z - 1)$ – массы ядер (A, Z) и $(A - 1, Z - 1)$ соответственно.

Энергия отделения сложной частицы, Энергия отделения нуклонной конфигурации (группы нуклонов), Энергия отделения кластера

Particle separation energy, Nucleon group separation energy, Cluster separation energy

Минимальная энергия, необходимая для отделения сложной частицы (нуклонной группы, кластера) от ядра.

Рассматриваемая величина может быть описана и как энергия связи сложной частицы (нуклонной конфигурации, кластера) в ядре. Варианты обозначений – B_x , S_x .

Энергия связи частицы $x = (a, z)$ в ядре (A, Z)

$$B_{(a,z)}(A, Z) = M(a, z) c^2 + M(A - a, Z - z) c^2 - M(A, Z) c^2,$$

где $M(a, z)$ – частицы (a, z) , $M(A, Z)$, $M(A - a, Z - z)$ – массы ядер (A, Z) и $(A - a, Z - z)$ соответственно.

Радионуклид, Радиоактивный нуклид, Радиоизотоп

Radionuclide, Radioactive nuclide, Radioisotope

Нуклид, ядра которого радиоактивны.

Стабильный нуклид

Stable nuclide

Нуклид, ядра которого в основном состоянии не подвержены радиоактивным распадам.

Общее число стабильных нуклидов составляет 251.

Долгоживущий радионуклид, Природный долгоживущий радионуклид, Примордиальный радионуклид

Long-live radionuclide, Primordial radionuclide

Радионуклид, период полураспада которого превышает $\sim 5 \cdot 10^8$ лет.

Выбор в качестве нижнего предела периода полураспада возраста Земли обеспечивает ненулевое процентное содержание долгоживущих радионуклидов в естественной смеси изотопов. Общее количество таких радионуклидов – 35.

Протон-нейтронная диаграмма нуклидов, NZ -диаграмма, Карта нуклидов, Диаграмма Сегре

Nuclear chart, Chart of nuclides, Table of isotopes, NZ -diagram, Segre plot

Совокупность данных о свойствах и характеристиках нуклидов, представленных в виде двумерной таблицы, каждая ячейка которой содержит данные отдельно взятого нуклида, причем строки таблицы определяются зарядовым числом Z нуклидов (Z увеличивается по порядку снизу-вверх, начиная с нуля), а столбцы – значениями нейтронного числа N (N увеличивается слева-направо по порядку, начиная с нуля).

Обычно ячейки нуклидов сходных радиоактивных свойств выделены одним каким-либо цветом. Отдельно также могут быть выделены строки и столбцы, соответствующие магическим числам.

Дорожка стабильности, Долина стабильности

Valley of stability, Line of stability, Belt of stability

Совокупность точек (ячеек) NZ -диаграммы, соответствующих стабильным нуклидам.

Эта совокупность точек образует узкую полосу с разрывами вдоль нескольких столбцов NZ -диаграммы с $N = 19, 21, 35, 39, 45, 71, 89, 115, 123$ и вдоль одной строки с $Z = 61$. Максимальные Z и N дорожки стабильности равны соответственно 82 и 126 (изотоп свинца ^{208}Pb).

Нейтрон-протонное отношение для нуклидов дорожки стабильности хорошо описывается формулой

$$N/Z = 0.98 + 0.015 A^{2/3},$$

где A – массовое число нуклида.

Нейтрон-протонное отношение, N/Z -отношениеNeutron-proton ratio, N/Z -ratio, Nuclear ratio*Отношение нейтронного и зарядового чисел данного нуклида (ядра).***Протоноизбыточное ядро, Протонно-избыточное ядро, Нейтронодефицитное ядро, Нейтронно-обедненное ядро**

Proton-rich nucleus

*Ядро с числом протонов, большим числа протонов соответствующего стабильного изотона.**Ядро, число нейтронов у которого меньше числа нейтронов соответствующего стабильного изотопа.**Точки (ячейки) NZ -диаграммы нуклидов для протоноизбыточных ядер расположены левее долины стабильности, а нейтрон-протонное отношение для таких ядер меньше, чем для соответствующих стабильных изотонов или изотопов.***Нейтроноизбыточное ядро, Нейтронно-избыточное ядро, Нейтроннообогащенное ядро, Протонодефицитное ядро**

Neutron-rich nucleus

*Ядро с числом нейтронов, большим числа нейтронов соответствующего стабильного изотопа.**Ядро, число протонов у которого меньше числа протонов соответствующего стабильного изотопа.**Точки (ячейки) NZ -диаграммы нуклидов для нейтроноизбыточных ядер расположены правее долины стабильности, а нейтрон-протонное отношение для таких ядер больше, чем для соответствующих стабильных изотонов или изотопов.*

Граница протонной устойчивости, Граница существования протоноизбыточных ядер, Протонная линия устойчивости / стабильности, Протонная дрип-линия

Proton drip-line

Совокупность точек (ячеек) протон-нейтронной диаграммы нуклидов, соответствующих нуклонным системам с равной нулю энергией отделения протона.

На карте нуклидов кривая $B_p = 0$ расположена левее долины стабильности и таким образом ограничивает область существования протоноизбыточных ядер.

Граница нейтронной устойчивости, Граница существования нейтроноизбыточных ядер, Нейтронная линия устойчивости / стабильности, Нейтронная дрип-линия

Neutron drip-line

Совокупность точек (ячеек) протон-нейтронной диаграммы нуклидов, соответствующих нуклонным системам с равной нулю энергией отделения нейтрона.

На карте нуклидов кривая $B_n = 0$ расположена правее долины стабильности и таким образом ограничивает область существования нейтроноизбыточных ядер.

Нуклоностабильное ядро, Нуклонно-стабильное ядро

Nucleon-stable nucleus

Ядро, устойчивое относительно мгновенного (за времена порядка характерного ядерного времени) самопроизвольного испускания протона или нейтрона.

Подавляющее большинство нуклоностабильных ядер находится в пределах границы нуклонной стабильности.

Граница нуклонной стабильности

Nucleon stability limit

Граница области расположения точек (ячеек) NZ -диаграммы, соответствующих нуклоностабильным ядрам.

Граница нуклонной стабильности пролегает вдоль протонной и нейтронной линий стабильности.

Четно-четное ядро

Even-even nucleus, EE-nucleus

Ядро с четными числами протонов и нейтронов.

Четно-нечетное ядро

Even-odd nucleus

Ядро с четным количеством протонов и нечетным количеством нейтронов.

Нечетно-четное ядро

Odd-even nucleus

Ядро с нечетным количеством протонов и четным количеством нейтронов.

Нечетно-нечетное ядро

Odd-odd nucleus

Ядро с нечетными числами протонов и нейтронов.

Формула Вейцеккера для энергии связи ядра

Weizsaecker's formula, Bethe-Weizsaecker mass formula, Bethe-Weizsäcker formula, Semi-empirical mass formula, EMF

Полуэмпирическая формула для вычисления энергии связи ядра в основном состоянии по зарядовому и массовому числам этого ядра.

Для ядра (A, Z) энергия связи

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_p \frac{(-1)^Z [1 + (-1)^A]}{2} A^{-3/4},$$

где a_v , a_s , a_C , a_{sym} , a_p – коэффициенты объемной энергии, поверхностной энергии, кулоновской энергии, энергии симметрии и энергии спаривания соответственно.

Численные значения констант получают на основе экспериментальных значений масс атомов методом фитирования: $a_v = 15.75$ МэВ, $a_s = 17.8$ МэВ, $a_C = 0.711$ МэВ, $a_{sym} = 23.7$ МэВ, $a_p = 33.57$ МэВ.

Объемная энергия ядра

Volume energy

Энергия связи ядерной материи.

Объемная энергия ядра пропорциональна его массовому числу, что является следствием короткодействующего характера ядерных сил и свойства их полного насыщения.

Ядерная материя

Nuclear matter

Система, состоящая из одинакового числа нейтронов и протонов в отсутствие кулоновских сил отталкивания между протонами и общим числом нуклонов достаточно большим, чтобы можно было пренебречь поверхностными эффектами.

Ядерное вещество, т.е. вещество, состоящее из барионов (протонов, нейтронов, гиперонов) и связывающих их мезонов.

Насыщение ядерных сил

Nuclear saturation

Свойство ядерных сил, заключающееся в том, что каждый нуклон ядра может взаимодействовать только с небольшим числом ближайших нуклонов.

Свойство сильного взаимодействия, приводящее к приблизительно одинаковым нуклонным плотностям и удельным энергиям связи независимо от массового числа.

Поверхностная энергия ядра

Surface energy

Составляющая энергии связи ядра, учитывающая менее связанные поверхностные нуклоны.

Поверхностная энергия выступает характеристикой конечности ядра, связанной с наличием у него поверхности.

Поверхностная энергия пропорциональна площади поверхности ядра и в капельной модели пропорциональна $A^{2/3}$, где A – массовое число ядра.

Кулоновская энергия ядра

Coulomb energy

Энергия электростатического взаимодействия протонов в ядре.

В капельной модели ядра кулоновская энергия равна энергии электростатического поля равномерно распределенного заряда по объему сферического ядра. Кулоновская энергия ядра (A, Z) , таким образом, пропорциональна $Z(Z - 1)/A^{1/3}$.

Энергия симметрии

Asymmetry energy, n/p symmetry energy

Составляющая энергии связи ядра, отражающая тенденцию к стабильности ядер с равным числом протонов и нейтронов.

Энергия симметрии является следствием принципа запрета Паули для фермионов. Энергия симметрии для ядра (A, Z) пропорциональна $(A - 2Z)^2/A$.

Энергия спаривания

Pairing energy

Составляющая энергии связи ядра, учитывающая повышенную стабильность основных состояний ядер с четным числом протонов и (или) нейтронов.

Природа энергии спаривания заключается в зависимости ядерных сил от взаимной ориентации полных моментов нуклонов, что приводит к возникновению дополнительной связи между двумя нуклонами одного типа, находящихся в одинаковом состоянии.

Принимая вклад энергии спаривания в полную энергию связи нечетных ядер равной нулю, поправка в энергию связи за счёт спаривания для чётно-чётных и нечётно-нечётных ядер пропорциональна соответственно $+A^{-3/4}$ и $-A^{-3/4}$. Зависимость $\sim A^{-3/4}$ отражает уменьшение влияния парных корреляций с ростом размеров ядра.

Энергия спаривания для ядра (A, Z) пропорциональна $\frac{(-1)^Z[1 + (-1)^A]}{2}A^{-3/4}$.

Плотность пространственного распределения нуклонов в ядре, Плотность ядра

Nuclear density

Количество нуклонов в элементарном объеме ядра в окрестности заданной точки, отнесенное к величине этого объема

Плотность ядра в точке $\vec{r}$

$$\rho(\vec{r}) = \frac{dN}{dV},$$

где dN – количество нуклонов в элементарном объеме dV ядра в окрестности точки $\vec{r}$.

Плотность пространственного распределения заряда в ядре, Зарядовая плотность ядра

Nuclear charge-density distribution, Nuclear charge density

Величина заряда элементарного объема ядра в окрестности заданной точки, отнесенная к величине этого объема

Зарядовая плотность ядра в точке $\vec{r}$

$$\rho_{ch}(\vec{r}) = \frac{dQ}{dV},$$

где dQ – величина заряда в элементарном объеме dV ядра в окрестности точки $\vec{r}$.

Однородное распределение

Uniform distribution

Плотность пространственного распределения физической величины, не зависящего от пространственной координаты в области своего определения.

Радиус однородного распределения

Uniform distribution radius

Радиус замкнутого шара, для всех точек которого однородное распределение есть не равная нулю величина.

Совмещая начало системы координат с центром шара,

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \rho_0, & \text{если } r \leq R, \\ \rho(r) &= 0, & \text{если } r > R, \end{aligned}$$

где $\rho(\vec{r})$ – однородное распределение.

Распределение Ферми, Распределение Вудса-Саксона

Fermi distribution, Wood-Saxon distribution

Функция радиальной переменной r вида $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$, где ρ_0 , R и a – некоторые постоянные величины.

Радиус распределения Ферми, Радиус распределения Вудса-Саксона

Fermi distribution radius, Wood-Saxon distribution radius

Расстояние от центра распределения Ферми (т.е. от точки $r = 0$) до точки (сферы), где значение функции уменьшается в два раза по сравнению с ее максимальным значением.

Диффузность поверхности ядра

Surface thickness parameter, Nuclear diffuseness

Параметр a плотности пространственного распределения нуклонов ядра, описываемого распределением Ферми.

Характеризует толщину поверхностного слоя ядра, в котором происходит быстрое уменьшение плотности.

Толщина поверхностной области ядра

Width of the nuclear surface

Расстояние, на котором плотность сферически-симметричного ядра падает от 90% до 10% своего значения в центре ядра.

Для плотности пространственного распределения нуклонов ядра, описываемого распределением Ферми, толщина поверхностной области ядра t связана с диффузностью его поверхности a соотношением $t = 4a \ln 3 \approx 4.40a$.

Форм-фактор плотности распределения заряда ядра

Charge nuclear form factor

Фурье-преобразование плотности распределения заряда в ядре.

Форм-фактор плотности распределения заряда ядра

$$F(\vec{q}) = \frac{1}{Z} \int \rho_{ch}(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}, \quad F(0) = 1,$$

где $\rho_{ch}(\vec{r})$ – плотность распределения заряда в ядре с зарядовым числом Z , $\vec{q}$ – импульс, передаваемый ядру рассеянной на нем заряженной частицей.

Форм-фактор определяет угловую и энергетическую зависимость части амплитуды упругого рассеяния заряженной частицы на ядре, характеризуемом зарядовым распределением, в борновском приближении в системе центра масс.

Квадрат модуля от форм-фактора есть отношение дифференциального эффективного поперечного сечения рассеяния заряженной частицы на ядре с учетом его внутренней структуры к дифференциальному сечению рассеяния той же заряженной частицы, но на точечном заряде Ze .

Среднеквадратичный радиус распределения

Root-mean-square distribution radius

Корень квадратный от усредненного по плотности пространственного распределения значения квадрата расстояния.

Среднеквадратичный радиус распределения равен

$$\bar{R} \equiv \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \left(\frac{\int r^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r}}{\int \rho(\vec{r}) d\vec{r}} \right)^{1/2},$$

где $\rho(\vec{r})$ – плотность пространственного распределения какой-либо величины.

Среднеквадратичный радиус однородного распределения связан с радиусом R этого распределения соотношением

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{3}{5}} R.$$

Среднеквадратичный радиус распределения Ферми и радиус R этого распределения связаны равенством

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{3}{5}} \sqrt{R^2 + \frac{7}{3} \pi^2 a^2},$$

где a – диффузность поверхности ядра.

Среднеквадратичный радиус ядра

Root-mean-square nuclear radius, Rms-radius

Среднеквадратичный радиус пространственного распределения нуклонов в ядре.

Среднеквадратичный радиус ядра

$$\overline{R} \equiv \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \left(\frac{\int r^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r}}{\int \rho(\vec{r}) d\vec{r}} \right)^{1/2},$$

где $\rho(\vec{r})$ – плотность пространственного распределения нуклонов в ядре.**Среднеквадратичный зарядовый радиус ядра**

Root-mean-square charge nuclear radius, Rms charge radius

Среднеквадратичный радиус плотности пространственного распределения заряда в ядре.

Среднеквадратичный зарядовый радиус ядра

$$\overline{R}_{ch} \equiv \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \left(\frac{\int r^2 \rho_{ch}(\vec{r}) d\vec{r}}{\int \rho_{ch}(\vec{r}) d\vec{r}} \right)^{1/2},$$

где $\rho(\vec{r})_{ch}$ – плотность пространственного распределения заряда в ядре.

Эквивалентное распределение

Пространственное распределение некоторой физической величины, характеризующееся тем же значением среднеквадратичного радиуса, что и истинное распределение.

Зарядовый радиус ядра

Charge nuclear radius

Радиус эквивалентного однородного распределения заряда в ядре.

Определенный таким образом зарядовый радиус ядра

$$R_{ch} = r_0 A^{1/3},$$

где параметр r_0 не зависит от массового числа A ядра и $r_0 = \sqrt{\frac{5}{3}} r_p^{rms}$, r_p^{rms} – константа, определяющая среднеквадратичный радиус истинного распределения заряда в ядре, т.е. экспериментально измеримую характеристику.

Радиус эквивалентного распределения Ферми заряда в ядре.

Определенный таким образом зарядовый радиус ядра

$$R_{ch} = r_0 A^{1/3},$$

где параметр r_0 слабо зависит от массового числа A ядра и $r_0 = r_p^{rms} \sqrt{\frac{5}{3} \left(1 - \frac{7}{5} \pi \xi + O(\xi^3) \right)}$
 $\xi = a/r_p^{rms} A^{1/3}$, a – диффузность поверхности ядра, r_p^{rms} – константа, определяющая среднеквадратичный радиус истинного распределения заряда в ядре.

Строго говоря, параметр r_p^{rms} немного увеличивается с уменьшением зарядового числа Z ядра. Фитирование экспериментальных данных приводит к следующей приближенной формуле для этой величины (для ядер тяжелее углерода): $r_p^{rms} = 0.94 + \frac{32}{Z^2 + 200}$ Фм.

Радиус ядра

Nuclear radius

Радиус однородного пространственного распределения нуклонов в ядре величиной $R = r_0 A^{1/3}$, где постоянная $r_0 = 1.2$ Фм, A – массовое число ядра.

Радиус распределения Ферми для нуклонов ядра с диффузностью $a = 0.5 \div 0.6$ Фм величиной $R = r_0 A^{1/3}$, где постоянная $r_0 = 1.2$ Фм, A – массовое число ядра.

Ядерный магнетон

Nuclear magneton

Величина, определенная равенством $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$, где e – элементарный заряд, m_p – масса протона.

Магнитные моменты нуклонов и ядер пропорциональны ядерному магнетону и зачастую измеряются в единицах ядерного магнетона. Численно, $\mu_N = 3.15245125844(96) \cdot 10^{-14}$ МэВ Т⁻¹.

Орбитальный магнитный момент нуклона

Nucleon orbital magnetic moment

Магнитный дипольный момент нуклона, как точечной частицы, обусловленный его движением в пространстве.

Орбитальный магнитный момент нуклона

$$\vec{\mu}_l = g_l \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{l},$$

где g_l – орбитальный гиромагнитный множитель для нуклона, μ_N – ядерный магнетон, $\vec{l}$ – орбитальный угловой момент нуклона.

Когда говорят об орбитальном магнитном моменте нуклона μ_l , подразумевают орбитальный магнитный момент с равным $g_l\mu_N l$ наибольшим значением проекции на выделенную ось.

Спиновый магнитный момент нуклона

Nucleon spin magnetic moment

Магнитный дипольный момент нуклона, обусловленный его спином.

Спиновый магнитный момент нуклона

$$\vec{\mu}_s = g_s \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{s},$$

где g_s – спиновый гиромагнитный множитель для нуклона, μ_N – ядерный магнетон, $\vec{s}$ – спин нуклона.

Под спиновым магнитным моментом нуклона μ_s понимают спиновый магнитный момент с равным $g_s\mu_N s$ наибольшим значением проекции на выделенную ось.

Гиромагнитное отношение бариона или ядра

Gyromagnetic ratio

Коэффициент пропорциональности между магнитным моментом частицы и ее моментом количества движения.

Гиромагнитный множитель для бариона или ядра

G-factor

Коэффициент пропорциональности между магнитным моментом частицы в ядерных магнетонах и ее моментом количества движения в единицах $\hbar$.

Орбитальный g-фактор нуклона

Nucleon orbital g-factor

G-фактор нуклона, обусловленный его орбитальным движением.

Орбитальный g-фактор нуклона с моментом l

$$g_l = \frac{\mu_l}{\mu_N l},$$

где μ_N – ядерный магнетон, μ_l – орбитальный магнитный момент.

Для протона $g_l^{(p)} = 1$, у нейтрона $g_l^{(n)} = 0$.

Спиновый g-фактор нуклона

Nucleon spin g-factor

G-фактор нуклона, обусловленный его спином.

Спиновый g-фактор нуклона

$$g_s = 2 \frac{\mu_s}{\mu_N},$$

где μ_N – ядерный магнетон, μ_s – спиновый магнитный момент.

Для протона $g_s^{(p)} = 5.5856947$, у нейтрона $g_s^{(n)} = -3.8260855$.

Вектор магнитного момента нуклона

Векторная сумма его орбитального и спинового магнитных моментов.

Вектор магнитного момента нуклона $\vec{\mu} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$, где $\vec{\mu}_l$ – орбитальный магнитный момент нуклона, $\vec{\mu}_s$ – спиновый магнитный момент.

Магнитный момент нуклона

Nucleon magnetic moment

Среднее значение проекции вектора магнитного момента нуклона на направление полного углового момента нуклона в состоянии с определенными значениями величины полного момента и его проекции, равной максимальному значению.

Магнитный момент нуклона с полным моментом j

$$\mu = \frac{\langle j, m_j = j | (\vec{\mu} \cdot \vec{j}) | j, m_j = j \rangle}{j(j+1)} j,$$

где $\vec{\mu}$ – вектор магнитного момента нуклона.

Для состояния с определенным значением величины орбитального момента l

$$\mu = \begin{cases} \left(j - \frac{1}{2}\right) g_l \mu_N + \frac{1}{2} g_s \mu_N, & \text{если } j = l + 1/2, \\ j \left(1 + \frac{1}{2(j+1)}\right) g_l \mu_N - \frac{j}{2(j+1)} g_s \mu_N, & \text{если } j = l - 1/2, \end{cases}$$

где j – квантовое число, определяющее величину полного момента, g_l и g_s – орбитальный и спиновый g-факторы нуклона, μ_N – ядерный магнетон.

Гиромагнитный множитель свободного нуклона, G-фактор свободного нуклона

Nucleon g-factor

Отношение магнитного момента нуклона в ядерных магнетонах к полному моменту нуклона.

Для состояния с определенным значением величины орбитального момента l g-фактор нуклона

$$g = g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2l + 1},$$

где g_l , g_s – орбитальный и спиновый g-фактор нуклона, знак “+” или “–” выбирается в зависимости от величины полного момента: для соответствующих квантовых чисел имеем $j = l + 1/2$ или $j = l - 1/2$ соответственно.

Как функция только j , g-фактор может быть представлен в виде

$$g = \begin{cases} \left(1 - \frac{1}{2j}\right) g_l + \frac{g_s}{2j}, & \text{если } j = l + 1/2, \\ \left(1 + \frac{1}{2(j+1)}\right) g_l - \frac{g_s}{2(j+1)}, & \text{если } j = l - 1/2. \end{cases}$$

Магнитный момент протона

Proton magnetic moment

см. определение *Магнитного момента нуклона*

Магнитный момент протона с полным моментом j

$$\mu_p = \frac{\langle j, m_j = j | (\vec{\mu}_p \cdot \vec{j}) | j, m_j = j \rangle}{j(j+1)} j,$$

где $\vec{\mu}_p$ – вектор магнитного момента протона.

Для состояния с определенным значением величины орбитального момента l

$$\mu_p = \begin{cases} \left(j - \frac{1}{2}\right) g_l^{(p)} \mu_N + \frac{1}{2} g_s^{(p)} \mu_N, & \text{если } j = l + 1/2, \\ j \left(1 + \frac{1}{2(j+1)}\right) g_l^{(p)} \mu_N - \frac{j}{2(j+1)} g_s^{(p)} \mu_N, & \text{если } j = l - 1/2, \end{cases}$$

где j – квантовое число, определяющее величину полного момента протона, $g_l^{(p)}$ и $g_s^{(p)}$ – орбитальный и спиновый g-факторы протона, μ_N – ядерный магнетон.

Магнитный момент нейтрона

Neutron magnetic moment

см. определение *Магнитного момента нуклона*

Магнитный момент нейтрона с полным моментом j

$$\mu_n = \frac{\langle j, m_j = j | (\vec{\mu}_n \cdot \vec{j}) | j, m_j = j \rangle}{j(j+1)} j,$$

где $\vec{\mu}_p$ – вектор магнитного момента нейтрона.

Для состояния с определенным значением величины орбитального момента l

$$\mu_n = \begin{cases} \frac{1}{2} g_s^{(n)} \mu_N, & \text{если } j = l + 1/2, \\ -\frac{j}{2(j+1)} g_s^{(n)} \mu_N, & \text{если } j = l - 1/2, \end{cases}$$

где j – квантовое число, определяющее величину полного момента нейтрона, $g_l^{(n)}$ и $g_s^{(n)}$ – орбитальный и спиновый г-факторы нейтрона, μ_N – ядерный магнетон.

Магнитный момент ядра

Nuclear magnetic moment

Магнитный дипольный момент ядра, обусловленный его спином.

Магнитный момент ядра

$$\vec{\mu}_I = g_I \frac{\mu_N}{\hbar} \vec{I},$$

где g_I – гиромагнитный множитель для ядра, μ_N – ядерный магнетон, $\vec{I}$ – спин ядра.

Под магнитным моментом ядра μ_I понимают магнитный момент с равным $g_I \mu_N I$ наибольшим значением проекции на выделенную ось.

Ядерный g-фактор

Nuclear g-factor

G-фактор ядра, обусловленный его спином.

В одночастичной оболочечной модели ядерный g-фактор нечетного ядра равен g-фактору непарного нуклона.

Одночастичный магнитный момент нечетного ядра

Single-particle odd nucleus magnetic moment, Schmidt values

Магнитный момент нечетного ядра в одночастичной оболочечной модели.

Фактически, одночастичный магнитный момент нечетного ядра есть магнитный момент последнего непарного нуклона.

Если непарным является протон, одночастичный магнитный момент такого ядра

$$\mu_I = \begin{cases} \left(I - \frac{1}{2}\right) g_l^{(p)} \mu_N + \frac{1}{2} g_s^{(p)} \mu_N, & \text{если } I = l + 1/2, \\ I \left(1 + \frac{1}{2(I+1)}\right) g_l^{(p)} \mu_N - \frac{I}{2(I+1)} g_s^{(p)} \mu_N, & \text{если } I = l - 1/2, \end{cases}$$

где $g_l^{(p)}$ и $g_s^{(p)}$ – орбитальный и спиновый g-факторы протона, l – орбитальное квантовое число неспаренного протона, I – спин ядра в одночастичной оболочечной модели, μ_N – ядерный магнетон.

В случае, если неспаренным является нейтрон, магнитный момент такого ядра

$$\mu_I = \begin{cases} \frac{1}{2} g_s^{(n)} \mu_N, & \text{если } I = l + 1/2, \\ -\frac{I}{2(I+1)} g_s^{(n)} \mu_N, & \text{если } I = l - 1/2, \end{cases}$$

где $g_s^{(n)}$ – спиновый g-фактор нейтрона.

Кривая Шмидта

Schmidt curve

Одночастичные магнитные моменты нечетных ядер как функция их спина.

Спин ядра

Nuclear spin

Суммарный полный угловой момент всех составляющих ядро нуклонов в системе его центра инерции.

Возможные значения квадрата спина ядра $\vec{I}^2 = \hbar^2 I(I + 1)$, где квантовое число I (*спиновое квантовое число*) может быть либо целым числом, включая значение нуль, либо полуцелым. При заданном I проекция спина на выделенную ось (ось z) $I_z = \hbar M_I$, где квантовое число M_I (*квантовое число проекции спина*) пробегает значения $I, I - 1, \dots -I$ – всего $2I + 1$ значений.

Под спином I ядра, понимают спиновый момент с равным I наибольшим значением проекции в единицах $\hbar$. Поскольку в этих единицах проекция спина численно равна своим собственным значениям, квантовое число M_I также называют просто проекцией спина или его z -компонентой.

Спин ядра в одночастичной оболочечной модели

Nuclear spin in the single-particle shell model

Полный момент неспаренного нуклона (двух нуклонов).

Для четно-четных ядер в основном состоянии $I = 0$.

Схема L-S-связи

L-S coupling

Схема сложения моментов количества движения отдельных нуклонов, при которой независимо суммируются их орбитальные и спин-овые моменты.

Схема J-J-связи

J-J coupling

Схема сложения моментов количества движения отдельных нуклонов, при котором суммируются их полные моменты.

Электрический квадрупольный момент ядра

Nuclear electric quadrupole moment

Диагональная z-компонента электрического квадрупольного момента распределения заряда ядра в системе его центра инерции.

Электрический квадрупольный момент ядра

$$Q \equiv Q^{zz} = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{r})(3z^2 - r^2)dV,$$

где e – элементарный заряд, $\rho(\vec{r})$ – плотность пространственного распределения заряда ядра.

Собственный (внутренний) электрический квадрупольный момент ядра

Intrinsic nuclear electric quadrupole moment, Intrinsic quadrupole moment of the nucleus

Электрический квадрупольный момент ядра в собственной системе отсчета, начало системы координат которой находится в центре инерции ядра, а ось z сонаправлена оси симметрии ядра

Собственный электрический квадрупольный момент ядра

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{r})(3z^2 - r^2)dV,$$

где e – элементарный заряд, $\rho(\vec{r})$ – плотность пространственного распределения заряда ядра.

Собственный электрический квадрупольный момент ядра выступает мерой отклонения заряда ядра от сферически-симметричной.

Знак Q_0 ядер, форма которых описывается аксиально-симметричным эллипсоидом, определяет характер деформации ядра: $Q_0 > 0$ соответствует вытянутому вдоль оси z эллипсоиду, при $Q_0 < 0$ ядро является сплюснутым вдоль оси z эллипсоидом.

Наблюдаемый (внешний) электрический квадрупольный момент ядра

Spectroscopic nuclear quadrupole moment

Среднее значение электрического квадрупольного момента ядра в состоянии с максимальной проекцией спина на ось z .

Наблюдаемый Q и собственный Q_0 электрические квадрупольные моменты ядра связаны равенством

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0,$$

где I – спин ядра.

Зарядовая симметрия ядерных сил

Charge symmetry

Эквивалентность ядерных сил взаимодействия протонов с ядерными силами, действующими между нейтронами.

Изотопический спин ядра

Nuclear isotopic spin

Суммарный изотопический спин составляющих ядро нуклонов.

Изотопический спин ядра (A, Z) есть изотопический спин сложной системы, состоящей из Z частиц (протонов) с изотопическим спином $T = 1/2$ и проекцией $T_z = +1/2$ и $A - Z$ частиц (нейтронов) с изотопическим спином $T = 1/2$ и проекцией $T_z = -1/2$.

Изотопический спин ядра (A, Z) принимает одно из значений $|Z - A/2| \leq T \leq A/2$.

Основное состояние ядра характеризуется наименьшим возможным значением проекции изотопического спина.

Проекция изотопического спина ядра

Nuclear isotopic spin projection

Суммарная проекция изотопического спина составляющих ядро нуклонов.

Для ядра (A, Z) в основном состоянии проекция изотопического спина есть алгебраическая сумма Z значений проекций $T_z = +1/2$ и $A - Z$ значений $T_z = -1/2$. Для рассматриваемого ядра, таким образом, $T_z = Z - \frac{A}{2}$.

Коллективное взаимодействие

Collective interaction

Взаимодействие налетающей частицы с группой нуклонов ядра как единым целым.

Потенциал Юкавы

Yukawa potential

Потенциал взаимодействия между двумя частицами вида $V(r) = (g/r) \exp(-\mu r)$, где r – расстояние между частицами, g – константа связи, μ – параметр, характеризующий радиус действия сил.

Оптический потенциал

Optical potential

Комплексный потенциал сильного взаимодействия частицы с ядром.

Потенциал Вудса–Саксона

Woods–Saxon potential

Один из широко используемых ядерных потенциалов с плавной зависимостью от радиуса вида $V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}$, где r – расстояние до центра ядра; V_0 , R и a – параметры, характеризующие соответственно глубину, радиус и размытие потенциала.

Оболочечная модель ядра

Shell model of nucleus

Модель ядра, располагающая все нуклоны по ядерным оболочкам.

Обобщенная модель ядра

Generalized model of nucleus

Модель, учитывающая одночастичные и коллективные степени свободы ядра.

Вращательная модель ядра

Rotational model of nucleus

Модель, согласно которой возбуждение ядра обусловлено его вращением.

Вибрационная модель ядра

Vibrational model of nucleus

Модель, согласно которой возбуждение ядра обусловлено коллективными колебательными движениями ядерного вещества.

Глава 2

Рассеяние и реакции

Система отсчета

Reference frame, Frame of reference

Совокупность тел, снабженных приборами для измерения пространственных и временных промежутков.

Часто в качестве такой системы отсчета берут произвольное твердое тело и жестко связывают с ним координатные оси, например, декартовой прямоугольной системы координат.

Инерциальная система отсчета

Inertial frame of reference, Inertial frame

Система отсчета, относительно которой изолированное тело либо покоится, либо движется равномерно и прямолинейно из любого начального положения при любом направлении скорости.

Утверждение о существовании инерциальных систем отсчёта составляет содержание первого закона классической механики (или закона инерции Галилея-Ньютона).

Лабораторная система отсчета

Laboratory frame of reference, Laboratory frame, Lab-frame

Система отсчета, относительно которой производятся непосредственное наблюдение физического процесса и измерения относящихся к нему физических величин.

В постановке эксперимента, когда пучок частиц бомбардирует неподвижную мишень лабораторной системой отсчета является система отсчета неподвижной мишени.

В теории рассеяния и реакций лабораторную систему отсчёта часто сокращённо называют „л-система“.

Система центра масс

Center-of-mass frame, Center-of-mass reference frame

Система отсчета, начало которой находится в центре масс физической системы, а оси не изменяют своей ориентации относительно некоторой другой произвольной системы отсчета.

В системе центра масс векторная сумма импульсов частиц рассматриваемой совокупности равна нулевому вектору.

Для замкнутой системы связанная с ней система центра масс является инерциальной.

В теории рассеяния и реакций для системы центра масс используют более краткое наименование „ц-система“.

Центр масс

Center of mass

Воображаемая точка, положение которой является средневзвешенным положений всех частей системы, где весами служат их массы.

Положение центра масс системы, состоящей из N материальных точек, задается радиус-вектором

$$\vec{R}_m = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{r}_i}{m},$$

где m_i и $\vec{r}_i$ – масса и радиус-вектор i -ой точки системы, $m = \sum_{i=1}^N m_i$ – масса всей системы.

Скорость центра масс

Center-of-mass velocity

Скорость движения центра масс рассматриваемой системы относительно выбранной системы отсчета.

Центр масс замкнутой системы относительно инерциальной системы отсчета движется равномерно и прямолинейно.

Относительный радиус-вектор

Relative position vector

Вектор, начало и конец которого находятся в точках расположений одной и другой частицы соответственно.

Если $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ – радиус-векторы частиц относительно некоторой системы отсчета, их относительный радиус-вектор может быть определен как $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$.

Относительный радиус-вектор не зависит от выбора системы отсчета и характеризует расположение частиц друг относительно друга.

Относительная скорость

Relative velocity

Вектор, равный производной относительного радиус-вектора частиц по времени.

Если относительный радиус-вектор определен как $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, где $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ – радиус-векторы частиц относительно некоторой системы отсчета, относительная скорость получается равной векторной разнице скоростей первой $\vec{v}_1$ и второй $\vec{v}_2$ частицы относительно выбранной системы отсчета: $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$.

Относительная скорость не зависит от выбора системы отсчета.

Приведенная масса

Reduced mass

Величина, вводимая для системы двух частиц как $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, где m_1 и m_2 – массы частиц.

Мю-точка, μ -точка

μ -Point

Воображаемая точка с массой, равной приведенной массе системы двух частиц, движение которой эквивалентно относительному движению этих двух частиц.

Относительный импульс

Relative momentum

Вектор, равный произведению приведенной массы частиц на их относительную скорость.

Относительный импульс $\vec{p} = \mu\vec{v}$, где μ – приведенная масса частиц, $\vec{v}$ – их относительная скорость.

Относительный импульс частиц не зависит от выбора системы отсчета.

В классической задаче двух тел относительный импульс есть импульс соответствующей частицам μ -точки.

Если относительная скорость определена как $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$, где $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ – скорости частиц относительно выбранной системы отсчета, относительный импульс этих частиц есть импульс первой частицы в системе их центра масс.

Относительная кинетическая энергия

Relative kinetic energy

Суммарная кинетическая энергия частиц в их системе центра масс.

Если $\vec{v}$ и $\vec{p}$ – относительная скорость и относительный импульс двух частиц, приведенная масса которых равна μ , относительная кинетическая энергия $T^c = \frac{\mu v^2}{2} = \frac{p^2}{2\mu}$.

Относительная кинетическая энергия частиц есть кинетическая энергия μ -точки в классической задаче двух тел.

Относительный момент импульса, Относительный угловой момент

Relative angular momentum

Суммарный момент импульса частиц в их системе центра масс.

Относительный момент импульса $\vec{L}^c = \mu[\vec{r} \times \vec{v}] = [\vec{r} \times \vec{p}]$, где μ – приведенная масса частиц, $\vec{r}$, $\vec{v}$ и $\vec{p}$ – их относительный радиус-вектор, скорость и импульс соответственно.

Относительный момент импульса является моментом импульса μ -точки в классической задаче двух тел.

Классическая задача двух тел

Classical two-body problem

Задача о нахождении положений и скоростей двух материальных точек в отсутствие внешних сил в любой момент времени.

Если потенциальная энергия взаимодействия материальных точек друг с другом зависит только от расстояния между ними, задача двух тел имеет общее решение в квадратурах.

Законы движения точек относительно некоторой инерциальной системы отсчета определяются следующими векторными равенствами:

$$\begin{aligned}\vec{r}_1(t) &= \vec{R}(t) + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}(t), \\ \vec{r}_2(t) &= \vec{R}(t) - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r}(t).\end{aligned}$$

Векторная функция $\vec{R}(t) = \vec{V}_c t + \vec{R}_0$. Она описывает закон движения центра масс частиц относительно выбранной системы отсчета. Здесь $\vec{V}_c$ – скорость движения центра масс частиц, радиус-вектор $\vec{R}_0$ задает положение центра масс в некоторый начальный момент времени.

Вторые векторные функции в каждом из уравнений отвечают за движение частиц относительно их системы центра масс. Изменение со временем относительного радиус-вектора частиц подчиняется уравнениям:

$$\begin{aligned}\vec{L}^c \cdot \vec{r}(t) &= 0, \quad t = \pm \int \frac{dr}{\left[\frac{2}{\mu} (E^c - U_{eff}) \right]^{1/2}} + const, \\ \varphi &= \pm \int \frac{\frac{L^c}{\mu r^2} dr}{\left[\frac{2}{\mu} (E^c - U_{eff}) \right]^{1/2}} + const.\end{aligned}$$

Здесь r и φ – полярные координаты относительного радиус-вектора частиц в их плоскости движения, $\vec{L}^c$ – относительный момент импульса частиц, E^c – их относительная энергия; $U_{eff} = U(r) + \frac{(L^c)^2}{2\mu r^2}$, где μ – приведенная масса частиц, $U(r)$ – потенциальная энергия их взаимодействия.

Скорости точек относительно выбранной инерциальной системы отсчета определяются уравнениями

$$\begin{aligned}\vec{v}_1(t) &= \vec{V}_c + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}(t), \\ \vec{v}_2(t) &= \vec{V}_c - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}(t),\end{aligned}$$

где $\vec{v}$ – относительная скорость.

Для получения частного решения задачи двух тел задаются положения точек и их скорости в некоторый начальный момент времени. В качестве начальных параметров могут выступать также положение центра масс точек в начальный момент времени и скорость движения центра масс, относительный момент импульса, относительная энергия и полярные координаты относительного радиус-вектора в начальный момент времени в плоскости движения частиц в системе центра масс.

Рассеяние

Scattering

Процесс, при котором две частицы (или подсистемы), изначально находящиеся на таком большом расстоянии друг от друга, что их взаимодействием можно пренебречь, с течением времени сближаются, испытывают взаимодействие и вновь удаляются на значительное относительное расстояние.

Упругое рассеяние

Elastic scattering

Рассеяние, при котором внутреннее состояние взаимодействующих частиц (подсистем) остается неизменным.

Неупругое рассеяние

Inelastic scattering

Рассеяние, при котором изменяется внутреннее состояние хотя бы одной из сталкивающихся частиц (подсистем).

Состояние „до рассеяния“, Начальное состояние, Асимптотическое *in*-состояние

Initial state, Asymptotic initial state

Состояние свободных частиц (подсистем) процесса рассеяния до их взаимодействия.

Формально состояние „до рассеяния“ задается предельным переходом $t \rightarrow -\infty$. Практически же оно характеризуется таким конечным расстоянием между частицами (подсистемами), при котором энергией их взаимодействия можно пренебречь.

В классической задаче рассеяния задаются скорости или импульсы частиц до рассеяния:

$$\vec{v}_1 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{v}_1(t), \quad \vec{v}_2 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{v}_2(t)$$

или

$$\vec{p}_1 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{p}_1(t), \quad \vec{p}_2 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{p}_2(t),$$

где $\vec{v}_1(t)$ и $\vec{v}_2(t)$, $\vec{p}_1(t)$ и $\vec{p}_2(t)$ – скорости и импульсы частиц в произвольный момент времени относительно рассматриваемой системы отсчета (л-системы).

В нестационарной квантовой теории рассеяния волновая функция начального состояния является асимптотическим приближением для волновой функции задачи рассеяния $\Psi(t)$ при $t \rightarrow -\infty$:

$$\Psi(t \rightarrow -\infty) \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \Psi(t).$$

В строгой квантовой теории рассеяния начальные состояния задаются в виде неперекрывающихся волновых пакетов, построенных из собственных состояний полного гамильтониана системы.

В формальной теории рассеяния с адиабатическим выключением взаимодействия (в рамках формализма Липпмана-Швингера) для потенциалов, достаточно быстро убывающих на бесконечности, в качестве волновых функций начального состояния выбираются собственные состояния гамильтониана бесконечно удаленных друг от друга частиц (подсистем) процесса рассеяния. Такие состояния чаще всего определяются произведением плоской волны с волновым вектором, описывающим относительное движение частиц (подсистем), и волновых функций, характеризующих внутреннее состояние частиц (подсистем). Плоская волна может интерпретироваться как волновой пакет достаточно большого размера, ограниченного малым, но макроскопическим телесным углом в направлении относительного волнового вектора частиц, вдали от рассеивающего центра. Либо же вводится обрезаящий фактор, чтобы сделать падающую волну неплоской.

Состояние „после рассеяния“, Конечное состояние, Асимптотическое *out*-состояние

Final state, Asymptotic final state

Состояние свободных частиц (подсистем) процесса рассеяния после их взаимодействия.

Формально состояние „после рассеяния“ задается предельным переходом при $t \rightarrow +\infty$. Практически же оно характеризуется таким конечным расстоянием между частицами (подсистемами), при котором энергией их взаимодействия уже можно пренебречь.

В классической задаче рассеяния указанный предельный переход рассматривается для скоростей или импульсов частиц (подсистем). Соответствующие величины называются скоростями или импульсами частиц после рассеяния (именно они и являются искомыми в данной задаче):

$$\vec{v}'_1 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{v}_1(t), \quad \vec{v}'_2 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{v}_2(t)$$

или

$$\vec{p}'_1 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{p}_1(t), \quad \vec{p}'_2 \equiv \lim_{t \rightarrow -\infty} \vec{p}_2(t),$$

где $\vec{v}_1(t)$ и $\vec{v}_2(t)$, $\vec{p}_1(t)$ и $\vec{p}_2(t)$ – скорости и импульсы частиц в произвольный момент времени относительно рассматриваемой системы отсчета (л-системы).

В нестационарной квантовой теории рассеяния чаще используется термин „конечное состояние“. Конечное состояние характеризуется определенной волновой функцией – волновой функцией конечного состояния. Эта волновая функция определяется асимптотикой волновой функции задачи рассеяния $\Psi(t)$ при $t \rightarrow +\infty$:

$$\Psi(t \rightarrow +\infty) \equiv \lim_{t \rightarrow +\infty} \Psi(t).$$

В формальной теории рассеяния (теории рассеяния в рамках формализма Липпмана-Швингера) с адиабатическим выключением взаимодействия в качестве конечных состояний рассматриваются собственные состояния гамильтониана бесконечно удаленных друг от друга частиц (подсистем) процесса рассеяния. Корректность такого выбора определяется скоростью убывания потенциала взаимодействия $V(r)$ с ростом относительного расстояния между частицами. А именно, должно выполняться равенство $\lim_{r \rightarrow \infty} r^{2+\varepsilon} V(r) = 0$ для любого малого положительного ε . Чаще всего такие конечные состояния выбираются с определенным значением относительного волнового вектора частиц, что отвечает регистрируемым детектором частицам с определенными значениями импульсов. Не являясь квадратично-интегрируемыми функциями, плоские волны, тем не менее, в теории рассеяния могут быть интерпретированы как волновой пакет достаточно большого размера вдали от рассеивающего центра (в ц-системе) в малом, но макроскопическом телесном угле в заданном направлении волнового вектора относительного движения частиц.

Классическая задача рассеяния двух частиц

Classical two-particle scattering problem

Задача о нахождении импульсов частиц после рассеяния по данным импульсам частиц до рассеяния.

В задаче рассеяния система частиц предполагается замкнутой, а массы частиц и потенциальная энергия их взаимодействия считаются известными.

Для получения решения задачи рассеяния частиц в самом общем случае требуется также задание угла, определяющего ориентацию плоскости движения частиц относительно системы центра масс, и прицельного расстояния.

Относительно лабораторной системы отсчета импульсы частиц после рассеяния удовлетворяют следующим векторным равенствам

$$\begin{cases} \vec{p}_1' = p \cdot \vec{n} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2), \\ \vec{p}_2' = -p \cdot \vec{n} + \frac{m_2}{m_1 + m_2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2), \end{cases}$$

где $\vec{p}_1'$ и $\vec{p}_2'$ – импульсы частиц после рассеяния в л-системе; p – величина относительного импульса частиц до рассеяния, $p = \mu \left| \frac{\vec{p}_1}{m_1} - \frac{\vec{p}_2}{m_2} \right|$, μ – приведенная масса частиц; $\vec{n}$ – единичный вектор, направленный вдоль импульса первой частицы после рассеяния в ц-системе. Орт $\vec{n}$ определяется углом ориентации плоскости движения частиц в системе центра масс ε и прицельным параметром b .

Если в качестве одной из заданных величин выступает угол рассеяния частиц в системе центра масс θ_c , представленные выше решения будут одними и теми же функциями $\vec{p}_1'$, $\vec{p}_2'$, ε и θ_c для любого центрального взаимодействия частиц.

Задача о рассеянии частиц, одна из которых до рассеяния покоится, решается наиболее просто, т.к. движение частиц находится в одной плоскости как в ц-, так и в л-системе, причем плоскости в обеих системах отсчета совпадают. Эта плоскость проходит чрез траекторию налетающей частицы до рассеяния и положение первоначально покоящегося рассеивателя. Ориентация вектора $\vec{n}$ общего решения, таким образом, задается только одним скалярным параметром – углом рассеяния частиц в системе центра масс или прицельным расстоянием. Импульсы частиц после рассеяния в лабораторной системе отсчета для рассматриваемого случая принимают вид:

$$\begin{cases} \vec{p}_1' = \frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1 \vec{n} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{p}_1, \\ \vec{p}_2' = -\frac{m_2}{m_1 + m_2} p_1 \vec{n} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{p}_1, \end{cases}$$

где $\vec{p}_1$ – импульс падающей частицы до рассеяния в л-системе.

Угол рассеяния

Scattering angle

Угол между импульсами частицы до и после рассеяния.

При рассеянии частицы на другой покоящейся углы рассеяния частиц в лабораторной системе отсчета отсчитываются от единственного выделенного направления — импульса налетающей частицы до рассеяния.

Прицельное расстояние, Прицельный параметр

Impact parameter

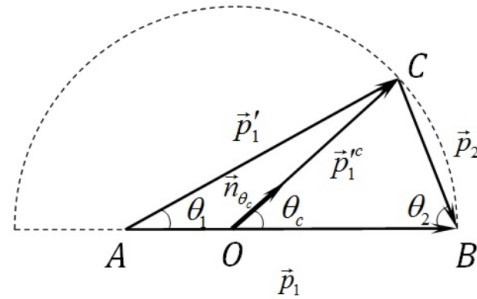
Минимальное расстояние между частицами, на котором они пролетели бы в отсутствие взаимодействия.

В системе центра масс прицельное расстояние может быть определено и как расстояние между асимптотами траекторий частиц до рассеяния.

Векторная диаграмма импульсов рассеяния частиц, Импульсная диаграмма рассеяния

Momentum diagram, Momentum diagram of the scattering

Схематическое компактное изображение конфигурации импульсов частиц до и после рассеяния в лабораторной системе отсчета и связи импульсов частиц после рассеяния в лабораторной системе отсчета и системе центра масс.



Здесь отрезок, соответствующий величине импульса падающей частицы $\vec{p}_1$ делится точкой O в отношении масс сталкивающихся частиц так, что $AO/OB = m_1/m_2$ (изображен случай, когда $m_1 < m_2$). Вектор $\vec{OB} = m_2\vec{p}_1/(m_1 + m_2)$ и, таким образом, определяет импульс первой частицы до рассеяния в системе центра масс. Вектор $\vec{OC}$ – импульс этой же частицы после рассеяния в ц-системе, поэтому угол θ_c есть угол рассеяния частиц в этой системе отсчета. Векторы $\vec{AC}$ и $\vec{CB}$ – импульсы налетающей и первоначально покоившейся частицы после рассеяния в лабораторной системе отсчета.

Ядерная реакция

Nuclear reaction

Процесс взаимодействия частиц (элементарных частиц, ядер), в результате которого изменяется внутреннее состояние частиц либо же происходит их взаимное превращение.

Указанные процессы могут происходить как за счет сильного взаимодействия, так и за счет слабого или электромагнитного.

Иногда, в узком смысле, под ядерными реакциями понимают только явления преобразования ядер в результате их столкновения с другими ядрами, нуклонами или под действием влияния какого-либо внешнего воздействия – γ -квантов, кулоновского поля и т.д.

Начальное состояние

Initial state

Состояние системы свободных частиц, участвующих в ядерной реакции, до их взаимодействия.

Начальные частицы, Первичные частицы

Initial particles, Primary particles

Частицы начального состояния ядерной реакции.

Конечное состояние

Final state

Состояние системы свободных частиц, образующихся в результате взаимодействия первичных частиц данной ядерной реакции.

Продукты реакции, Вторичные частицы

Reaction products, Secondary particles

Частицы конечного состояния ядерной реакции.

Двучастичная ядерная реакция

Two-particle nuclear reaction

Ядерная реакция с двумя вторичными частицами.

Бинарная реакция

Binary reaction

Ядерная реакция с двумя первичными частицами.

Ядерная реакция, количество первичных и вторичных частиц которой равно двум.

В литературе в равной степени встречаются два приведенных толкования термина „бинарная реакция“. Иногда он используется и как синоним термина „двучастичная реакция“. Как правило, его конкретный смысл либо поясняется, либо становится понятным из контекста.

Запись ядерной реакции

Nuclear reaction equation

Символическая схема, которая содержит условные обозначения частиц, участвующих в реакции, и некоторые их характеристики, а также символы и знаки, идентифицирующие первичные и вторичные частицы.

Минимальное необходимое формальное представление (запись) самой общей ядерной реакции выглядит следующим образом:

$$a_{01} + a_{02} \rightarrow a_1 + a_2 + \dots + a_n.$$

Разделенные знаком „+“ слева и справа от стрелки представлены условные обозначения начальных и вторичных частиц реакции соответственно.

Для двучастичных реакций в лабораторной системе отсчета используется также запись $A(a, b)B$. Условное обозначение частиц пучка записывается слева от запятой, а обозначение частиц мишени располагается в крайнем левом положении за скобкой. Вторичные частицы записываются справа от запятой внутри и вне скобки.

При указании класса реакций, происходящих под действием определенной частицы-снаряда a с вылетом конкретной вторичной частицы b довольно часто ограничиваются записью (a, b) .

Канал ядерной реакции

Reaction channel

Исход реакции при заданном начальном состоянии, характеризующийся совокупностью вторичных частиц, определенного сорта в некотором внутреннем состоянии.

Канал реакции задается сортом вторичных частиц и набором квантовых чисел внутреннего состояния каждой из этих частиц. Иногда для задания канала могут выделять и другие характеристики вторичных частиц, например, энергии, направления движения и т.д.

Для обозначения каналов используются строчные буквы латинского и греческого алфавитов в порядке их следования. Эти же буквы применяются и в качестве индексов для обозначения характеристик частиц (квантовых чисел) в данном канале.

Входной канал, Начальный канал

Entrance channel

Канал реакции, сорт и внутреннее состояние частиц которого совпадают с сортом и внутренним состоянием первичных частиц реакции.

Входной канал обозначается буквами α или a .

Выходной канал, Конечный канал

Exit channel

Канал реакции, сорт и/или внутреннее состояние частиц которого отличны от сорта и внутреннего состояния первичных частиц реакции.

Выходные каналы обозначаются строчными буквами греческого или латинского алфавитов, начиная со второй: соответственно, β , γ ,... или b , c ,...

Открытый канал

Open channel

Канал реакции, совместимый с законами сохранения физических величин.

Входной канал реакции всегда является открытым.

Закрытый канал

Closed channel

Канал реакции, не совместимый хотя бы с одним законом сохранения физических величин.

Энергетический выход, Энергия реакции, Энерговыделение Q-value

Разность суммарных энергий покоя начальных и вторичных частиц реакции.

Энергетический выход

$$Q = (m_1c^2 + m_2c^2) - (m'_1c^2 + m'_2c^2 + \dots),$$

где m_1 и m_2 – массы начальных частиц, $m'_1, m'_2, \dots$ – массы продуктов реакции.

Энергетический выход – релятивистский инвариант, поэтому служит однозначной характеристикой реакции безотносительно к системе отсчета, в которой наблюдается процесс.

Экзоэнергетическая реакция, Экзотермическая реакция Exoergic reaction, Exothermic reaction

Реакция с положительным энерговыделением.

Экзоэнергетические реакции характеризуются возрастанием суммарной кинетической энергии частиц за счет уменьшения их энергий покоя.

Эндоэнергетическая реакция, Эндотермическая реакция Endoergic reaction, Endothermic reaction

Реакция с отрицательным энерговыделением.

Эндоэнергетические реакции характеризуются уменьшением суммарной кинетической энергии частиц за счет возрастания их энергий покоя.

Порог реакции, Пороговая энергия реакции

Threshold energy

Минимальная суммарная кинетическая энергия первичных частиц, при которой рассматриваемая реакция совместима с законом сохранения энергии.

Экзоэнергетические реакции являются безпороговыми, т.е. возможны при любых кинетических энергиях сталкивающихся частиц.

Значение порога эндоэнергетической реакции зависит от системы отсчета: оно минимально в системе центра масс и равно величине энерговыделения рассматриваемой реакции.

В лабораторной системе отсчета, где одна из первичных частиц покоится, порог эндоэнергетической реакции определяется равенством:

$$T^{th} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{|Q|}{2m_2c^2} \right),$$

где Q – энергия реакции, m_1 и m_2 – массы налетающей частицы и частицы-мишени соответственно.

Угол вылета вторичной частицы

Emission angle of the secondary particle

Угол между импульсом рассматриваемой вторичной частицы и некоторым выделенным направлением.

В реакциях, где одна из первичных частиц покоится в лабораторной системе отсчёта, в качестве выделенного направления в любой системе отсчета выбирается импульс налетающей первичной частицы.

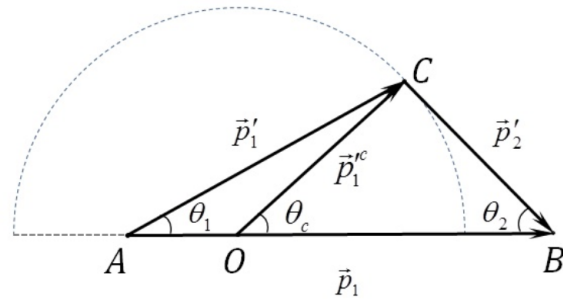
Векторная диаграмма импульсов двучастичной ядерной реакции, Импульсная диаграмма двучастичной ядерной реакции

Momentum diagram for a two-particle reaction

Схематическое компактное изображение конфигурации импульсов частиц реакции в лабораторной системе отсчета и связи импульсов вторичных частиц в лабораторной системе отсчета и системе центра масс.

Импульсная диаграмма двучастичной ядерной реакции, таким образом, содержит в себе изображения импульсов первичных и вторичных частиц в лабораторной системе отсчета, импульса одной из вторичных частиц в системе центра масс (этой частице присваивается номер „1“) и переносных импульсов каждой из вторичных частиц.

Для двучастичной ядерной реакции, когда одна из первичных частиц покоится в лабораторной системе отсчета, при выборе в качестве первой вторичной частицы частицы с меньшей массой один из вариантов импульсной диаграммы имеет следующий вид:



Здесь импульс $\vec{AB}$ изображает импульс налетающей первичной частицы в лабораторной системе отсчета, $\vec{AB} = \vec{p}_1$. В этой же системе отсчета векторы $\vec{AC}$ и $\vec{CB}$ суть импульсы продуктов реакции, а именно первой и второй частицы соответственно. Вектор $\vec{OC}$ есть импульс первой вторичной частицы в системе центра масс, его величина определяется из закона сохранения энергии в ц-системе и равна

$$OC = p_1 \sqrt{\frac{\mu'}{m_1} \left(\frac{\mu}{m_1} + \frac{Q}{T_1} \right)}, \text{ где } T_1 - \text{кинетическая энергия налетающей первичной}$$

частицы в л-системе, m_1 – ее масса, Q – энергосодержание реакции, μ и μ' – приведенные массы первичных и вторичных частиц соответственно. Векторы $\vec{AO}$ и $\vec{OB}$ равны переносным импульсам вторичных частиц, т.е. $\vec{AO} = \frac{m'_1}{m'_1 + m'_2} \vec{p}_1$, $\vec{OB} = \frac{m'_2}{m'_1 + m'_2} \vec{p}_1$, где m'_1 и m'_2 – массы первой и второй частицы-продукта реакции.

Формула Брейта-Вигнера

Breit-Wigner formula

Теоретическая формула для зависимости сечения реакции от энергии в окрестности изолированного резонанса.

Составное ядро

Compound nucleus

Промежуточная система, состоящая из налетающей частицы и ядра-мишени и находящаяся в сильно возбужденном состоянии относительно долгое время.

Гигантские резонансы

Giant resonances

Максимумы в зависимости сечений реакций от энергии, ширина которых много больше расстояния между возбужденными уровнями составного ядра.

Прямая реакция

Direct reaction

Реакция, идущая без образования промежуточного составного ядра.

Реакция передачи

Exchange reaction

Реакция, в результате которой ядро-мишень и налетающая частица (налетающее ядро) обмениваются одним или несколькими нуклонами.

Реакция срыва

Stripping

Прямая ядерная реакция, в результате которой налетающая частица передает ядру-мишени один или несколько нуклонов.

Реакция подхвата

Pickup

Прямая ядерная реакция, в результате которой ядро-мишень передает налетающей частице один или несколько нуклонов.

Реакция фрагментации

Fragmentation reaction

Ядерная реакция, в результате которой участвующие в ней ядра расщепляются на более легкие ядра (фрагменты).

Фотоядерная реакция

Photon-nuclear reaction

Реакция возбуждения или расщепления ядра γ -квантами.

Электроядерная реакция

Electron-nuclear reaction

Реакция возбуждения или рассеяния ядра электронами.

Реакция кулоновского возбуждения

Coulomb excitation reaction

Реакция возбуждения ядра кулоновским полем пролетающей тяжелой заряженной частицы (протона, α -частицы, тяжелого иона и т.п.).

Термоядерные реакции

Fusion reactions

Реакции синтеза легких ядер, протекающие в сильно разогретом веществе.

Кумулятивный эффект

Cumulative effect

Сосредоточение энергии группы нуклонов налетающего ядра на одной из вторичных частиц, возникающих при его столкновении с мишенью.

Глава 3

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом

Тормозная способность вещества, Линейная тормозная способность вещества, Удельные потери энергии

Stopping power, Linear stopping power, Stopping force, Specific energy loss

Средняя энергия, потерянная частицей в веществе при прохождении единичного участка пути.

Тормозная способность вещества, таким образом, есть предел отношения средней энергии ΔE , потерянной частицей при прохождении некоторого участка пути в веществе, к длине Δx этого участка при $\Delta x \rightarrow 0$.

Тормозная способность вещества обозначается единым символом $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ либо буквами S , $\bar{\epsilon}$ и др. Тормозная способность имеет размерность $[E]/[l]$ (энергия/длина) и довольно часто в качестве единиц ее измерения выбираются МэВ/см или кэВ/мкм.

В общем случае тормозная способность вещества зависит от массы, заряда, скорости (энергии) частицы и свойств среды в окрестности той точки, где находится частица.

Выделение различных механизмов торможения заряженной частицы в веществе позволяет разбить тормозную способность вещества на составляющие. Для *легких за-*

ряженных частиц, как правило, тормозную способность представляют в виде суммы двух слагаемых: так называемых *столкновительной* и *радиационной* тормозных способностей. Для *тяжелых* заряженных частиц тормозную способность часто разбивают на сумму *электронной* и *ядерной* частей.

Массовая тормозная способность вещества, Удельная тормозная способность вещества, Массовые удельные потери энергии

Mass stopping power

Тормозная способность вещества, отнесенная к плотности этого вещества.

Средняя энергия, потерянная частицей в веществе на единице его массовой толщины вдоль траектории частицы.

Массовая тормозная способность вещества может обозначаться как $\left(-\frac{dE}{dX}\right)$ или $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$. Она связана с *тормозной способностью вещества* $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ посредством равенства

$$\left(-\frac{dE}{dX}\right) = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{dE}{dx}\right),$$

где ρ – плотность вещества. В этой связи, массовая тормозная способность может записываться и как $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)$ или $\frac{S}{\rho}$, где S – тормозная способность вещества.

Массовая тормозная способность чаще всего измеряется в МэВ/(г/см²).

Эффективное торможение, Сечение торможения, Тормозное сечение

Stopping cross section

Средние потери энергии частицы, приходящиеся на один рассеиватель единичного поперечного сечения мишени.

Сечение торможения чаще всего обозначается буквами S и ε .

Тормозная способность вещества $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ и сечение торможения $\varepsilon(E)$ связаны равенством

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = n\varepsilon(E),$$

где n — концентрация рассеивателей.

Сечение торможения определяется единичным актом столкновения падающей частицы с рассеивателем, а потому зависит от характеристик взаимодействующих частиц и параметров их относительного движения.

Сечение торможения частицы на атомах одного химического элемента вводится по отношению к одному атому и таким образом определяется равенством

$$\varepsilon = \sum_i \int \Delta E_i d\sigma_i.$$

Для процесса i -го типа величина ΔE_i представляет собой потерю энергии частицы в одном столкновении с атомом среды, $d\sigma_i$ — дифференциальное эффективное сечение этого взаимодействия. Интегрирование производится по переменной, относительно которой раскрывается дифференциал. Суммирование проводится по всем видам взаимодействий.

В расчете на один атом определяется и сечение торможения частицы в простом веществе, молекулярном соединении, а также в смеси (растворе).

Для сред сложного атомно-молекулярного состава сечение торможения определяется как по отношению к одному атому, так и по отношению к одной молекуле.

Сечение торможения в соединении или смеси может быть выражено через сечения торможения в их чистых компонентах посредством *правила аддитивности Брэгга*.

Правило аддитивности Брэгга-Климена, Правило аддитивности Брэгга, Композиционный закон Брэгга, Правило Брэгга Bragg's additivity rule

Удельная тормозная способность сложного вещества представляет собой средневзвешенную сумму удельных тормозных способностей его чистых компонентов, где весами служат массовые доли этих компонентов в исходном соединении или смеси.

Сечение торможения частицы в сложном веществе представимо в виде суммы сечений торможения в его чистых компонентах, взвешенной по относительному числу атомов соответствующих элементов в исходном соединении или смеси.

Правило аддитивности Брэга для удельных тормозных способностей многокомпонентных сред записывается в виде:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i \omega_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i,$$

где $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)$ – удельная тормозная способность сложного вещества, $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i$ – удельная тормозная способность вещества, состоящего из атомов i -го сорта, ω_i – массовая доля этих атомов в исходном веществе. Суммирование проводится по всем составляющим.

Правило аддитивности Брэга для сечений торможения частиц в многокомпонентных средах выглядит следующим образом:

$$\varepsilon = \sum_i r_i \varepsilon_i,$$

где ε и ε_i – сечения торможения частицы в сложном веществе и в i -ом чистом компоненте соответственно, r_i – относительное число атомов i -го элемента в исходном веществе.

Для сложных молекулярных соединений, когда сечение торможения определяется в расчете на одну молекулу (т.е. сечение торможения вводится как удельные потери энергии, отнесенные к концентрации молекул), правило Брэгга переписывается в виде:

$$\varepsilon = \sum_i \kappa_i \varepsilon_i.$$

Здесь ε – сечение торможения частицы в молекулярном соединении в расчете на одну молекулу, ε_i – сечение торможения частицы в i -ом чистом компоненте (по отношению к одному атому), κ_i – число атомов соответствующего элемента в молекуле исходного соединения.

Правило Брэгга предполагает, что химическая связь между атомами в молекулах не влияет на взаимодействие пролетающей частицы с атомными электронами. Учет этой связи дает поправку в соотношения для молекулярных соединений не более нескольких процентов.

Ионизация

Ionisation

Явление отрыва электронов от атомов или молекул вещества и/или присоединения электронов к атомам или молекулам.

Превращение электрически нейтральных атомов или молекул вещества в ионы.

Ион

Ion

Атом или молекула, утратившие или присоединившие один или несколько электронов.

Электрически заряженный атом (молекула), образующийся при отрыве или присоединении одного или нескольких электронов к нейтральному атому (молекуле).

Ион обозначается символом соответствующего химического элемента с правым верхним индексом, указывающим *кратность ионизации* и знак электрического заряда иона. Например, H^- , Na^+ , Al^{3+} .

Энергия ионизации, Ионизационный потенциал

Ionization energy

Минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона от атома или иона.

Энергию ионизации атома часто называют ионизационным потенциалом, так как, будучи выраженной в электрон-вольтах (эВ), она численно совпадает со значением потенциала, выраженным в вольтах.

В многоэлектронном атоме энергия ионизации для каждого электронного состояния будет свойственна только этому состоянию.

Средняя энергия ионообразования, Средняя энергия образования иона одного знака (одной пары ионов), Средняя энергия, затрачиваемая частицей на один акт ионизации

Mean energy per ion pair

Полностью затраченная на ионизацию вещества энергия частицы, отнесенная к среднему числу образованных при этом ионов одного знака.

Средняя энергия ионообразования зависит от вида частиц, но слабо зависит от их энергии.

Кратность ионизации

Charge state

Число отделенных (присоединенных) в результате ионизации электронов.

Зарядовое число иона

Ionic charge number, Ion charge state

Величина заряда иона в единицах элементарного заряда.

Положительно заряженный ион, Катион

Positively charged ion, Cation

Атом или молекула, утратившие один или несколько электронов.

Отрицательно заряженный ион, Анион

Negatively charged ion, Anion

Атом или молекула, присоединившие один или несколько электронов.

Перезарядка

Charge exchange

Изменение зарядового состояния иона при прохождении через вещество.

Перезарядка обуславливается процессами перехвата ядром или ионом электронов атомов среды и потерей проходящим ионом какой-то части своих электронов.

Перезарядка для многозарядных ионов оказывает существенное влияние на характер их взаимодействия с веществом. Сочетание перехвата и потери электронов придает процессу перезарядки динамический характер – при прохождении пучка многозарядных ионов через вещество имеет место целый набор их разных зарядовых состояний.

Квантовое рассмотрение процессов перезарядки демонстрирует следующие закономерности: быстрый ион с зарядом z захватывает электроны вещества исключительно на те орбиты, где скорость электронов $u_n = \frac{e^2}{n\hbar}z$ (n – главное квантовое число) оказывается больше скорости самого иона v ; ион теряет те электроны, орбитальная скорость которых $u_n < v$.

Для описания торможения тяжёлых ионов с учётом перезарядки вводятся два взаимосвязанных понятия – *эффективный заряд иона* и *приведенное торможение*. Эти величины позволяют скорректировать расчёт удельных потерь энергии на процесс перезарядки.

Для ионов с энергией, превышающей 200 кэВ/нуклон, эффективный заряд и приведенное торможение определяются через отношение значений тормозной способности вещества для иона S^{ion} и протона S^p , имеющих одинаковую скорость. А именно, при заданной скорости v или величине $\beta = v/c$ эффективный заряд определяется равенством

$$z_{eff} = \sqrt{S^{\text{ion}}(\beta) / S^p(\beta)} ,$$

а эффективное торможение вводится через соотношение

$$S^{\text{ion}}(\beta) = \langle S \rangle z^2 S^p(\beta) .$$

Для ионов указанных энергий эффективный заряд и приведенное торможение представляют собой универсальные функции, определяемые исключительно типом ионов и не зависящие от свойств среды.

На практике для расчёта рассматриваемых величин используют аппроксимационные функции, обобщающие экспериментальные данные, или соотношения, выведенные из различных теоретических и полуэмпирических моделей.

Эффективный заряд

Effective charge, Stopping power effective charge

Безразмерный коэффициент, корректирующий заряд иона в выражении для тормозной способности вещества с учётом перезарядки.

Для ионов с энергией, превышающей 200 кэВ/нуклон, эффективный заряд определяется через отношение значений тормозной способности вещества для иона S^{ion} и протона S^p , движущихся с одинаковой скоростью. При заданной скорости v или величине $\beta = v/c$ эффективный заряд

$$z_{eff} = \sqrt{S^{\text{ion}}(\beta) / S^p(\beta)}.$$

Для указанных выше энергий эффективный заряд представляет собой универсальную функцию, определяемую исключительно типом ионов и не зависящую от свойств среды.

В рамках модели Брандта-Китагавы эффективный заряд иона может быть рассчитан по формуле:

$$z_{eff} = z \left[1 - \exp \left(-\frac{v}{v_0 z^{2/3}} \right) \right],$$

где z – атомный номер иона, v – скорость иона, v_0 – параметр модели, часто связываемый со скоростью электронов на внешних оболочках.

На практике используются также различные аппроксимационные функции. Например,

$$z_{eff} = z \sqrt{1 - \exp(-24.73 x + 247.6 x^2 - 1131 x^3)},$$

где $x = T/z^{4/3}$, причем кинетическая энергия иона T подставляется в кэВ/нуклон.

Одной из наиболее точных аппроксимаций эффективного заряда для ионов с атомными номерами от 6 до 92 в мишенях с атомными номерами от 4 до 79 служит следующая зависимость:

$$z_{eff} = z \left[1 - e^{-V_2} (1.034 - 0.1777 \cdot e^{-0.08114 z}) \right],$$

где $V_2 = V_1 + 0.0378 \sin \left(\frac{\pi}{2} V_1 \right)$, $V_1 = 0.886 z^{-2/3} \sqrt{\frac{T}{25M}}$, энергия иона T подставляется в кэВ, а его масса M – в атомных единицах массы.

Рекомбинация

Recombination

Процесс захвата ионом электрона (электронов) и превращения в нейтральный атом или молекулу.

Процесс захвата ионом электрона (электронов).

Стриппинг, Обдирка

Stripping

Потеря проходящим через вещество ионом какой-то части своих электронов.

Легкая заряженная частица

Light charged particle

Заряженная частица с массой, равной массе электрона.

К легким заряженным частицам относятся электрон и позитрон.

Тяжелая заряженная частица

Heavy charged particle

Заряженная частица, масса которой много больше массы электрона.

В теории прохождения заряженных частиц через вещество к тяжелым заряженным частицам, как правило, относят протон, дейтрон, α -частицу, ядра других легчайших элементов; мюоны; заряженные мезоны и барионы.

Быстрая заряженная частица

Fast charged particle

Заряженная частица, скорость движения которой в веществе много больше средней скорости электронов в атомах этого вещества.

Иногда также добавляют ограничение на кинетическую энергию частицы: она должна быть много больше характерной потенциальной энергии взаимодействия частицы с атомами среды.

Формализм парных столкновений

Теоретический подход в вычислении характеристик прохождения частиц через вещество, в основе которого лежит предположение о статистической независимости отдельных парных столкновений падающей частицы с частицами среды.

Формализм парных столкновений применим для однородных неупорядоченных сред, где взаимными корреляциями в отклике отдельных частиц среды на пролетающую частицу можно пренебречь.

Формализм диэлектрической проницаемости

Теоретический подход в вычислении характеристик прохождения заряженных частиц через вещество, где вещество рассматривается как непрерывная сплошная среда.

Формализм диэлектрической проницаемости предполагает, что все масштабы длин, характеризующих взаимодействие заряженной частицы со средой, существенно превышают расстояния между атомными частицами среды. Возможные корреляции в отклике частиц мишени на воздействие со стороны пролетающего заряда учитываются автоматически при вычислении диэлектрической проницаемости среды.

Ионизационные потери энергии

Ionisation energy loss

Потери энергии заряженной частицей при ее движении в веществе на возбуждение и ионизацию атомов.

При неупругих столкновениях *быстрых заряженных частиц* со средними и тяжелыми атомами основной вклад в потери энергии на возбуждение и ионизацию атомов вносят именно процессы *ионизации*. Поскольку с такими средами и энергиями падающих частиц наиболее часто имеют дело на практике, для рассматриваемых потерь энергии оправдано использование термина *ионизационные потери*.

В англоязычной литературе для тяжелых заряженных частиц вместо термина *ionisation energy loss* часто употребляется термин *electronic energy loss* в том же значении. Для легких заряженных частиц в качестве синонима термина *ионизационные потери энергии* (*ionisation energy loss*) часто рассматривают термин *столкновительные потери* (*collisional energy loss*). В англоязычной литературе и для тяжелых заряженных частиц средних и высоких энергий встречается использование термина *collisional energy loss* для наименования потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов.

Возбуждение и ионизация атомов среды является одним из возможных механизмов торможения заряженных частиц в веществе. Он становится доминирующим для средних энергий падающих частиц, когда вкладом в потери энергии от упругих рассеяний на атомах уже можно пренебречь, а составляющая, обусловленная *тормозным излучением*, еще незначительна.

Электронная часть потерь энергии

Electronic energy loss

Потери энергии тяжелой заряженной частицей при ее движении в веществе за счет кулоновских неупругих столкновений с атомами среды.

Потери энергии тяжелой заряженной частицей при ее движении в веществе за счет кулоновских столкновений с электронами атомов среды.

Обусловленные неупругими столкновениями, возбуждение и ионизация атома, а также перезарядка приводят к изменению его электронной конфигурации. Более того, при больших передаваемых импульсах неупругое рассеяние на атоме сводится к упругому рассеянию на его свободных электронах. Выделяя потери энергии при рассеянии только на электронах атома (связанных или свободных), вводят так называемую *электронную часть потерь энергии* или *electronic energy loss*, в которую включают и потери энергии на *тормозное излучение*. Для тяжелых заряженных частиц, однако, вклад радиационных потерь энергии при рассеянии на электронах ничтожно мал. Энергией отдачи атома как целого также обычно пренебрегают. Кроме того, для быстрых тяжелых заряженных частиц и перезарядка не оказывает существенного влияния на процесс торможения. Поэтому для таких частиц под термином *электронная часть потерь энергии* (*electronic energy loss*) часто подразумевают потери энергии на возбуждение и ионизацию атомов, а потому используют вместо термина *ионизационные потери энергии* (*ionisation energy loss*).

Электронная часть потерь энергии является доминирующей для средних энергий падающих частиц, когда вкладом в потери энергии от упругих рассеяний на атомах уже можно пренебречь, а составляющая, обусловленная *тормозным излучением* при рассеянии на ядрах, еще незначительна.

Ядерная часть потерь энергии

Nuclear energy loss

Потери энергии тяжелой заряженной частицей при ее движении в веществе за счет кулоновских упругих рассеяний на атомах среды.

Потери энергии тяжелой заряженной частицей при ее движении в веществе за счет кулоновских упругих рассеяний на ядрах атомов.

В зависимости от прицельного параметра (или величины передаваемого импульса) упругое рассеяние на атоме представляет собой кулоновское рассеяние на экранированном или голом ядре. По этой причине для наименования вклада упругих рассеяний в потери энергии падающей частицы и отделения его от вклада кулоновских неупругих столкновений (при которых происходит взаимодействие с электронами атома) в англоязычной литературе используют термин *nuclear energy loss*. В русскоязычных работах не пользуются непосредственным переводом этого термина, а просто говорят о *потерях энергии за счет упругих рассеяний на атомах* или о *ядерной части потерь энергии*. Примечательно, что в *nuclear energy loss* помимо потерь энергии на энергию отдачи ядра вносят и потери энергии на *тормозное излучение*. Однако для тяжелых заряженных частиц *радиационные потери* при рассеянии на ядрах начинают играть заметную роль только при самых высоких энергиях. Поэтому часто подразумевается, что *nuclear energy loss* – потери энергии только на энергию отдачи ядра при упругом рассеянии. *Радиационные* же потери обычно выделяют отдельно. В указанном выше смысле *ядерная часть потерь энергии* играет существенную роль только при низких энергиях падающих частиц.

Столкновительные потери энергии

Collisional energy loss

Потери энергии заряженной частицей при ее движении в веществе на кулоновские упругие и неупругие столкновения с атомами среды.

Для легких заряженных частиц, как правило, основной вклад в столкновительные потери энергии вносят кулоновские неупругие столкновения с атомами среды, приводящие к возбуждению и ионизации атомов. Поэтому для таких частиц под термином *столкновительные потери энергии (collisional energy loss)* часто подразумеваются *ионизационные потери энергии (ionisation energy loss)*.

Для тяжелых заряженных частиц определяющий вклад *ионизационных потерь энергии* в столкновительные потери имеет место только для *быстрых частиц*. Тем не менее и для тяжелых частиц часто можно встретить (особенно в англоязычной литературе) использование термина *collisional energy loss* для наименования потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов.

Ионизационное торможение, Кулоновское торможение

Electronic stopping

Замедление проходящих через вещество заряженных частиц за счет ионизационных потерь энергии.

Ионизационное торможение всегда (за исключением только самых низких энергий) сопровождает процесс прохождения заряженных частиц через вещество. Как правило, в общей картине замедления ионизационное торможение доминирует при средних энергиях падающих частиц, когда роль упругих рассеяний незначительна и *радиационным торможением* также можно пренебречь.

Удельные ионизационные потери энергии

Specific ionisation loss, Ionisation loss

Средние ионизационные потери энергии на единичном участке пути заряженной частицы в веществе.

Поскольку для наименования потерь энергии заряженной частицы в веществе на возбуждение и ионизацию атомов используются различные термины (см. *Ионизационные потери энергии*), для соответствующих потерь энергии на единице пути также принято несколько вариантов кратких наименований и обозначений. В русскоязычной литературе в основном это – *удельные ионизационные потери энергии*, которые обозначаются $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$ или просто $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$, $\bar{\varepsilon}$ и прочее. В англоязычных работах часто можно встретить термины *(linear) collision stopping power, electronic stopping power* (для тяжелых заряженных частиц) и просто *ionisation loss* с обозначениями $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}}$, S_{col} , S_c , $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e$.

Размерность и наиболее употребительные единицы измерения удельных ионизационных потерь энергии – $[E]/[l]$ (энергия/длина) и МэВ/см (кэВ/мкм) соответственно.

Удельные ионизационные потери – одна из составляющих *тормозной способности вещества*. Этот вклад становится доминирующим в области средних энергий падающих частиц, когда составляющей полных удельных потерь от упругих рассеяний уже можно пренебречь, а вклад *радиационного торможения* еще незначителен.

Общая формула для вычисления удельных ионизационных потерь для частицы с энергией T имеет вид:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = n \sum (\varepsilon_n - \varepsilon_0) \sigma_n(T).$$

Здесь $\sigma_n(T)$ – сечение неупругого рассеяния частицы с энергией T , когда атом переходит в некоторое состояние с энергией $\varepsilon_n > \varepsilon_0$, n – концентрация атомов в веществе. Суммирование проводится по всем состояниям ε_n дискретного спектра (при возбуждении атома) и интегрирование по всем состояниям непрерывного спектра (при ионизации атома).

Столкновительная тормозная способность вещества

Collision stopping power, Linear collision stopping power

Средние столкновительные потери энергии на единичном участке пути заряженной частицы в веществе.

Столкновительная тормозная способность вещества обозначается как $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col}$, S_{col} , S_c . Размерность и наиболее употребительные единицы измерения – $[E]/[l]$ (энергия/длина) и МэВ/см (кэВ/мкм) соответственно.

Поскольку *столкновительные потери энергии* для *легких* заряженных частиц в значительной степени обусловлены *ионизационным торможением*, под термином *столкновительная тормозная способность вещества* или *collision stopping power* часто подразумевают (особенно в англоязычной литературе) *удельные ионизационные потери энергии*. Более того, иногда *collision stopping power* определяется как средние потери энергии на единичном участке пути заряженной частицы в веществе на возбуждение и ионизацию. Указанные нюансы использования терминов касаются и *тяжелых заряженных частиц*.

Электронная часть тормозной способности вещества

Electronic stopping power

Усредненная электронная часть потерь энергии тяжелой заряженной частицы на единичном участке ее пути в веществе.

Электронная часть тормозной способности вещества или *electronic stopping power* обозначается как $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e$, S_e . Размерность и наиболее употребительные единицы измерения – $[E]/[l]$ (энергия/длина) и МэВ/см (кэВ/мкм) соответственно.

Поскольку электронная часть потерь энергии заряженной частицы в веществе в значительной степени обусловлена ее ионизационным торможением, под термином электронная часть тормозной способности вещества или *electronic stopping power* часто подразумевают (особенно в англоязычной литературе) *удельные ионизационные потери энергии*. А потому для тяжелых заряженных частиц термин *electronic stopping power* иногда используют как синоним термина *удельные ионизационные потери*.

Ядерная часть тормозной способности вещества

Nuclear stopping power

Усредненная ядерная часть потерь энергии тяжелой заряженной частицы на единичном участке ее пути в веществе.

Ядерная часть тормозной способности вещества или *nuclear stopping power* обозначается как $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{nucl}$, S_{nucl} , S_n . Размерность и наиболее употребительные единицы измерения — $[E]/[l]$ (энергия/длина) и МэВ/см (кэВ/мкм) соответственно.

Расчеты рассматриваемых удельных потерь проводятся с помощью различных моделей атома и потенциала его взаимодействия с падающей заряженной частицей.

Определяющий вклад в тормозную способность вещества упругие рассеяния вносят в области низких энергий падающих частиц (например, для протонов это энергии до сотен эВ). При переходе в область средних энергий отношение *электронной части тормозной способности* (*electronic stopping power*) к ее *ядерной части* составляет величину порядка $m_p/m_e \sim 2000$ и более (m_p , m_e — массы протона и электрона соответственно). Поэтому в этой области энергий и выше торможением частиц за счет упругих рассеяний на атомах пренебрегают.

Массовые удельные ионизационные потери энергии

Удельные ионизационные потери энергии заряженной частицы в веществе, отнесенные к плотности этого вещества.

Средние ионизационные потери энергии заряженной частицы в веществе на единицу его массовой толщины вдоль траектории частицы.

Массовые удельные ионизационные потери энергии наиболее часто обозначаются как $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$.

В виду различных вариаций использования терминов *электронная часть тормозной способности вещества* (*electronic stopping power*) и *столкновительная тормозная способность вещества* (*collision stopping power*) довольно часто, особенно в англоязычной литературе, *массовые удельные ионизационные потери* подразумеваются под наименованиями и обозначениями, соответственно, *mass electronic stopping power*, $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_e$ (для *тяжелых* заряженных частиц) и *mass collision stopping power*, $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{col}, \frac{S_{col}}{\rho}$.

Массовые удельные ионизационные потери энергии чаще всего измеряются в МэВ/(г/см²).

Слабо зависящие от характеристик среды, *массовые удельные ионизационные потери* используются для сравнения и анализа ионизационного торможения одного типа частиц в разных средах.

**Массовая столкновительная тормозная способность вещества,
Удельная столкновительная тормозная способность вещества**
Mass collision stopping power

Столкновительная тормозная способность вещества, отнесенная к плотности этого вещества.

Средние столкновительные потери энергии заряженной частицы в веществе на единицу его массовой толщины вдоль траектории частицы.

Поскольку термины *столкновительные потери энергии заряженной частицы в веществе* и *столкновительная тормозная способность вещества* могут использоваться в значениях, соответственно, *ионизационных потерь энергии* и *удельных ионизационных потерь* (см. пояснения к указанным терминам), следует иметь в виду, что под термином *массовая (удельная) столкновительная тормозная способность вещества* (*mass collision stopping power*) могут подразумеваться просто *массовые удельные ионизационные потери энергии*.

Массовая (удельная) толкновительная тормозная способность вещества или *mass collision stopping power* обозначается как $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{col}$, $\frac{S_{col}}{\rho}$, $\frac{S_c}{\rho}$ и чаще всего измеряется в МэВ/(г/см²).

**Массовая электронная часть тормозной способности вещества,
Удельная электронная часть тормозной способности вещества**
Mass electronic stopping power

Электронная часть тормозной способности вещества, отнесенная к плотности этого вещества.

Усредненная электронная часть потерь энергии тяжелой заряженной частицы в веществе на единицу его массовой толщины вдоль траектории частицы.

Поскольку под термином *электронная часть тормозной способности вещества* (*electronic stopping power*) зачастую, особенно в англоязычной литературе, подразумеваются *удельные ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в веществе* (см. пояснения к терминам *электронная часть потерь энергии* и *электронная часть тормозной способности вещества*), следует иметь в виду, что термин *массовая (удельная) электронная часть тормозной способности вещества* (*mass electronic stopping power*) может использоваться и для наименования *массовых удельных ионизационных потерь энергии*.

Массовая (удельная) электронная часть тормозной способности вещества или *mass electronic stopping power* обозначается как $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_e$, $\frac{S_e}{\rho}$ и чаще всего измеряется в МэВ/(г/см²).

Массовая ядерная часть тормозной способности вещества, Удельная ядерная часть тормозной способности вещества

Mass nuclear stopping power

Ядерная часть тормозной способности вещества, отнесенная к плотности этого вещества.

Усредненная ядерная часть потерь энергии тяжелой заряженной частицы в веществе на единицу его массовой толщины вдоль траектории частицы.

Массовая (удельная) ядерная часть тормозной способности вещества или *mass nuclear stopping power* обозначается как $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{nuc}$ или $\frac{S_{nuc}}{\rho}$, $\frac{S_n}{\rho}$ и чаще всего измеряется в МэВ/(г/см²).

Приближение быстрого пролета, Приближение кратковременного удара

Приближение невозмущенных траекторий движения взаимодействующих частиц.

В простейшем варианте классической теории ионизационного торможения приближение быстрого пролета используется при расчете импульса, переданного частице мишени пролетающей *быстрой частицей*. Пренебрегается смещением положения частицы среды и искривлением траектории пролетающего заряда в процессе столкновения.

Приближение быстрого пролета применимо тогда, когда смещение первоначально покоящейся частицы мишени за характерное время столкновения ($t_c \sim b/v$, где b – *прицельный параметр*, v – скорость падающей частицы) мало по сравнению с *прицельным расстоянием*.

Классическая теория ионизационного торможения

Теория ионизационного торможения заряженных частиц в веществе, в рамках которой движение падающих частиц и частиц мишени подчиняется классическим законам движения точечных частиц.

Простейшие варианты классической теории ионизационного торможения рассматривают рассеяние падающей частицы на свободных, первоначально покоящихся атомных частицах среды либо в *приближении быстрого пролета*, либо в рамках строгой теории кулоновского рассеяния. Эти подходы дают верный явный вид *предлогарифмического множителя* в выражении для *удельных ионизационных потерь энергии быстрой тяжелой* заряженной частицы. Расходимость *кулоновского логарифма* на верхнем пределе интегрирования по *прицельному параметру* или на нижнем пределе интегрирования по переданному импульсу возникает вследствие слабого убывания силы электростатического взаимодействия с расстоянием. На достаточно большом расстоянии от падающей частицы взаимодействие, связывающее электроны среды в атомы, будет меньше, чем их взаимодействие с пролетающей частицей (поэтому электроны нельзя рассматривать как свободные).

Боровский вариант классической теории ионизационного торможения основан на рассмотрении единичного акта столкновения заряженной частицы со связанным электроном, находящемся в потенциале гармонического осциллятора с некоторой собственной частотой. Соответствующее выражение для *тормозной способности вещества* называется *формулой Бора*.

Формула Бора

Borh formula

Формула для удельных потерь энергии заряженной частицы при ее рассеянии на связанных электронах среды, каждый из которых находится в потенциале гармонического осциллятора с некоторой собственной частотой

Полученная в рамках *формализма парных столкновений*, формула Бора основана на рассмотрении единичного акта столкновения заряженной частицы со связанным электроном, находящемся в потенциале гармонического осциллятора с некоторой собственной частотой. Центр каждого осциллятора фиксирован в пространстве (т.е. ассоциирован с тяжелым неподвижным ядром атома среды), а электрон до столкновения покоится относительно этого центра, имея нулевую начальную энергию.

В нерелятивистском приближении формула Бора для *тяжелых* заряженных частиц с $v \gg \left(\frac{|z|e^2\omega}{m_e} \right)^{1/3}$ имеет следующий вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \ln \left(C_B \frac{m_e v^3}{|z|e^2\omega} \right),$$

где ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), v – ее скорость, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов среды, ω – частота электронного осциллятора, константа $C_B = 2/\exp(\gamma_E) = 1.1229\dots$, $\gamma_E = 0.5772\dots$ – постоянная Эйлера.

Для релятивистских скоростей налетающей *тяжелой* частицы формула Бора выглядит следующим образом:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \left[\ln \left(C_B \frac{m_e v^3}{|z|e^2\omega} \gamma^2 \right) - \frac{1}{2} \beta^2 \right],$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ – Лоренц-фактор.

Нерелятивистская формула Бора является низкоэнергетической асимптотикой *формулы Блоха*. Соответствие указанных формул устанавливается при $|z|e^2/\hbar v \gg 1$ и предварительной квантовой модификацией формулы Бора. Частота осциллятора ω рассматривается как частота квантового осциллятора, ассоциируемого с атомом, и заменяется на так называемую среднюю атомную частоту $\langle \omega \rangle$, определяющую *средний ионизационный потенциал атома* $\bar{I}$, $\bar{I} = \hbar \langle \omega \rangle$.

Формула Бете

Bethe formula, Bethe equation

Формула для удельных ионизационных потерь энергии быстрой тяжелой заряженной частицы при описании ее рассеяния на покоящихся атомах среды в рамках формализма парных столкновений в первом борновском приближении.

В общем релятивистском случае формула Бете для *быстрой тяжелой* заряженной частицы с $|z|e^2/\hbar v \ll 1$ имеет следующий вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} n_e \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\bar{I}} \right) - \beta^2 \right],$$

где ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), v – ее скорость, параметр $\beta = v/c$, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, m_e – масса электрона, $\bar{I}$ – *средний ионизационный потенциал атомов* среды, $n_e = Z\rho \frac{N_A}{M_A}$ – концентрация электронов среды, Z – зарядовое число ядер среды, ρ – ее плотность, N_A – число Авогадро, M_A – молярная масса вещества.

Формула Бете удовлетворительно (с точностью до нескольких процентов) описывает торможение *быстрых тяжелых* заряженных частиц с $0.1 \lesssim \beta\gamma < 10^{x_0}$, где x_0 – параметр расчета *поправки на эффект плотности*. Для пионов, например, указанный диапазон соответствует кинетическим энергиям от нескольких сотен кэВ до $100 \div 200$ МэВ, а для протонов – от нескольких МэВ до $1 \div 2$ ГэВ. С ростом массы частицы область применимости формулы Бете для описания удельных потерь смещается в сторону более высоких энергий.

Формула Бете является асимптотическим пределом более общей *формулы Блоха* при $|z|e^2/\hbar v \rightarrow 0$. Для малых значений величины $|z|e^2/\hbar v$ *поправка Блоха* мала, а при $\beta\gamma \gtrsim 0.1$ ею можно пренебречь. По этой причине формула Бете иногда также называется *формулой Бете-Блоха*.

Формула для удельных ионизационных потерь энергии быстрой тяжелой заряженной частицы средних и релятивистских энергий.

Формула Бете имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} n_e \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right],$$

где $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$ – максимальная энергия, переданная падающей частицей с массой M свободному электрону среды, $\delta/2$ – поправка на эффект плотности.

Формула Бете с точностью до нескольких процентов описывает торможение *быстрых тяжелых* заряженных частиц с $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$. Иногда указанный диапазон называется Бете-диапазоном (Bethe region). Значение $\beta\gamma \sim 0.1$ соответствует скорости налетающей частицы, сравнимой со средней скоростью атомных электронов среды. При $\beta\gamma \sim 1000$ заметную роль начинают играть радиационные эффекты. Для протонов, например, использование формулы Бете для расчета тормозной способности вещества ограничено кинетическими энергиями от нескольких МэВ до сотен ГэВ.

Основная зависимость удельных потерь от массы падающей частицы заложена в $W_{\max}$ и проявляется при релятивистских энергиях. Однако для большинства практических случаев этой зависимостью пренебрегают.

Массовые удельные потери слабо зависят от характеристик среды. Согласно формуле Бете зависимость *массовых удельных потерь* от плотности вещества содержится в поправке на эффект плотности, а зависимость от Z ядер вещества проявляется себя через отношение Z/M_A и средний ионизационный потенциал $\bar{I}$. По этой причине поведение величины $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)$ при изменении скорости падающей частицы имеет общие закономерности, практически не зависящие от вида вещества.

В начале диапазона изменения $\beta\gamma$ области применимости формулы Бете *удельная (массовая) тормозная способность вещества* с ростом β падает как $1/\beta^\alpha$, где $\alpha \approx 1.7 - 1.5$ и достигает широкого максимума для $\beta\gamma = 3.8 \div 3.0$ при изменении Z от 6 до 82. Причем с ростом Z величина массовых удельных потерь уменьшается. Далее с ростом β удельная тормозная способность растет. Это происходит как за счет изменения электромагнитного поля релятивистской частицы, так и за счет зависимости максимальной энергии отдачи электрона при рассеянии на нем падающей частицы от β и γ . Оба этих фактора в массовых удельных потерях описываются аргументом логарифмической функции, пропорциональным, соответственно, $\beta^2 \gamma^2$ и $\beta^2 \gamma$. Логарифмический рост удельной тормозной способности вещества ограничивает *эффект плотности*, учет которого дается поправкой $-\delta(\beta\gamma)/2$.

Формула Блоха

Bloch formula

Формула для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы в рамках формализма парных столкновений с учетом возмущений состояний атомных электронов падающей частицей.

Формула Блоха основана на квазиклассическом рассмотрении столкновения частиц и учете возмущений волновых функций атомных электронов пролетающей частицей.

В общем релятивистском случае формула Блоха имеет следующий вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} n_e \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\bar{I}} - \beta^2 + \Delta L_{\text{Bloch}}(\alpha_v) \right],$$

где ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), v – ее скорость, параметр $\beta = v/c$, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов среды, $\bar{I}$ – *средний ионизационный потенциал атомов среды*, $\Delta L_{\text{Bloch}}(\alpha_v)$ – *поправка Блоха*.

Поправка Блоха $\Delta L_{\text{Bloch}}(\alpha_v) = \psi(1) - \text{Re}\psi(1 + i\alpha_v)$, где функция $\psi(x)$ представляет собой логарифмическую производную гамма-функции $\Gamma(x)$: $\psi(x) = d \ln \Gamma(x)/dx$, а безразмерный параметр $\alpha_v = |z|e^2/\hbar v$.

Для частиц с $\alpha_v \ll 1$ ведущий член в поправке Блоха пропорционален квадрату параметра α_v : $\Delta L_{\text{Bloch}} \simeq -1.202\alpha_v^2$. В пределе $\alpha_v \rightarrow 0$ формула Блоха переходит в *формулу Бете*.

Для частиц с $\alpha_v \gg 1$ блоховская поправка $\Delta L_{\text{Bloch}} \approx -0.577 - \ln \alpha_v$. В этом случае формула Блоха переходит в классическую *формулу Бора*, модифицированную для случая реальных атомов (см. пояснения к *Формуле Бора*).

Поправка Блоха корректирует *формулу Бете* вне рамок применимости первого борновского приближения, т.е. для частиц с $\beta\gamma \lesssim 0.1$.

Формула для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы

Stopping power formula for heavy charged particle, Electronic stopping power formula

Формула для удельных ионизационных потерь энергии тяжелых заряженных частиц средних и релятивистских энергий.

Формула для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы имеет следующий вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} n_e \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C}{Z} + zL_1 + z^2 L_2 \right].$$

Здесь ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), v – ее скорость, $\beta = v/c$, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов среды, $\bar{I}$ – средний ионизационный потенциал атомов среды. Величина $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$ – максимальная энергия, переданная падающей частицей с массой M свободному электрону среды.

Поправка на эффект плотности $\delta/2$ учитывает экранировку поля быстрой пролетающей частицы на далекие от нее атомы среды вследствие поляризации атомов вдоль траектории частицы. Поправка на эффект плотности ограничивает рост удельных ионизационных потерь энергии частицы с увеличением ее энергии в релятивистской области.

Вклад C/Z , где Z – зарядовое число ядер среды, есть так называемая *оболочечная поправка*. Она учитывает связь электронов в атомах и потому служит уточнением формулы Бете для частиц, скорости которых сравнимых со скоростями электронов внутренних оболочек атомов среды. Зависящая от различных параметров, величина C представляет собой сумму вкладов по всем оболочкам: $C = \sum_{i=K,L,\dots} C_i$.

Поправка zL_1 называется *поправкой Баркаса*. Она определяет зависимость удельных ионизационных потерь от знака электрического заряда налетающей частицы и, таким образом, описывает различие в ионизационном торможении заряженных частиц и их античастиц. Величина поправки пропорциональна первой степени заряда падающей частицы (а соответствующая тормозная способность – третьей степени) и растет с уменьшением ее энергии.

Поправка Блоха $z^2 L_2$ учитывает возмущения состояний атомных электронов пролетающей заряженной частицей. Для $\beta\gamma > 0.05$ величина поправки пропорциональна второй степени заряда падающей частицы (соответствующая тормозная способность зависит от z как z^4) и растет с уменьшением ее скорости как $1/\beta^2$.

Приведенная формула для удельных ионизационных потерь с точностью до нескольких процентов описывает торможение тяжелых заряженных частиц с $0.05 < \beta\gamma \lesssim 1000$. Для легких ядер, например, указанный интервал ориентировочно соответствует энергиям от нескольких МэВ до нескольких ТэВ.

Для тяжелых частиц с $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ расчеты *тормозной способности* достаточно проводить с помощью *формулы Бете с поправкой на эффект плотности*. Для частиц с $0.1 \lesssim \beta\gamma < 10^{x_0}$, где x_0 – параметр расчета поправки на эффект плотности с хорошей точностью работает простая формула Бете без учета *эффекта плотности*. Для протонов, например, это энергии вплоть до 1 – 2 ГэВ.

Коэффициент торможения, Кулоновский логарифм, Ионизационный логарифм, Логарифмический фактор

Stopping number, Stopping logarithm

Безразмерный множитель в выражении для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы, отделяющий основную их зависимость от характеристик среды и падающей частицы при нерелятивистских энергиях.

Коэффициент торможения обозначается буквой L и входит в формулу для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы следующим образом

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \frac{1}{\beta^2} n_e L.$$

Здесь ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), v – ее скорость, параметр $\beta = v/c$, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов среды.

Для частиц средних и умеренно релятивистских энергий коэффициент торможения представляют в виде суммы основного и поправочного членов:

$$L = L_0 + \Delta L.$$

Первое слагаемое

$$L_0 = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2},$$

где $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$ – максимальная энергия, переданная падающей частицей с массой M свободному электрону среды, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\bar{I}$ – средний ионизационный потенциал атомов среды, $\delta/2$ – поправка на эффект плотности.

Удельные ионизационные потери с $L = L_0$ называют *формулой Бете*. Она описывает торможение *быстрых тяжелых* заряженных частиц с $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$.

Поправка ΔL корректирует *формулу Бете* в области средних энергий, а именно для $\beta\gamma \lesssim 0.1$. Для частиц с $0.05 \lesssim \beta\gamma \lesssim 0.1$ тормозная способность вещества с хорошей точностью (в несколько процентов) описывается формулой для удельных ионизационных потерь с

$$\Delta L = -\frac{C}{Z} + zL_1 + z^2L_2.$$

Вклад $-C/Z$, где Z – зарядовое число ядер среды, есть так называемая *оболочечная поправка*. Она учитывает связь электронов в атомах и потому служит уточнением формулы Бете для частиц, скорости которых сравнимы со скоростями электронов внутренних оболочек атомов среды. Зависящая от различных параметров, величина C представляет собой сумму вкладов по всем оболочкам: $C = \sum_{i=K,L,\dots} C_i$. Иногда

эту поправку вносят в L_0 . Тогда оставшаяся часть ΔL соответствует рассмотрению столкновений за рамками применимости первого борновского приближения.

Поправка zL_1 называется *поправкой Баркаса*. Она определяет зависимость удельных ионизационных потерь от знака электрического заряда налетающей частицы и, таким образом, описывает различие в ионизационном торможении заряженных частиц и их античастиц. Величина поправки пропорциональна первой степени заряда падающей частицы (а соответствующая тормозная способность – третьей степени) и растет с уменьшением ее энергии.

Поправка Блоха z^2L_2 учитывает возмущения состояний атомных электронов пролетающей заряженной частицей. Для $\beta\gamma > 0.05$ величина поправки пропорциональна второй степени заряда падающей частицы (соответствующая тормозная способность зависит от z как z^4) и растет с уменьшением ее скорости как $1/\beta^2$.

Средний ионизационный потенциал атома, Средняя энергия ионизации атома, Средняя энергия возбуждения атома

Mean excitation energy, I -value, Mean excitation potential

Величина, натуральный логарифм которой есть усредненный по силам осцилляторов дипольных атомных переходов натуральный логарифм от соответствующей этим переходам энергии возбуждения атома.

Средний ионизационный потенциал обозначается либо просто буквой I , либо буквой $\bar{I}$ с горизонтальной чертой сверху:

Средний ионизационный потенциал атома определен соотношением:

$$\ln \bar{I} = \sum_n f_n \ln \varepsilon_n / \sum_n f_n,$$

где ε_n – энергия возбуждения атома, f_n – сила осциллятора соответствующего дипольного перехода. Знак $\sum_n$ означает суммирование по состояниям дискретного спектра и интегрирование по состояниям непрерывного спектра с использованием вместо f_n дифференциальной функции распределения сил осцилляторов по энергии. Согласно правилу сумм Томаса-Райхе-Куна $\sum_n f_n = Z$ – порядковому номеру элемента.

Полученный в рамках дипольного приближения для вероятностей атомных переходов и определенный через их силы осцилляторов, средний ионизационный потенциал – основной параметр *формулы Бете* (или формулы Бете-Блоха) и *формулы Блоха*.

Для конденсированных сред понятие *силы осциллятора атомного перехода* обобщают на всю совокупность атомов рассматриваемой системы. При этом, однако, средний ионизационный потенциал атома для таких сред часто определяют через их функцию диэлектрической проницаемости (dielectric-response function) $\varepsilon(\omega)$:

$$\ln \bar{I} = \frac{2}{\pi \omega_p^2} \int_0^\infty d\omega \omega \operatorname{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon(\omega)} \right) \ln(\hbar \omega).$$

Здесь ω_p – частота плазменных колебаний среды. Соответствующая ей плазменная энергия

$$\hbar \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi \hbar^2 e^2 n_e}{m_e}},$$

где e – заряд электрона, m_e – его масса, n_e – концентрация электронов среды.

Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости выражаются через действительную и мнимую части показателя преломления среды.

Существует ряд теоретических моделей и подходов вычисления среднего ионизационного потенциала. Удовлетворительно согласуясь с экспериментальными данными для некоторого своего диапазона изменений Z , ни один из этих подходов не может рассматриваться как некая общая модель расчета $\bar{I}$ с необходимой для практики точностью. В этой связи особое значение приобретают полуфеноменологические модели, в основу которых, наряду с определенными теоретическими представлениями, положены результаты экспериментальных измерений тех или иных требуемых физических величин. Помимо детальных представлений о природе среднего ионизационного потенциала, а также понимания результатов его измерений, феноменологические и полуфеноменологические модели дают удобные формулы для оценок и приближенных расчетов величины $\bar{I}$.

Исторически первой такой полуэмпирической формулой была простая формула $\bar{I} = 10 \cdot Z$ эВ, полученная Блохом в рамках модели Томаса-Ферми.

Одной из более точных считается формула

$$\bar{I} = \begin{cases} 13.6 \cdot Z \text{ (эВ)}, & Z < 12, \\ (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}) \cdot Z \text{ (эВ)}, & Z \geq 12. \end{cases}$$

В литературе встречается и другой вариант эмпирического соотношения:

$$\bar{I} = \begin{cases} 11.2 + 11.7 \cdot Z \text{ (эВ)}, & Z \leq 13, \\ 52.8 + 8.71 \cdot Z \text{ (эВ)}, & Z > 13. \end{cases}$$

Для веществ сложного атомно-молекулярного состава оценку средней энергии возбуждения, приходящейся на один атом, выполняют по следующей формуле

$$\ln \bar{I} = \frac{\sum_i w_i \frac{Z_i}{A_i} \ln \bar{I}_i}{\sum_i w_i \frac{Z_i}{A_i}}.$$

Здесь w_i – массовая доля химического элемента с порядковым номером Z_i и массовым числом A_i , $\bar{I}_i$ – средняя энергия ионизации соответствующего атома.

Использование приближенных или даже оценочных значений среднего ионизационного потенциала для расчета *удельных ионизационных потерь энергии* допустимо в виду логарифмической зависимости последних от $\bar{I}$.

Экспериментальные методы нахождения средней энергии ионизации основаны на измерениях абсолютной и относительной *тормозной способности вещества*, а также *пробегах частиц*.

Обширные сведения о средних ионизационных потенциалах различных элементов и их соединений собраны в многочисленных таблицах и базах данных (например, базы данных PSTAR и ASTAR на physics.nist.gov).

Сила осциллятора атомного перехода

Atom oscillator strength

Отношение вероятности перехода атома между состояниями его дискретного спектра к коэффициенту затухания классического осциллятора с частотой колебаний, равной частоте излучения атома рассматриваемого перехода.

Сила осциллятора дипольного атомного перехода

Optical dipole oscillator strength

Отношение вероятности дипольного перехода атома между состояниями его дискретного спектра к коэффициенту затухания классического осциллятора с частотой колебаний, равной частоте излучения атома рассматриваемого перехода.

Сила осциллятора дипольного перехода атома из некоторого состояния i в состояние k

$$f_{ki} = \frac{2m_e}{(e\hbar)^2}(E_k - E_i)|(d_x)_{ki}|^2,$$

где e и m_e – заряд и масса электрона, E_i и E_k – энергии состояний атома i и k соответственно, $d_x = e \sum_{a=1}^Z x_a$ – x -компонента оператора дипольного момента атома (суммирование производится по всем электронам атома), $(d_x)_{ki}$ – матричные элементы оператора d_x по рассматриваемым состояниям атома.

Эффект плотности

Density effect

Влияние поляризации атомов вещества пролетающей быстрой заряженной частицей вдоль ее траектории на его тормозную способность.

Движущаяся в веществе заряженная частица изменяет распределение электронов в нем – поляризует вещество. Происходящая за счет этого экранировка влияния поля пролетающей частицы на далекие от нее атомы среды приводит к изменению тормозной способности вещества особенно при высоких, ультрарелятивистских, энергиях частицы (при которых имеет место заметное возрастание поперечной компоненты напряженности электрического поля движущегося заряда).

Учет поляризации среды и ею обусловленной экранировки поля пролетающей частицы в *удельных ионизационных потерях* приводит к появлению соответствующей поправки – *поправки на эффект плотности*. Она зависит от плотности среды нелинейным образом, а потому определяет зависимость *массовых удельных ионизационных потерь* от плотности вещества. Последнее и объясняет наименование описываемого эффекта.

Поляризация среды ослабляет действие электрического поля частицы на атомные электроны, и энергия, передаваемая им от частицы, а следовательно, и тормозная способность вещества уменьшаются.

Поправка на эффект плотности

Density effect correction

Поправка в коэффициент торможения тяжелой заряженной частицы за счет эффекта плотности.

Величина поправки рассчитывается методами макроскопической электродинамики введением модельного дисперсионного соотношения для диэлектрической проницаемости среды.

Поправка на эффект плотности обозначается как $\delta/2$ или δ (входит в коэффициент торможения с обратным знаком) и для наиболее важного случая высоких энергий

может быть выражена через так называемую частоту плазменных колебаний среды ω_p :

$$\frac{\delta}{2} = \ln(\beta\gamma) - \ln \frac{\bar{I}}{\hbar\omega_p} - \frac{1}{2},$$

где $\beta = v/c$, v – скорость падающей частицы, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\bar{I}$ – *средний ионизационный потенциал атомов* среды. Частота плазменных колебаний $\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi n_e r_e^3 m_e c^2 / \alpha_e} = 28.816 \sqrt{\rho Z/A}$ эВ, где α_e – постоянная тонкой структуры, r_e – радиус электрона, m_e – его масса, n_e – концентрация электронов в веществе, ρ – плотность вещества, Z и A – зарядовое и массовое числа ядер среды.

Эффект плотности ограничивает рост *удельных ионизационных потерь энергии* частицы с увеличением ее энергии в релятивистской области. В газах этот эффект невелик, и логарифмический рост удельных ионизационных потерь с ростом энергии частицы наблюдается вплоть до очень высоких энергий. В твердых телах и жидкостях, где концентрация электронов велика, *эффект плотности* выражен сильнее. Кривая удельных ионизационных потерь в конденсированных средах, достигнув минимума, приблизительно при кинетической энергии падающей частицы порядка ее энергии покоя, далее поднимается незначительно, практически выходя на плато. При очень высоких энергиях зависимость *массовых удельных ионизационных потерь* от характеристик среды определяет только частота плазменных колебаний. А потому учет поляризации среды пролетающей частицей приводит к зависимости массовых удельных ионизационных потерь от плотности среды.

Обычно поправка на эффект плотности рассчитывается с использованием параметризации Штернхаймера:

$$\delta = \begin{cases} 2(\ln 10)x - \bar{C}, & \text{если } x \geq x_1; \\ 2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k, & \text{если } x_0 \leq x < x_1; \\ 0, & \text{если } x < x_0 \text{ (не проводники);} \\ \delta_0 10^{2(x-x_0)}, & \text{если } x < x_0 \text{ (проводники).} \end{cases}$$

Здесь $x = \log_{10}(\beta\gamma)$, константа $\bar{C}$ находится по известной высокоэнергетической асимптотике. Остальные параметры подбираются исходя из наилучшего соответствия с расчетами для импульсов ниже Mse^{x_1} , где M – масса падающей частицы.

Для непроводящих сред поправка на эффект плотности отсутствует вплоть до $\beta\gamma = 10^{x_0}$. В случае пионов, например, это соответствует энергиям 100 – 200 МэВ, а для протонов – 1 – 2 ГэВ.

Величины параметризации Штернхаймера для большинства элементов и почти 200 соединений и смесей в представляющих интерес диапазонах энергий рассчитаны

и опубликованы. Разработаны также алгоритмы нахождения коэффициентов параметризации для нетабулированных материалов.

В специальной литературе можно встретить следующую вариацию параметризации Штернхаймера:

$$\delta = \begin{cases} 4.606x + C, & x > x_1; \\ 4.606x + C + a(x_1 - x)^3, & x_0 < x < x_1; \\ 0, & x < x_0, \end{cases}$$

где все параметры заданы в замкнутой аналитической форме.

Параметры C и a определяются следующими соотношениями:

$$C = -2 \ln \left(\frac{\bar{I}}{28.8} \sqrt{\frac{A}{\rho Z}} \right) - 1, \quad a = \frac{|C| - 4.606x_0}{(x_1 - x_0)^3},$$

где A – массовое число ядер среды, ρ – плотность среды в г/см², $\bar{I}$ – средняя энергия ионизации атомов, выраженная в эВ.

Величина x_1 находится из условий:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= 2 && \text{при } \bar{I} < 100 \text{ эВ;} \\ x_1 &= 3 && \text{при } \bar{I} \geq 100 \text{ эВ;} \end{aligned} \right\} \text{Твердые и жидкие вещества}$$

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= 4 && \text{при } |C| < 12.25; \\ x_1 &= 5 && \text{при } |C| \geq 12.25. \end{aligned} \right\} \text{Газы при нормальных условиях}$$

Значения x_0 определяются из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} a) \bar{I} < 100 \text{ эВ.} \\ &\left. \begin{aligned} x_0 &= 0.2 && \text{при } |C| < 3.681; \\ x_0 &= 0.326|C| - 1 && \text{при } |C| \geq 3.681; \end{aligned} \right\} \text{Твердые и жидкие вещества} \\ a) \bar{I} \geq 100 \text{ эВ.} \\ &\left. \begin{aligned} x_0 &= 0.2 && \text{при } |C| < 5.215; \\ x_0 &= 0.326|C| - 1.5 && \text{при } |C| \geq 5.215; \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= 1.6 && \text{при } |C| < 10; \\ x_0 &= 1.7 && \text{при } 10 \leq |C| < 10.5; \\ x_0 &= 1.8 && \text{при } 10.5 \leq |C| < 11; \\ x_0 &= 1.9 && \text{при } 11 \leq |C| < 11.5; \\ x_0 &= 2.0 && \text{при } |C| < 13.804; \\ x_0 &= 0.326|C| && \text{при } |C| \geq 13.804. \end{aligned} \right\} \text{Газы при нормальных условиях}$$

Оболочечная поправка

Shell correction

Поправка в коэффициент торможения тяжелой заряженной частицы, учитывающая связь электронов в атоме.

Скорости электронов атомов быстро увеличиваются с ростом порядкового номера Z элемента. Например, для самых внутренних электронов K -оболочки эта скорость $v \sim cZ/137$, т.е. для тяжелых элементов может оказаться весьма близкой к скорости света. Это обстоятельство нарушает исходное предположение о малости скорости атомных электронов по сравнению со скоростью пролетающей частицы, рамками которого и ограничена применимость *формулы Бете*. Для учета неэффективности ионизации внутренних оболочек атома в *коэффициент торможения*, соответствующий формуле Бете, вводятся дополнительные поправочные слагаемые, называемые оболочечными поправками. Все они в совокупности обозначаются как ΔL_{shell} и называются оболочечной поправкой.

Оболочечная поправка имеет вид $\Delta L_{\text{shell}} = -C/Z$. Сложная функция различных параметров, величина C представляет собой сумму вкладов от учета связи электронов на K -, L - и т.д. оболочках: $C = \sum_{i=K,L,\dots} C_i$. Примечательно при этом, что оболочечные поправки не зависят от заряда падающей частицы. Величина всей поправки главным образом определяется первым слагаемым, т.е. поправкой для K -оболочки, которую обычно и учитывают.

Значения C_i вычислены и табулированы для большого числа элементов. Как правило, эти расчеты основаны на полуэмпирических формулах Бичсела (Bichsel's shell corrections), либо же используется "скорректированная" оболочечная поправка.

В представленной выше записи оболочечная поправка годится для корректировки *удельных ионизационных потерь энергии* частиц невысоких (нерелятивистских) скоростей, сравнимых со скоростями электронов внутренних оболочек. Речь идет о частицах средних энергий с $\beta\gamma \lesssim 0.1$ ($\beta = v/c$, v – скорость падающей частицы, Лоренц-фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$). Так, например, вклад оболочечной поправки для протонов с энергией 30 МэВ, движущихся в алюминии, составляет 0.6%. При уменьшении энергии протонов величина поправки увеличивается, достигая 9.9% при энергии 0.3 МэВ.

Для атомов тяжелых элементов, где электроны внутренних оболочек имеют релятивистские скорости, вводят дополнительное слагаемое в оболочечную поправку – так называемую поправку Люна (Leung).

Для оценки величины оболочечной поправки в практических расчетах можно использовать следующую эмпирическую формулу для компоненты C_K :

$$C_K = qt \exp(-rt),$$

где

$$\begin{aligned} q &= 9.67 - 17.3p + 11p^2; \\ p &= 0.6354 + 6.9 \cdot 10^{-3}Z - 4.8 \cdot 10^{-5}Z^2; \\ r &= 3.869 - 6.775p + 4.05p^2; \\ t &= 0.024975(Z - 0.3)^2/T. \end{aligned}$$

Кинетическая энергия падающей частицы T выражена в МэВ.

Эффект Баркаса, Эффект Баркаса-Андерсена

Barkas effect, Barkas-Andersen effect

Различие в ионизационном торможении заряженных частиц и их античастиц.

Эффект Баркаса был впервые отмечен как различие *тормозной способности вещества* для положительно и отрицательно заряженных пионов. Более детальные исследования были проведены позже с антипротонами в CERN.

Природа эффекта Баркаса заключается в поляризации атома при взаимодействии с ним налетающей частицы низкой энергии.

Поправка Баркаса

Barkas correction

Поправка в коэффициент торможения тяжелой заряженной частицы на эффекта Баркаса.

Учет различия в ионизационном торможении заряженных частиц и их анти-частиц приводит к появлению в выражении для *удельных ионизационных потерь* нечетных по степеням заряда падающей частицы членов. В наинизшем порядке теории возмущений соответствующий *эффекту Баркаса* вклад пропорционален третьей степени z . По этой причине поправка Баркаса иногда называется z^3 -поправкой.

Поправка Баркаса обозначается как ΔL_{Barkas} или zL_1 .

Общей, законченной теории эффекта Баркаса не существует. Поэтому для расчета соответствующей поправки в *коэффициент торможения* часто пользуются выражением, полученным в рамках полуклассического приближения с использованием модели гармонического осциллятора в пренебрежении близкими столкновениями. Это выражение представляется через некоторую "универсальную" функцию F :

$$\Delta L_{\text{Barkas}} = \frac{zZ\alpha_e^3}{\beta^3} F\left(\frac{b\alpha_e\sqrt{Z}}{\beta}\right),$$

где z и Z – зарядовые числа падающей частицы и ядра мишени соответственно, α_e – постоянная тонкой структуры, параметр $\beta = v/c$, v – скорость пролетающей частицы. Аргумент b функции F может выражен через параметры теории в соответствии с экспериментальными данными. Обычно его значение варьируется в пределах между 1 и 2.

Различные уточнения поправки в рамках квантово-механического рассмотрения приводят к подобным выше результатам.

Поправка Баркаса корректирует *формулу для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы* вне рамок применимости первого борновского приближения, т.е. для частиц с $\beta\gamma \lesssim 0.1$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – Лоренц-фактор). Причем с уменьшением энергии величина поправки растет. Так, например, для протонов, движущихся в алюминии, относительная величина поправки Баркаса составляет $L_1/L_0 < 0.1\%$ при энергии 30 МэВ (L_0 – *коэффициент торможения*, соответствующий *формуле Бете* с поправкой на *эффект плотности*) и увеличивается до 17% при уменьшении энергии до 0.3 МэВ.

Поправка Блоха

Bloch correction

Поправка в коэффициент торможения тяжелой заряженной частицы при учете возмущений состояний атомных электронов среды пролетающим зарядом.

Поправка Блоха обозначается как ΔL_{Bloch} , $z^2 L_2$ и прочее. Явный ее вид определяется с помощью логарифмической производной гамма-функции Γ :

$$\Delta L_{\text{Bloch}}(\alpha_v) = \psi(1) - \text{Re}\psi(1 + i\alpha_v),$$

где функция $\psi(x) = d \ln \Gamma(x)/dx$, а безразмерный параметр α_v включает в себя величину заряда падающей частицы $|z|e$ и ее скорость v : $\alpha_v = |z|e^2/\hbar v$.

Часто в блоховской поправке явно выделяют квадрат зарядового числа пролетающей частицы. Используя свойства гамма-функции, ΔL_{Bloch} представляют в виде следующего ряда:

$$\Delta L_{\text{Bloch}}(\alpha_v) = -\alpha_v^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{1}{n^2 + \alpha_v^2},$$

что позволяет записать поправку Блоха в виде $\Delta L_{\text{Bloch}} = z^2 L_2$.

Асимптотические разложения блоховской поправки даются выражениями

$$\Delta L_{\text{Bloch}} = \begin{cases} -\zeta(3)x^2 + \zeta(5)x^4 - \dots, & x \ll 1, \\ -\gamma_E - \ln x - \frac{1}{12x^2} - \dots, & x \gg 1, \end{cases}$$

где $\gamma_E = 0.5772\dots$ – постоянная Эйлера, $\zeta(n)$ – дзета-функция Римана, $\zeta(3) = 1.202$.

Для частиц с $\alpha_v \ll 1$ ведущий член в поправке Блоха пропорционален квадрату параметра α_v : $\Delta L_{\text{Bloch}} \simeq -1.202\alpha_v^2$. В пределе $\alpha_v \rightarrow 0$ блоховская поправка исчезает. Если $\alpha_v \gg 1$, блоховская поправка $\Delta L_{\text{Bloch}} \approx -0.577 - \ln \alpha_v$.

Поправка Блоха корректирует формулу для удельных ионизационных потерь энергии тяжелой заряженной частицы вне рамок применимости первого борновского приближения, т.е. для частиц с $\beta\gamma \lesssim 0.1$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – Лоренц-фактор).

Например, для протонов в алюминии величина $-L_2/L_0$ (L_0 – коэффициент торможения, соответствующий формуле Бете с поправкой на эффект плотности) составляет менее 0.3% при энергии 3.0 МэВ. С уменьшением энергии поправка Блоха растет и отношение $-L_2/L_0$ достигает 7% при энергии 0.3 МэВ.

Пробег, Линейный пробег

Range

Длина пути, пройденного частицей в веществе вдоль своей траектории до полной остановки.

Пробег имеет размерность длины и часто обозначается буквой R .

В самом общем смысле под остановившейся частицей следует понимать частицу, кинетическая энергия которой в результате замедления становится сравнимой с энергией теплового движения атомов среды.

В теории прохождения заряженных частиц через вещество остановившейся частицей принято считать частицу, замедлившуюся до некоторой определенной энергии, которую иногда называют пороговой и обозначают T^* . В выборе значения T^* есть, вообще говоря, некоторый произвол, который определяется характеристиками детектора частиц, особенностями исследуемых процессов. Например, в качестве такой энергии может выступать средняя энергия ионизации атомов среды, либо же энергия, при которой дальнейшее замедление и диффузия за характерное время не меняют наблюдаемого распределения частиц по глубине проникновения в вещество. Так, для быстрых тяжелых заряженных частиц неопределенность в выборе пороговой энергии незначительна, если значение T^* таково, что длина пути частиц при дальнейшем замедлении оказывается много меньше уже имеющегося при $T \sim T^*$ разброса частиц по глубине проникновения в вещество. Как правило, остаточный пробег частиц при $T = T^*$ ничтожно мал по сравнению с полным пробегом.

Вследствие вероятностного характера столкновений частицы с атомами среды пробег является статистической величиной.

Малая относительная величина разброса быстрых тяжелых заряженных частиц по пробегам позволяет с хорошей степенью точности считать пробег для таких частиц детерминированной физической величиной, однозначно определяющей их начальной энергией. Пробег в этом случае принимается равным *среднему пробегу* и часто используется для краткого наименования последнего.

Довольно часто слово „пробег“ выступает в качестве контекстуального синонима (в том числе с целью сокращения) к терминам *средний пробег*, *наиболее вероятный пробег*, *пробег в приближении непрерывного замедления*, *экстраполированный пробег*, *эффективный пробег*, *максимальный пробег* для любых частиц.

Массовый пробег

Mass range

Пробег частицы в веществе, умноженный на плотность этого вещества.

Массовый пробег часто измеряется в г/см^2 или мг/см^2 .

Массовый пробег слабо зависит от характеристик среды, а потому часто используется для сравнения пробегов частиц в различных материалах.

Подобно массовому пробегу определяются массовые эквиваленты *среднего пробега, наиболее вероятного пробега, пробега в приближении непрерывного замедления, экстраполированного пробега, эффективного пробега, максимального пробега*. Однако для введенных величин специальные терминологические конструкции с добавлением слова «массовый» применяются редко. Как правило, используют контекстуальный синоним „массовый пробег“ либо оставляют наименование исходной линейной величины, но измеряют ее в г/см^2 (мг/см^2). В таблицах и базах данных массовые пробеги фигурируют именно в таком формате — с сохранением наименования исходной линейной величины, но в массовых единицах.

Пробег в приближении непрерывного замедления

Continuous-slowng-down-approximation range, CSDA-range

Пробег частицы в приближении непрерывного замедления.

Поскольку *модель непрерывного замедления* подразумевает непрерывный характер потерь энергии частицы в соответствии с тормозной способностью вещества, пробег частицы в этом приближении является однозначной функцией ее начальной кинетической энергии и вычисляется по формуле:

$$R(T) = \int_0^T \frac{dT'}{S(T')},$$

где T — начальная энергия частицы, $S(T)$ — тормозная способность вещества.

Приближение непрерывного замедления, Модель непрерывного замедления

Continuous slowing down approximation

Описание торможения частиц в веществе в рамках предположения о непрерывном и систематическом характере их энергетических потерь.

Модель непрерывного замедления служит первым приближением для описания процесса торможения частиц, когда энергия, теряемая в единичном акте столкновения, мала по сравнению с первоначальной энергией частицы, а флуктуации энергетических потерь незначительны относительно их среднего значения.

Нахождение пространственно-углового и энергетического спектров частиц в рамках модели непрерывного замедления проводится с помощью *уравнения переноса в приближении непрерывного замедления*.

В приближении непрерывного замедления *пробег* частиц является однозначной функцией их энергии (см. *Пробег в приближении непрерывного замедления*). Однозначной также является связь между энергией частицы и пройденным ею путем. В пренебрежении кулоновским многократным рассеянием первоначально моноэнергетический параллельный пучок заряженных частиц на любой глубине мишени вдоль направления падения остается моноэнергетическим, а остановка частиц происходит на одной и той же глубине, равной пробегу.

Уравнение переноса, Кинетическое уравнение Больцмана

Transport equation, Boltzmann equation

Уравнение баланса частиц в элементарном фазовом объеме в окрестности заданной точки фазового пространства.

В теории прохождения частиц через вещество уравнение переноса для фазового пространства, задаваемого пространственным радиус-вектором $\vec{r}$, кинетической энергией частиц T и единичным вектором вдоль направления их движения $\vec{\Omega}$, в отсутствие внешних полей записывается в виде:

$$\frac{1}{v(T)} \frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)}{\partial t} + \vec{\Omega} \frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)}{\partial \vec{r}} = I_{\text{ст}}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + Q_V(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t).$$

Здесь $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – плотность потока и $I_{\text{ст}}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – интеграл столкновений для частиц в заданной точке фазового пространства $(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ в данный момент времени t , v – скорость частиц, соответствующая энергии T , $Q_V(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – плотность объемных источников в точке $(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ в момент времени t .

Стационарное уравнение переноса, Стационарное кинетическое уравнение Больцман

Stationary transport equation, Stationary Boltzmann equation

Уравнение переноса для установившегося во времени состояния системы.

Стационарное уравнение переноса, описывающее прохождение частиц через вещество, в отсутствие внешних полей записывается в виде:

$$\vec{\Omega} \frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)}{\partial \vec{r}} = I_{\text{col}}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) + Q_V(\vec{r}, \vec{\Omega}, T).$$

Здесь $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – плотность потока и $I_{\text{col}}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – интеграл столкновений для частиц с энергией T и направлением скорости $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$, $Q_V(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – плотность объемных источников в точке $(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ фазового пространства.

Интеграл столкновений, Интеграл столкновений Больцмана

Collision integral

Разность между средним числом частиц, приходящих в единичный элемент фазового объема в окрестности заданной точки фазового пространства в данный момент времени из других возможных состояний и уходящих из этого объема в единицу времени только за счет столкновений между частицами.

В теории прохождения частиц через вещество для фазового пространства, задаваемого пространственным радиус-вектором $\vec{r}$, кинетической энергией частиц T и единичным вектором вдоль направления их движения $\vec{\Omega}$, интеграл столкновений определяется выражением

$$I_{col}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) = -n\sigma(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + n \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty d\epsilon \frac{d^2\sigma(T + \epsilon, \vec{\Omega}' | \epsilon, \vec{\Omega})}{d\epsilon d\vec{\Omega}'} N(\vec{r}, \vec{\Omega}', T + \epsilon; t),$$

где n – концентрация атомов среды, $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – плотность потока частиц в точке $(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ фазового пространства в момент времени t , $\sigma(T)$ – полное сечение взаимодействия частиц с энергией T с атомами среды, $d^2\sigma(T + \epsilon, \vec{\Omega}' | \epsilon, \vec{\Omega})$ – дифференциальное сечение взаимодействия из состояния $(\vec{\Omega}', T + \epsilon)$ в состояние $(\vec{\Omega}, T)$, когда частица изменяет направление движения $\vec{\Omega}'$ на $\vec{\Omega}$ и теряет энергию ϵ .

Для *быстрых заряженных частиц* дважды дифференциальное сечение рассеяния по углам и энергии представимо в виде суммы дифференциального по углам сечения упругого рассеяния при заданной энергии и дифференциального по переданной энергии сечения неупругого рассеяния для заданного направления движения. Как следствие, для таких частиц интеграл столкновений также разбивается на сумму двух слагаемых – *интеграла упругих* и *интеграла неупругих столкновений*:

$$I_{col} = I_{el} + I_{in}.$$

Интеграл упругих столкновений равен

$$I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) = -n\sigma_{el}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + n \int d\vec{\Omega}' \frac{d\sigma_{el}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} | T)}{d\vec{\Omega}'} N(\vec{r}, \vec{\Omega}', T; t).$$

Для интеграла неупругих столкновений справедливо соотношение $I_{in}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) = -n\sigma_{in}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + n \int d\epsilon \frac{d\sigma_{in}(T + \epsilon | \epsilon)}{d\epsilon} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T + \epsilon; t)$. Величины σ_{el} , $d\sigma_{el}$ и σ_{in} , $d\sigma_{in}$ являются полными и дифференциальными сечениями упругого и неупругого рассеяний на атомах среды.

Интеграл упругих столкновений

Elastic collision integral

Интеграл столкновений уравнения переноса быстрых заряженных частиц в веществе, описывающий их упругие акты столкновений с атомами среды.

Интеграл упругих столкновений для частиц с энергией T и направлением движения вдоль единичного вектора $\vec{\Omega}$ в пространственной точке с радиус-вектором $\vec{r}$ в данный момент времени t имеет вид:

$$I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) = -n\sigma_{el}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + n \int d\vec{\Omega}' \frac{d\sigma_{el}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} | T)}{d\vec{\Omega}'} N(\vec{r}, \vec{\Omega}', T; t).$$

где n – концентрация атомов среды, $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – плотность потока частиц с энергией T и направлением скорости $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$ в момент времени t , $\sigma_{el}(T)$ – полное сечение упругого рассеяния частиц с энергией T на атомах среды, $d\sigma_{el}(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} | T)$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния, когда частица изменяет направление движения с $\vec{\Omega}'$ на $\vec{\Omega}$, но потерями энергии при этом пренебрегают.

Интеграл неупругих столкновений

Inelastic collision integral

Интеграл столкновений уравнения переноса быстрых заряженных частиц в веществе, описывающий их неупругие взаимодействия с атомами среды.

Интеграл неупругих столкновений для частиц с энергией T и направлением движения вдоль единичного вектора $\vec{\Omega}$ в пространственной точке с радиус-вектором $\vec{r}$ в данный момент времени t записывается в виде:

$$I_{in}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) = -n\sigma_{in}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t) + n \int d\epsilon \frac{d\sigma_{in}(T + \epsilon | \epsilon)}{d\epsilon} N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T + \epsilon; t).$$

где n – концентрация атомов среды, $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ – плотность потока частиц с энергией T в точке $\vec{r}$, распространяющихся в направлении $\vec{\Omega}$ в данный момент времени t , $\sigma_{in}(T)$ – полное сечение неупругого рассеяния частиц с энергией T на атомах среды, $d\sigma_{in}(T + \epsilon | \epsilon)$ – дифференциальное сечение неупругого рассеяния, при котором частица с начальной энергией $T + \epsilon$ теряет энергию ϵ на возбуждение и ионизацию атома без изменения направления своего движения.

Уравнение переноса в приближении непрерывного замедления, Кинетическое уравнение Больцмана в приближении непрерывного замедления

Transport equation under continuous slowing down approximation, Transport equation in the CSDA, Boltzmann equation in continuous slowing down approximation (BCSD)

Уравнение переноса быстрых заряженных частиц в веществе с учетом неупругих столкновений в приближении непрерывного замедления.

В отсутствие внешних полей и источников стационарное уравнение переноса в приближении непрерывного замедления имеет вид

$$\vec{\Omega} \frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)}{\partial \vec{r}} = I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) + \frac{\partial}{\partial T} [\bar{\epsilon}(T) N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)].$$

Здесь $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – плотность потока частиц с энергией T и направлением скорости $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$, $\bar{\epsilon}(T)$ – тормозная способность вещества для частицы с энергией T , $I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – интеграл упругих столкновений.

Уравнение переноса в приближении непрерывного замедления описывает прохождение частиц через вещество с учетом только систематических потерь энергии.

Интеграл неупругих столкновений в приближении непрерывного замедления, Приближение непрерывного замедления для интеграла неупругих столкновений

Inelastic collision integral in the continuous slowing-down approximation, CSDA inelastic scattering term

Интеграл неупругих столкновений, в разложении по передаваемой энергии которого удержано слагаемое, пропорциональное первой производной по энергии частицы (первый член ряда).

В стационарном случае интеграл неупругих столкновений в приближении непрерывного замедления для частиц с энергией T и направлением движения вдоль единичного вектора $\vec{\Omega}$ в пространственной точке с радиус-вектором $\vec{r}$ имеет вид:

$$I_{in}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) = \frac{\partial}{\partial T} \left[\bar{\varepsilon}(T) N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) \right],$$

где $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – плотность потока частиц в пространственной точке $\vec{r}$, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ и имеющих энергию T , $\bar{\varepsilon}(T)$ – тормозная способность вещества для частицы с энергией T .

Плотность потока частиц

Particle flux density

Среднее число частиц с энергиями в единичном интервале относительно заданного значения энергии и направлениями движения в единичном угловом диапазоне около заданного направления, пересекающих в единицу времени в данный момент времени единичную площадку в окрестности заданной точки пространства, вектор нормали которой совпадает с выбранным направлением движения частиц.

Для обозначения плотности потока частиц с энергией T и направлением движения вдоль единичного вектора $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$ в момент времени t используются буквы Φ , ϕ , N , или ψ с явным указанием зависимости от перечисленных величин, т.е. $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$, $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T; t)$ и т.д.

Плотность потока часто измеряется в $1/(\text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ} \cdot \text{с})$.

Диффузионное приближение по энергии, Диффузионное приближение

Energy diffusion approximation, Diffusion approximation

Описание прохождения заряженных частиц через вещество с учетом статистических флуктуаций энергетических потерь, параметризуемых средним квадратом потерь энергии в неупругих столкновениях на единице пути.

Применение диффузионного приближения ограничено толщинами мишеней, при прохождении которых накопленный разброс частиц по энергии превышает максимальную энергию, теряемую в единичном столкновении с атомом среды. А именно, должно выполняться следующее неравенство:

$$\frac{\sqrt{\sigma^2(x)}}{W_{\max}} > 1,$$

где $\sigma^2(x)$ – дисперсия энергетического распределения частиц первоначально моноэнергетического параллельного пучка на глубине x вещества, $W_{\max}$ – максимальная потеря энергии частицы в одном столкновении.

Если потери энергии при прохождении слоя толщины x малы, рассматриваемое отношение для быстрых тяжелых заряженных частиц может быть рассчитано по формуле:

$$\frac{\sqrt{\sigma^2(x)}}{W_{\max}} = \left[\frac{2\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 W_{\max}} n_e \left(1 - \frac{\beta^2}{2} \right) x \right]^{1/2}.$$

Здесь ze – заряд падающей частицы (e – элементарный заряд), $\beta = v/c$ – скорость частицы по отношению к скорости света, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов среды, $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$ – максимальная энергия, переданная падающей частицей с массой M свободному электрону среды (γ – Лоренц-фактор).

Выполнение условия применимости диффузионного приближения для быстрых тяжелых заряженных частиц обеспечивает описание торможения таких частиц в рамках рассматриваемой модели с достаточно высокой точностью.

Диффузионное приближение / Приближение Фоккера-Планка для интеграла неупругих столкновений, Интеграл неупругих столкновений в диффузионном приближении / приближении Фоккера-Планка

Diffusion (Fokker-Planck) approximation for the inelastic collision integral, Inelastic collision integral in the diffusion (Fokker-Planck) approximation

Интеграл неупругих столкновений, в разложении по передаваемой энергии которого удержаны два первых слагаемых, пропорциональных производным первого и второго порядка по энергии частицы.

В стационарном случае интеграл неупругих столкновений в диффузионном приближении для частиц с энергией T и направлением движения вдоль единичного вектора $\vec{\Omega}$ в пространственной точке с радиус-вектором $\vec{r}$ имеет вид:

$$I_{in}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) = \frac{\partial}{\partial T} [\bar{\varepsilon}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} [\bar{\varepsilon}^2(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)],$$

где $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – плотность потока частиц в пространственной точке $\vec{r}$, движущихся в направлении $\vec{\Omega}$ и имеющих энергию T , $\bar{\varepsilon}(T)$ – тормозная способность вещества для частицы с энергией T , $\bar{\varepsilon}^2(T)$ – среднеквадратичные потери энергии частицы с энергией T на единицу пройденного пути.

Стационарное уравнение переноса в отсутствие внешних полей и источников с интегралом неупругих столкновений в диффузионном приближении

$$\vec{\Omega} \frac{\partial N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)}{\partial \vec{r}} = I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T) + \frac{\partial}{\partial T} [\bar{\varepsilon}(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} [\bar{\varepsilon}^2(T)N(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)],$$

где $I_{el}(\vec{r}, \vec{\Omega}, T)$ – интеграл упругих столкновений для частиц с энергией T и направлением скорости $\vec{\Omega}$ в пространственной точке $\vec{r}$, используется для описания прохождения быстрых заряженных частиц через вещество с учетом как систематических потерь энергии, так и флуктуаций энергетических потерь в неупругих столкновениях с атомами среды.

В пренебрежении многократным упругим рассеянием, т.е. при $I_{el} = 0$, одномерное стационарное уравнение переноса с интегралом неупругих столкновений в диффузионном приближении переходит в диффузионное уравнение переноса.

Диффузионное уравнение переноса, Уравнение переноса в диффузионном приближении / приближении Фоккера-Планка

Diffusion transport equation, Fokker-Planck transport equation, Transport equation in the diffusion (Fokker-Planck) approximation

Одномерное стационарное уравнение переноса быстрых заряженных частиц в веществе в пренебрежении кулоновским многократным рассеянием и с интегралом неупругих столкновений в диффузионном приближении.

В отсутствие внешних источников и полей диффузионное уравнение переноса имеет вид:

$$\frac{\partial N(z, T)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\bar{\varepsilon}(T) N(z, T) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left(\bar{\varepsilon}^2(T) \frac{\partial N(z, T)}{\partial T} \right).$$

Движение частиц происходит вдоль направления оси z . $N(z, T)$ – плотность потока частиц с энергией T в точке z , $\bar{\varepsilon}(T)$ – тормозная способность вещества для частицы с энергией T , $\bar{\varepsilon}^2(T)$ – среднеквадратичные потери энергии частицы с энергией T на единицу пройденного пути.

Диффузионное уравнение переноса описывает процесс диффузии в пространстве энергий. Роль дрейфовой скорости играет тормозная способность вещества $\bar{\varepsilon}$, коэффициент диффузии есть $(1/2)\bar{\varepsilon}^2$, а роль временной переменной играет пространственная координата z .

Уравнение переноса в диффузионном приближении с хорошей точностью описывает прохождение заряженных частиц в средах, когда накопленный разброс по энергии вследствие статистического характера неупругих столкновений значительно превышает максимальную энергию, теряемую в единичном столкновении с атомом среды, при этом упругое рассеяние частиц несущественно и мало искривляет траекторию их движения.

Диффузионное уравнение переноса является дифференциальным уравнением в частных производных второго порядка и его аналитическое решение нельзя получить при произвольной зависимости $\bar{\varepsilon}$ и $\bar{\varepsilon}^2$ от энергии частицы.

Для случая прохождения быстрых тяжелых заряженных частиц через относительно тонкие слои вещества, когда потери энергии незначительны ($T_0 - T \ll T$) и потому можно пренебречь изменением значений $\bar{\varepsilon}(T)$ и $\bar{\varepsilon}^2(T)$ с уменьшением энергии, диффузионное уравнение переноса сводится к уравнению диффузии с постоянными коэффициентами, решение которого общеизвестно. Для граничного условия

$N(z=0, T) = N_0 \delta(T - T_0)$ энергетический спектр частиц описывается следующим выражением:

$$N(z, T) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi z \bar{\varepsilon}_0^2}} \exp \left[-\frac{(T_0 - T - z \bar{\varepsilon}_0)^2}{2z \bar{\varepsilon}_0^2} \right].$$

Здесь T_0 – энергия частиц при влете в вещество, удельные средние и среднеквадратичные потери $\bar{\varepsilon}_0, \bar{\varepsilon}_0^2$ взяты для энергии T_0 .

Условие применимости представленного решения ограничено такими толщинами мишеней, когда уже применимо *диффузионное приближение*, но потери энергии еще незначительны.

Диффузионное уравнение переноса допускает еще одно точное аналитическое решение. В нерелятивистском случае, когда энергетическая зависимость коэффициентов уравнения переноса быстрых тяжелых заряженных частиц с хорошей точностью представима в виде $\bar{\varepsilon}(T) \sim T_0^2/(2R_0T)$, $\bar{\varepsilon}^2(T) \approx \bar{\varepsilon}_0^2 = \text{const}$, для энергетического спектра частиц справедливо соотношение:

$$N(z, T) = 4\nu N_0 \frac{R_0}{z} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{2\nu-1/2} \exp \left[-2\nu \frac{R_0}{z} \left(1 + \frac{T^2}{T_0^2} \right) \right] I_{2\nu+1/2} \left(4\nu \frac{R_0}{z} \frac{T}{T_0} \right),$$

где R_0 – пробег частиц при энергии T_0 , безразмерный параметр $\nu = R_0 \bar{\varepsilon}_0^2/\varepsilon_0^2$, $I_{2\nu+1/2}$ – модифицированная функция Бесселя.

В случае малых флуктуаций энергетических потерь, т.е. для $\nu \gg 1$, в толстых слоях вещества, когда $(T_0 - T)/T_0 \gg (R_0 - z)/R_0$, максимум распределения $N(z, T)$ достигается при наиболее вероятном значении $\tilde{T}(z) \approx T_0 \sqrt{1 - (z/R_0)}$ (соответствует энергии в *приближении непрерывного замедления*).

В области максимума распределения на глубине $R_0 - z \gg R_0/\sqrt{\nu}$ выражение для энергетического спектра представимо в виде:

$$N(z, T) \approx \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\sigma^2(z)}} \exp \left[-\frac{(T - \tilde{T}(z))^2}{2\sigma^2(z)} \right],$$

где дисперсия $\sigma^2(z) = T_0^2 \frac{1}{8\nu} \frac{z(2R_0 - z)}{R_0(R_0 - z)}$. Для случая $z \ll R_0$ рассматриваемое распределение переходит в распределение, полученное на основе диффузионного уравнения переноса с постоянными коэффициентами.

Оказывается, что и в области глубин $|R_0 - z| \lesssim R_0/\sqrt{\nu}$, т.е. там, где происходит остановка частиц, энергетическое распределение хорошо описывается приведенной выше гауссовой функцией.

Наиболее универсальным решением диффузионного уравнения переноса без каких-либо упрощающих предположений об энергетической зависимости $\bar{\varepsilon}(T)$ и $\bar{\varepsilon}^2(T)$ дает так называемое самосогласованное гауссово приближение. В основе этого метода лежит предположение о наличии резко выраженного максимума в энергетическом спектре частиц (точнее, в распределении по остаточным пробегам). В этой связи, принимается во внимание только то обстоятельство, что зависимости $\bar{\varepsilon}(T)$ и $\bar{\varepsilon}^2(T)$ являются более плавными функциями энергии, чем искомое распределение.

Решение диффузионного уравнения в самосогласованном гауссовом приближении с дополнительным условием $N(z=0, R_0 - R(T) - z) = N_0 \delta(R_0 - R(T) - z)$ есть

$$N(z, T) = \frac{N_0}{\bar{\varepsilon}(T) \sqrt{2\pi \sigma^2(z)}} \exp \left[-\frac{(R_0 - R(T) - z)^2}{2\sigma^2(z)} \right].$$

$$\text{Дисперсия распределения } \sigma^2(z) = \int_{T(z)}^{T_0} \frac{\bar{\varepsilon}^2(T)}{[\bar{\varepsilon}(T)]^3} dT.$$

Таким образом, распределение частиц по пробегам имеет гауссов вид, причем значение наиболее вероятного пробега совпадает с результатом *приближения непрерывного замедления*. По энергии частиц рассматриваемое распределение является распределением Кэптэйна.

Решение диффузионного уравнения переноса в самосогласованном гауссовом приближении описывает энергетический спектр быстрых тяжелых заряженных частиц как нерелятивистских, так и релятивистских энергий практически на всем пробеге: $R_0 - z \gtrsim R_0/\sqrt{\nu}$ и даже при $R_0 - z < R_0/\sqrt{\nu}$. При этом роль многократного упругого рассеяния должна быть незначительна.

Среднеквадратичные потери энергии на единицу пройденного пути, Средний квадрат потерь энергии на единицу пройденного пути

Средний квадрат энергии, теряемой частицей в веществе при прохождении единичного участка пути.

Единого общепринятого обозначения для среднеквадратичных потерь энергии на единицу пройденного пути (как и более краткого наименования этой величины) не существует. В литературе рассматриваемые среднеквадратичные потери энергии могут обозначаться как $\overline{\varepsilon^2}$ или $\overline{\eta^2}$.

Среднеквадратичные потери энергии на единицу пройденного пути имеют размерность $[E]^2/[l]$ (квадрат энергии/длина) и довольно часто измеряются в МэВ²/см.

В рамках *формализма независимых парных столкновений* среднеквадратичные потери энергии заряженной частицы с кинетической энергией T на единицу пройденного пути за счет неупругих рассеяний на атомах среды могут быть рассчитаны по следующей общей формуле:

$$\overline{\varepsilon^2}(T) = n \sum (\varepsilon_n - \varepsilon_0)^2 \sigma_n(T).$$

Здесь $\sigma_n(T)$ – сечение неупругого рассеяния частицы с энергией T , когда атом переходит в некоторое состояние с энергией $\varepsilon_n > \varepsilon_0$, n – концентрация атомов в веществе. Суммирование проводится по всем состояниям ε_n дискретного спектра (при возбуждении атома) и интегрирование по всем состояниям непрерывного спектра (при ионизации атома).

В модели свободных электронов общая формула для расчета среднеквадратичных потерь энергии $\overline{\varepsilon^2}$ переписывается в виде:

$$\overline{\varepsilon^2}(T) = n_e \int_0^{\varepsilon_{\max}} \varepsilon^2 d\sigma(T|\varepsilon),$$

где n_e – концентрация электронов среды, ε – потеря энергии падающей частицей в одном столкновении со свободным электроном, $\varepsilon_{\max}$ – максимальное значение этой энергии, $d\sigma(T|\varepsilon)$ – дифференциальное по переданной энергии сечение упругого рассеяния частицы с энергией T на свободном электроном.

Для быстрых частиц произвольных энергий явное выражение для среднеквадратичных потерь энергии на единицу пройденного пути следующее:

$$\overline{\varepsilon^2}(T) = \frac{2\pi z^2 e^4 \varepsilon_{\max}}{m_e c^2 \beta^2} \left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) n_e,$$

где z – зарядовое число падающей частицы, β – ее скорость, соответствующая энергии T , по отношению к скорости света, m_e – масса электрона.

Среднеквадратичные потери энергии на единицу пройденного пути выступают в качестве величины, которая в первом приближении описывает флуктуации энергетических потерь вследствие статистического характера неупругих столкновений.

Литература к Главе 3

- [1] В.В. Балашов *Строение вещества: Учеб. пособие.* — М.: Изд-во МГУ, 1993. — 216 с.
- [2] М.М. Баско *Физические основы инерциального термоядерного синтеза: Учеб. пособие.* — М.: МИФИ, 2009. — 176 с.
- [3] M.J. Berger and S.M. Seltzer *Stopping powers and ranges of electrons and positrons*, U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE, National Bureau of Standards, Washington, 1982.
- [4] R.L. Workman et al. (Particle Data Group) *Review of Particle Physics*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022)
- [5] B.A. Weaver, A.J. Westphal *Energy loss of relativistic heavy ions in matter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 187 (2002) 285-301.
- [6] В.С. Ремизович, Д.Б. Рогозкин, М.И. Рязанов *Флуктуации пробега заряженных частиц.* — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 240 с.
- [7] В.И. Беспалов *Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом.* — Томск.: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. — 369 с.
- [8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц *Теоретическая физика. Том III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* — М.: Физматлит, 2021. — 800 с.
- [9] M. Inokuti, J.E. Turner *Mean excitation energies for stopping power as derived from oscillator-strength distributions* — Proc. Sixth Symposium on Microdosimetry, Vol. I (1978).