

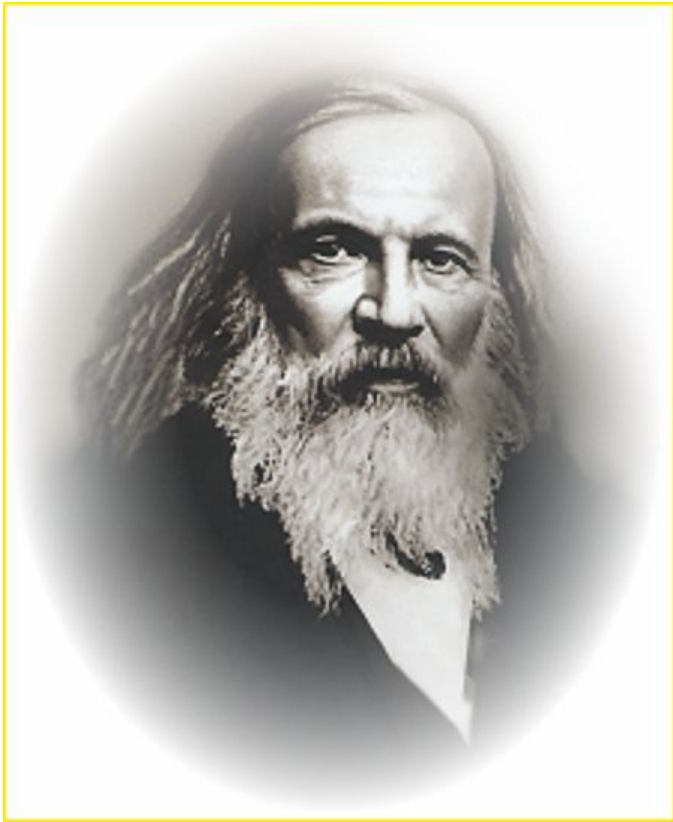
Прикладная ядерная физика для приборостроения

Кадиллин Владимир Валериевич, доцент НИЯУ
МИФИ

Vladimir.kadilin@gmail.com, +7(909)955 43 56

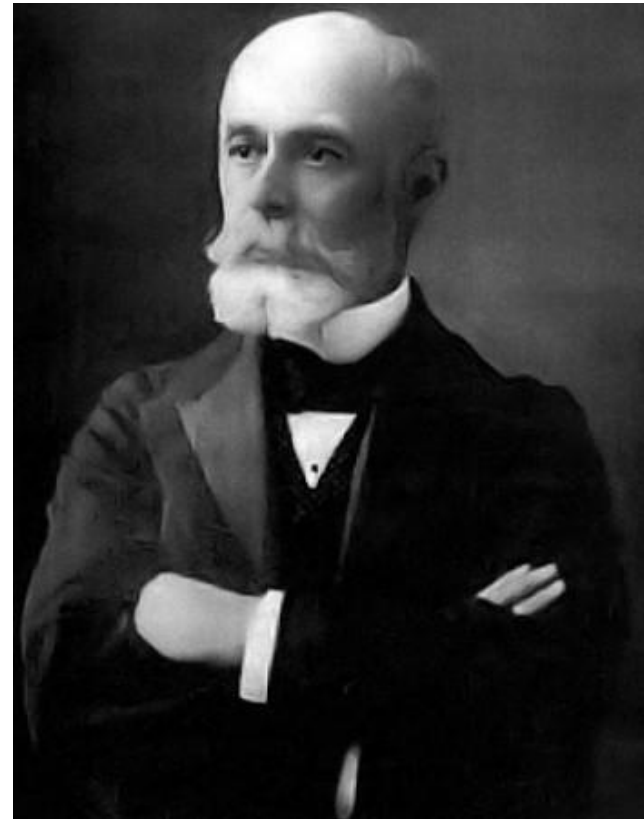
2019

Тема 1. Основы ядерной физики. Атомное ядро. Радиоактивность.



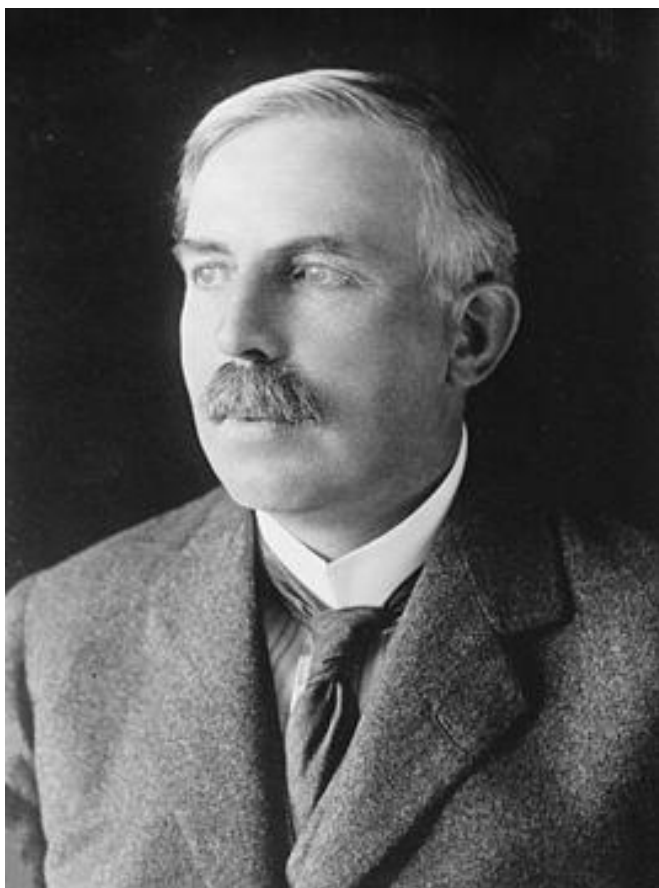
Дмитрий Иванович
МЕНДЕЛЕЕВ

1869 г. – открытие зависимостей
химических свойств элементов



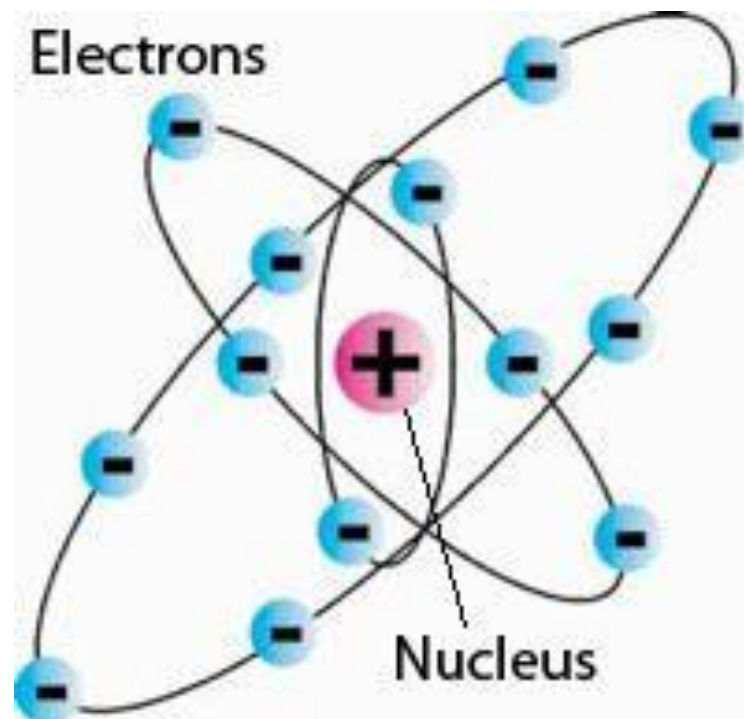
Анри Беккерель

1896г. – открытие
радиоактивности



Эрнест Резерфорд

1911 г. – открытие атомного ядра



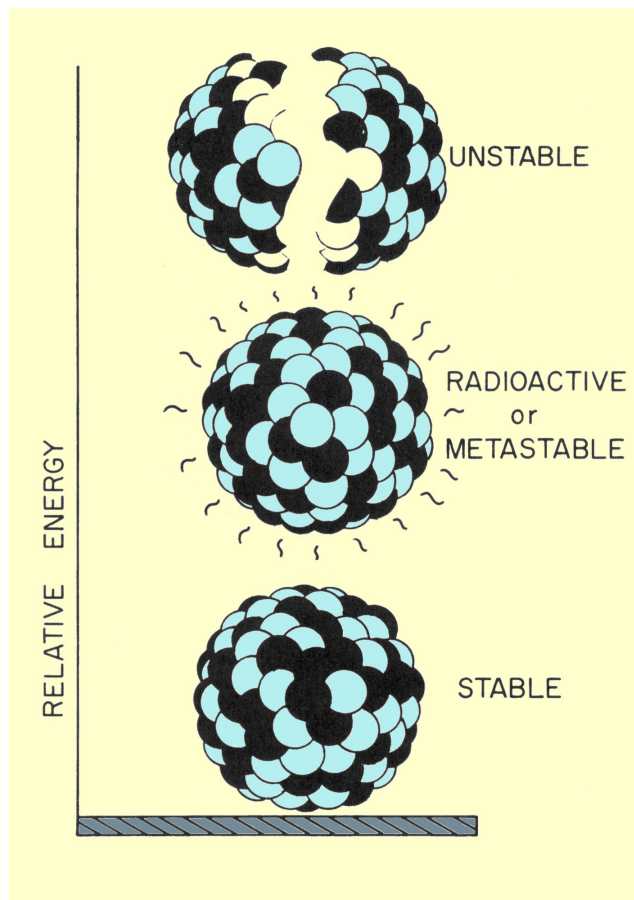
Модель Резерфорда:

Положительно заряженное
массивное ядро $\sim 10^{-12}$ см

Размер атома $\sim 10^{-8}$ см

Свойства ядер.

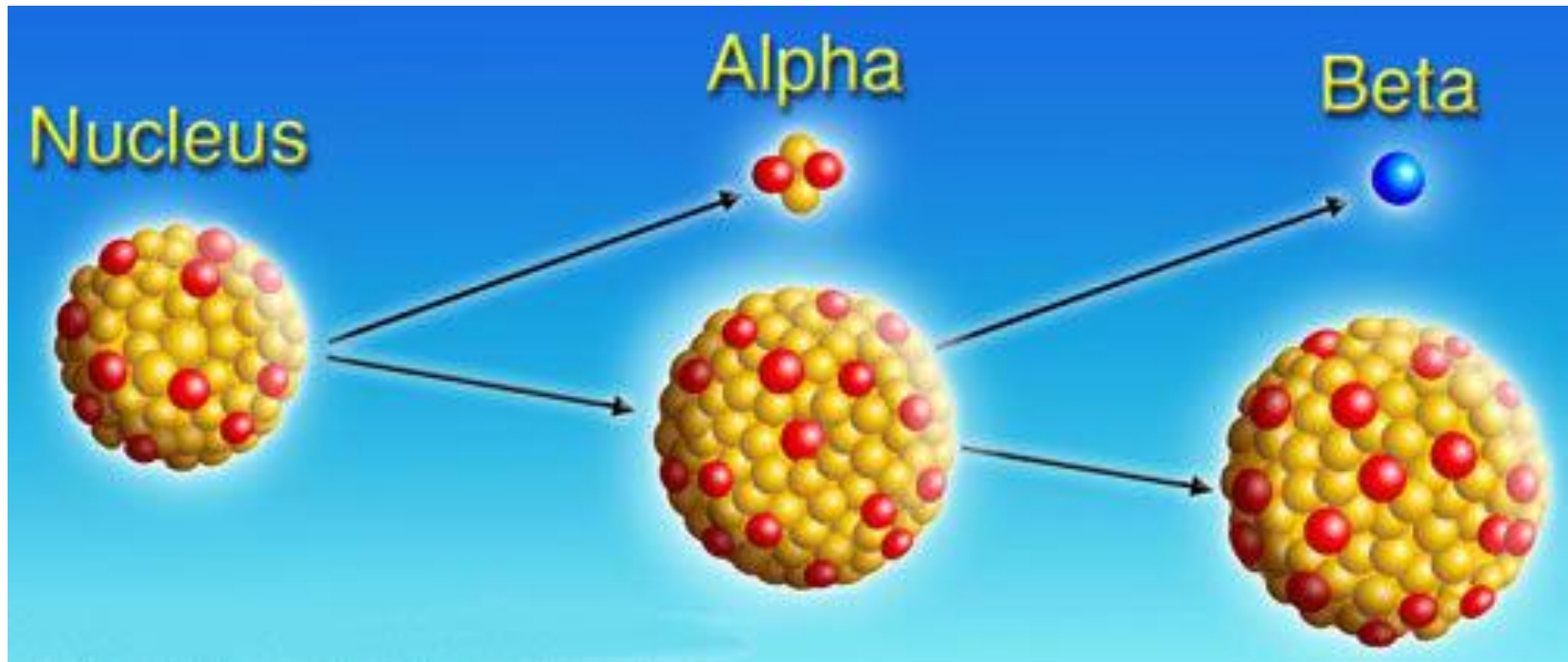
Радиоактивные и стабильные ядра.



Свойства стабильных ядер:

- A – массовое число
- Z – электрический заряд
- M – масса
- ΔW – энергия связи
- R – радиус
- I – спин (собственный механический момент)
- μ – магнитный момент
- Q – квадрупольный электрический момент
- T – изотопический спин
- P – четность волновой функции.

- тип радиоактивного превращения (α - или β - распад, спонтанное деление и др.);
- $T_{1/2}$ - период полураспада;
- E - кинетическая энергия испускаемых частиц.



Энергетические состояния атомного ядра:

- Основное (стабильное)
- Возбужденные (испытывают γ - переход или другой тип снятия возбуждения, например, путем испускания электронов конверсии).



Масса и массовое число (A).

Массовое число, A - общее количество нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Общее число нуклонов в ядерных реакциях остается неизменным (закон сохранения числа нуклонов).

1 а.е.м. = 1/12 массы атома
углерода

Заряд атомного ядра (Z).

Z – интегральная характеристика ядра, он не дает представления о распределении заряда по объему ядра. Ядро (атом) с данными A и Z называют нуклидом.

Ядро, содержащее A нуклонов и Z протонов, обычно обозначают (A, Z), его массу – $M(A, Z)$, или ${}^A_Z\text{Э}$ (Э – символ элемента в таблице Менделеева), например ${}^{14}_7\text{N}$ – азот-14

Энергия связи ядра (ΔW).

$$\Delta W = (Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z))c^2,$$

m_p, m_n – массы протона и нейтрона

c – скорость света в вакууме

$\varepsilon = \Delta W/A$ – *удельная энергия
связи*

Зависимость удельной энергии связи от числа нуклонов

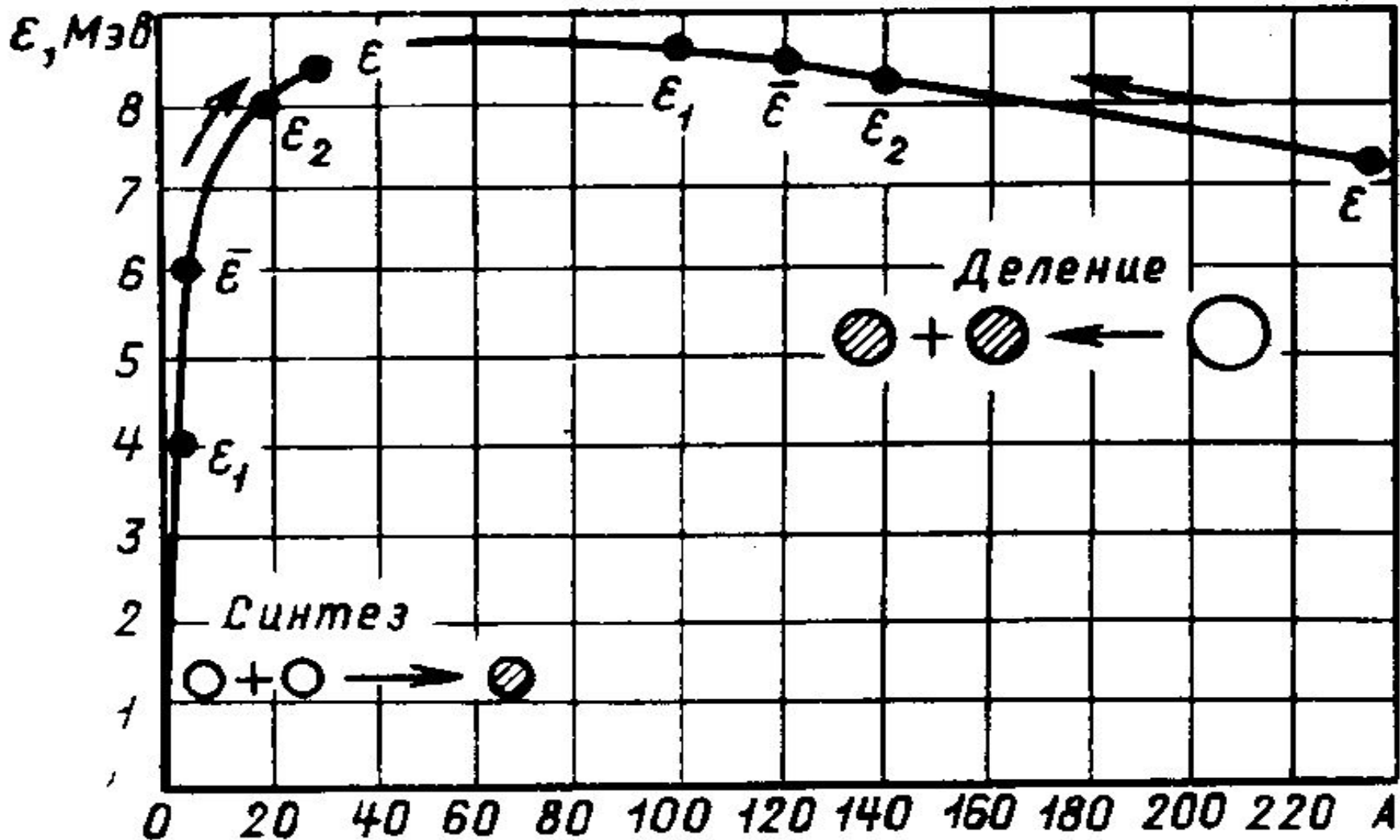
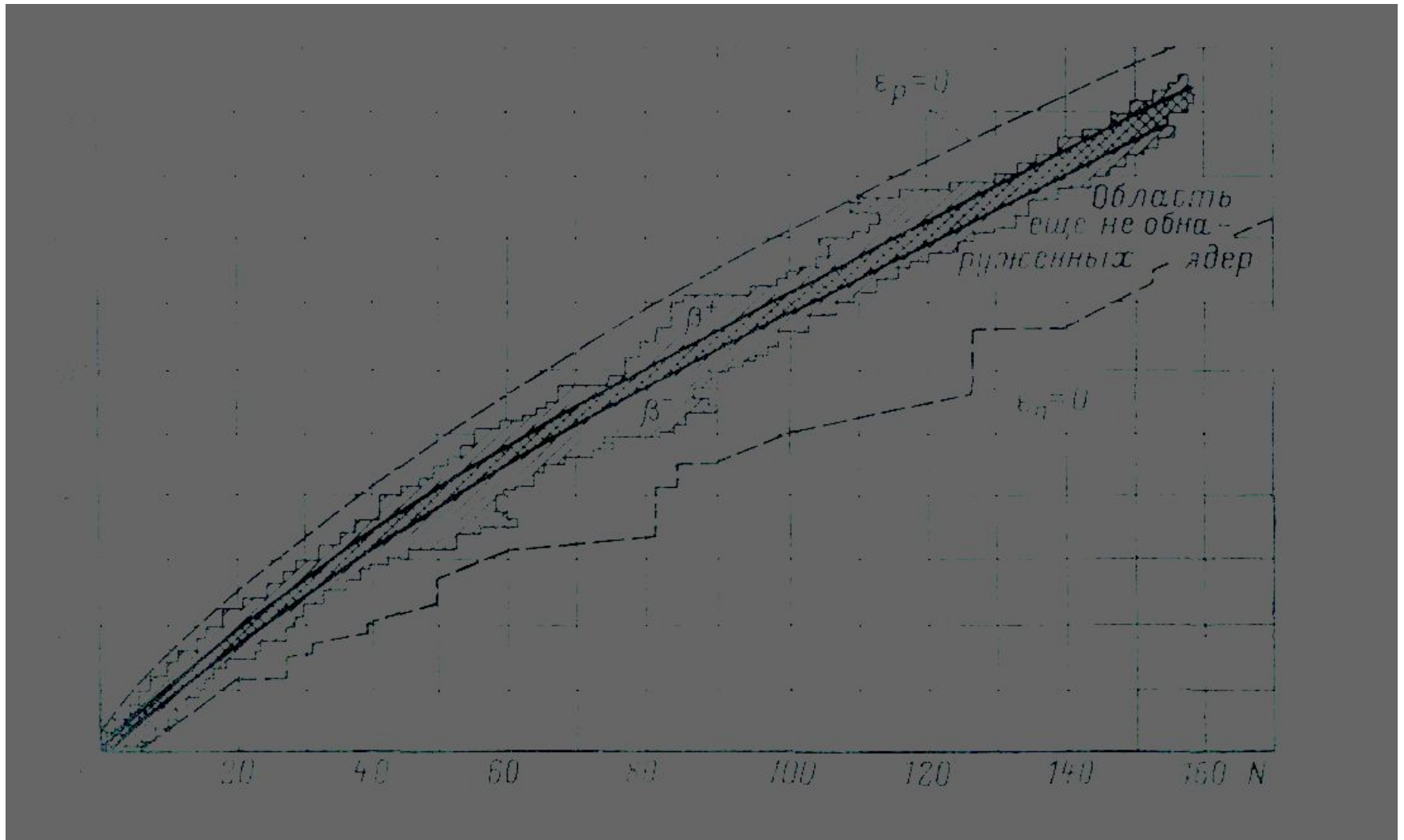


Диаграмма стабильности ядер.



Сравнительные характеристики частиц, входящих в атом.

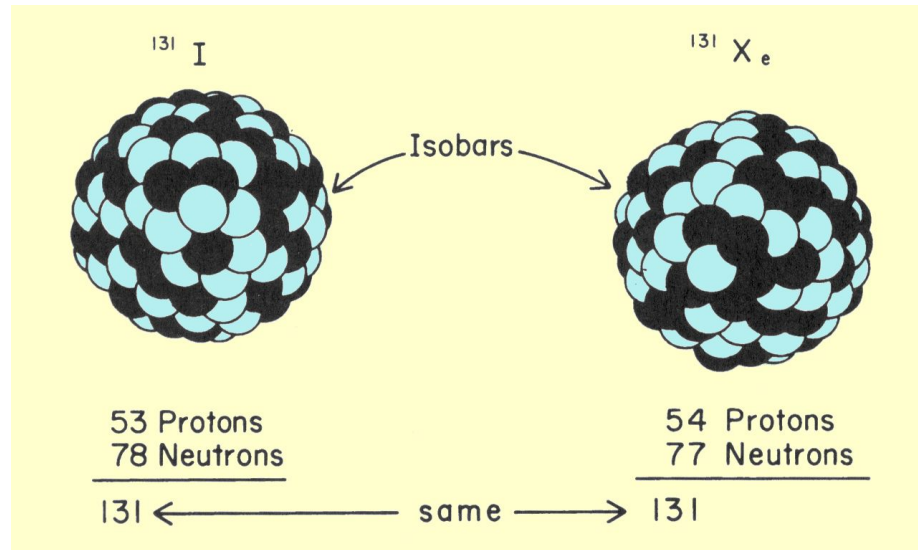
Частица	Масса			Заряд (ед. заряда электрона)	Спин, ед. \hbar
	Грамм	а.е.м	МэВ/с ²		
Электрон	$9.11 \cdot 10^{-28}$	$5.49 \cdot 10^{-4}$	0.511	-1	1/2
Протон	$1.672 \cdot 10^{-24}$	1.007276	938.25	+1	1/2
Нейтрон	$1.675 \cdot 10^{-24}$	1.008665	939.55	0	1/2

$1 \text{ а.е.м} = 931 \text{ МэВ/с}^2$

\hbar – постоянная Планка, c - скорость света в вакууме.

Изобары.

- Ядра с одинаковым массовым числом A называются **изобарами** (${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$).



Ядра-изобары, для которых $Z' = Z + 1$, $N' = N - 1$ называются **зеркальными** (${}^3_1\text{H}$; ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$).

ИЗОТОПЫ.

Ядра с одинаковым зарядом Z (числом протонов) называются **ИЗОТОПАМИ** (${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$).

The Nuclei of the Three Isotopes of Hydrogen

Protium



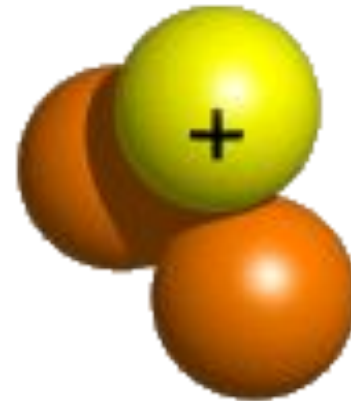
1 proton

Deuterium



1 proton
1 neutron

Tritium



1 proton
2 neutrons

Изотоны.

Ядра с одинаковым числом нейтронов $N=A-Z$ называются **изотонами** ($^{15}_7\text{N}$, $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_9\text{F}$).

Изомеры.

Состояния радиоактивных ядер с одинаковыми A , Z , но резко отличающиеся периодом полураспада, называются **изомерными**, а сами ядра – **изомерами**.

Пример:

^{180m}Ta , ^{180}Ta - изомерные ядра.

Классификация ядер по числу нуклонов.

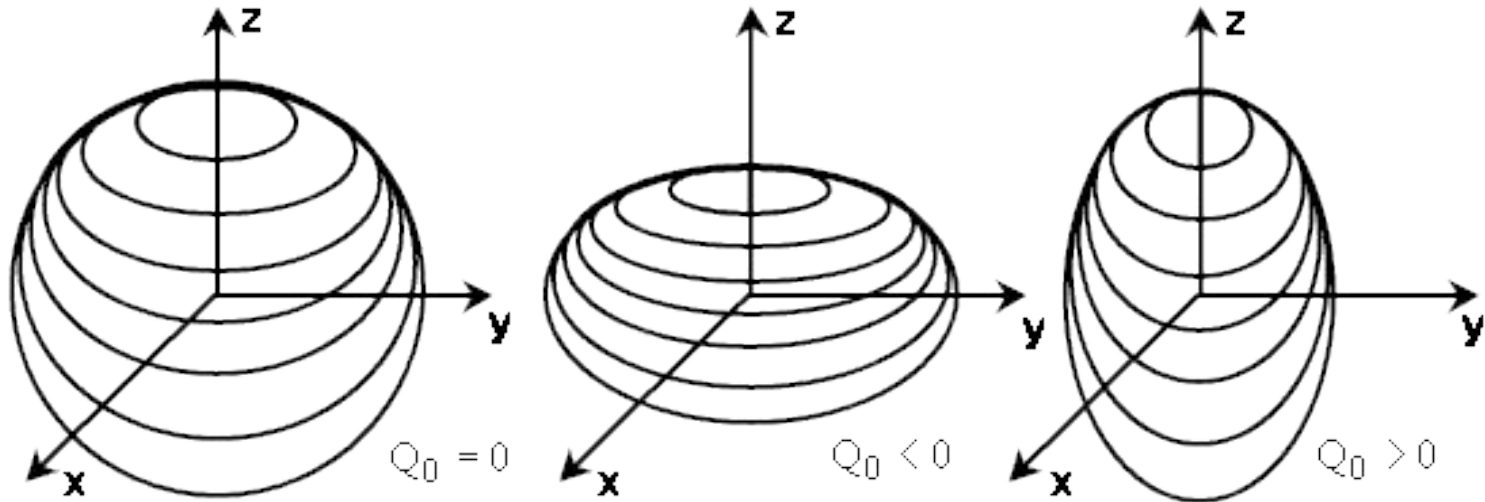
Ядра, обладающие четным числом протонов и четным числом нейтронов, называются **четно-четными**, четным числом протонов и нечетным числом нейтронов – **четно-нечетными**, нечетным числом протонов и четным числом нейтронов – **нечетно-четными**, а нечетным числом протонов и нейтронов – **нечетно-нечетными**. Ядра, обладающие нечетным A , иногда называют просто **нечетными**.

Размеры атомного ядра.

$$R = rA^{1/3}, \quad r=(1,2-1,5) \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Средний радиус атомного ядра, R , характеризует средний размер ядра в предположении, что ядро сферично. Для определения радиуса ядра используются как прямые (например, рассеяние быстрых частиц), так и непрямые методы, основанные на ядерных явлениях. Наиболее точный результат дает рассеяние электронов (нижний предел) и нейтронов (верхний предел).

Форма атомного ядра.



Квадрупольный момент важен для хорошей формы:

$Q = 0$ – сферическое ядро

$Q > 0$ – вытянутый эллипсоид

$Q < 0$ – сплюснутый эллипсоид

Ядра со спином 0 и $\frac{1}{2}$ всегда обладают $Q = 0$

Модели строения атомных ядер.

- Капельная модель
- Модель ядерных оболочек
- Обобщенная модель
- Кластерная модель и др.

В настоящее время нет законченной теории, которая объясняла бы сразу все свойства атомных ядер и отвечала бы на все вопросы относительно их структуры и свойств.

Капельная модель ядра.

Еще в 1911 г. Резерфорд для объяснения аномального рассеяния α -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером около 10^{-12} см.

Размеры и концентрация нуклонов:

$$R \sim A^{1/3} \Rightarrow n = A/V = A/(4/3)\pi R^3 \approx 10^{38} \text{ нуклон/см}^3$$

плотность ядерного вещества:

$$\rho = n \cdot m_N = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$$

среднее расстояние между нуклонами:

$$\delta = (V/A)^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его **несжимаемости**. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также пропорциональность энергии связи ΔW массовому числу A , которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от ее массы.

Из постоянства средней энергии связи на нуклон, $\epsilon = \Delta W / A$, вытекает свойство насыщения ядерных сил. Все это позволяет построить капельную модель атомного ядра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой заряженной сверхплотной ядерной жидкости.

Формула Вейцзеккера.

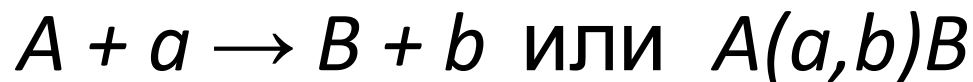
- для легких ядер наиболее устойчивы ядра с равным числом протонов и нейтронов;
- из всех ядер наиболее устойчивы четно-четные, а наименее устойчивы нечетно-нечетные ядра.

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4}$$

$\alpha = 15,75$ МэВ; $\beta = 17,8$ МэВ; $\gamma = 0,71$ МэВ; $\zeta = 94,8$ МэВ; $|\delta| \sim 34$ МэВ;

Тема 2. Ядерные реакции и явление радиоактивности.

Общие закономерности ядерных реакций.



A – любое ядро; a – частица (протон, нейтрон, фотон или другое ядро); B – ядро, возникающее в результате превращения ядра A ; b – частица, или ядро, рождающееся в превращении.



Некоторые типы реакций.

Упругое рассеяние:

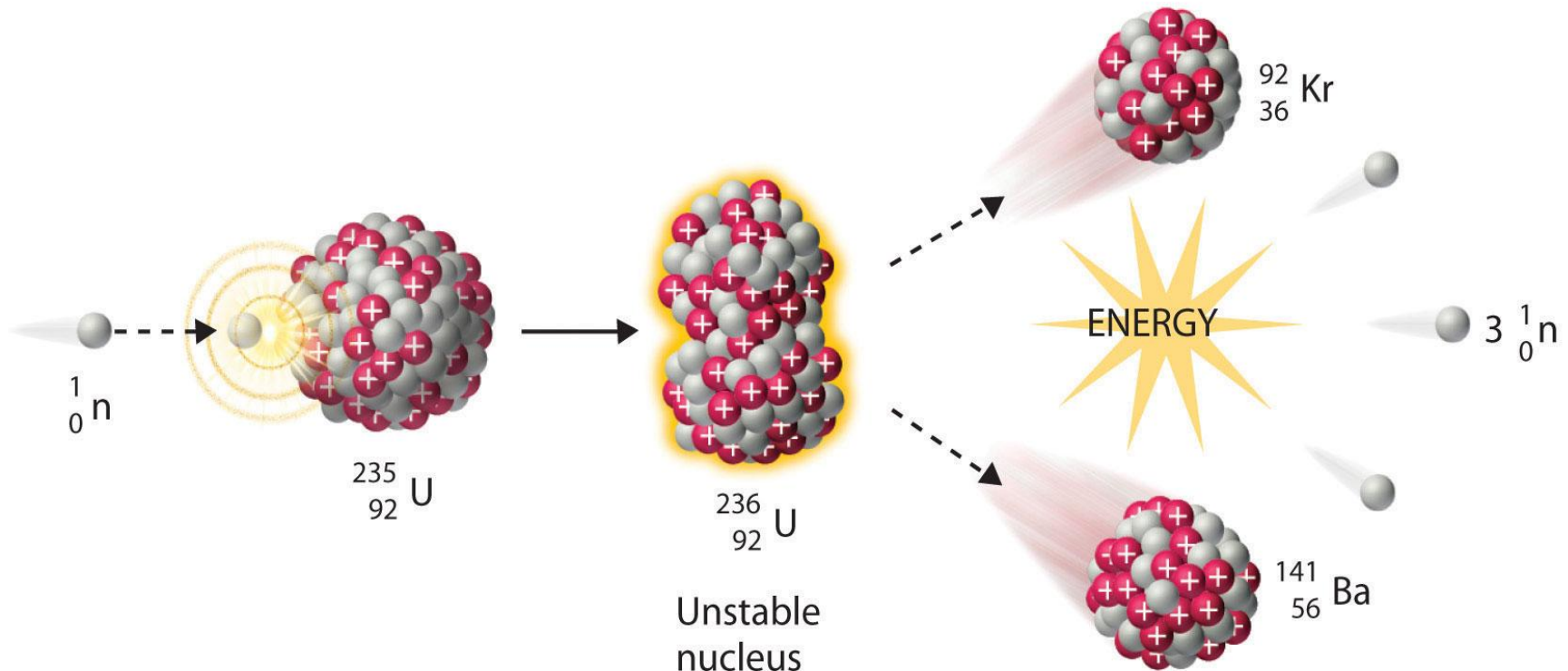


Неупругое рассеяние:



Деление ядер

Первоначальное ядро A в результате реакции разламывается на два или иногда на три осколка, различающиеся по массам



.

Если сравнивать ядерные реакции с химическими, то необходимо отметить, что при ядерных реакциях происходят более глубокие превращения вещества, т.е. превращения самих элементов. **Энергия ядерных реакций на несколько порядков величины ($10^5 \div 10^6$ раз) больше энергии химических реакций.**

Эффективное сечение ядерной реакции для тонкой мишени.

$$\sigma = dN / Nn\delta$$

dN — число взаимодействующих частиц; n — концентрация ядер в мишени; δ — толщина мишени. Из выражения (1.3) следует, что относительная доля dN/N взаимодействовавших частиц равна относительной доле площади мишени $dS/S = \sigma n \delta$, занятой всеми ядрами, если приписать величине σ наглядный физический смысл площади поперечного сечения ядра.

Эффективное сечение ядерной реакции для толстой мишени.

В случае толстой мишени плотность потока изменяется с глубиной x : $dN = -N(x) \sigma n \cdot dx$

dN – убыль числа частиц-нейтронов, $N(x)$ – число нейтронов, дошедших до слоя мишени на глубине x ; dx – толщина слоя. Решение уравнения:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\Sigma x}$$

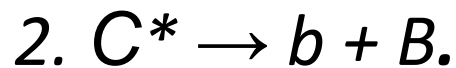
где N_0 – число первичных нейтронов, падающих на поверхность мишени,

$\Sigma = n\sigma$ – макроскопическое сечение взаимодействия с ядрами, находящимися в единице объема. В этом случае величине σ приписывается наглядный физический смысл геометрического поперечного сечения ядра πR^2 .

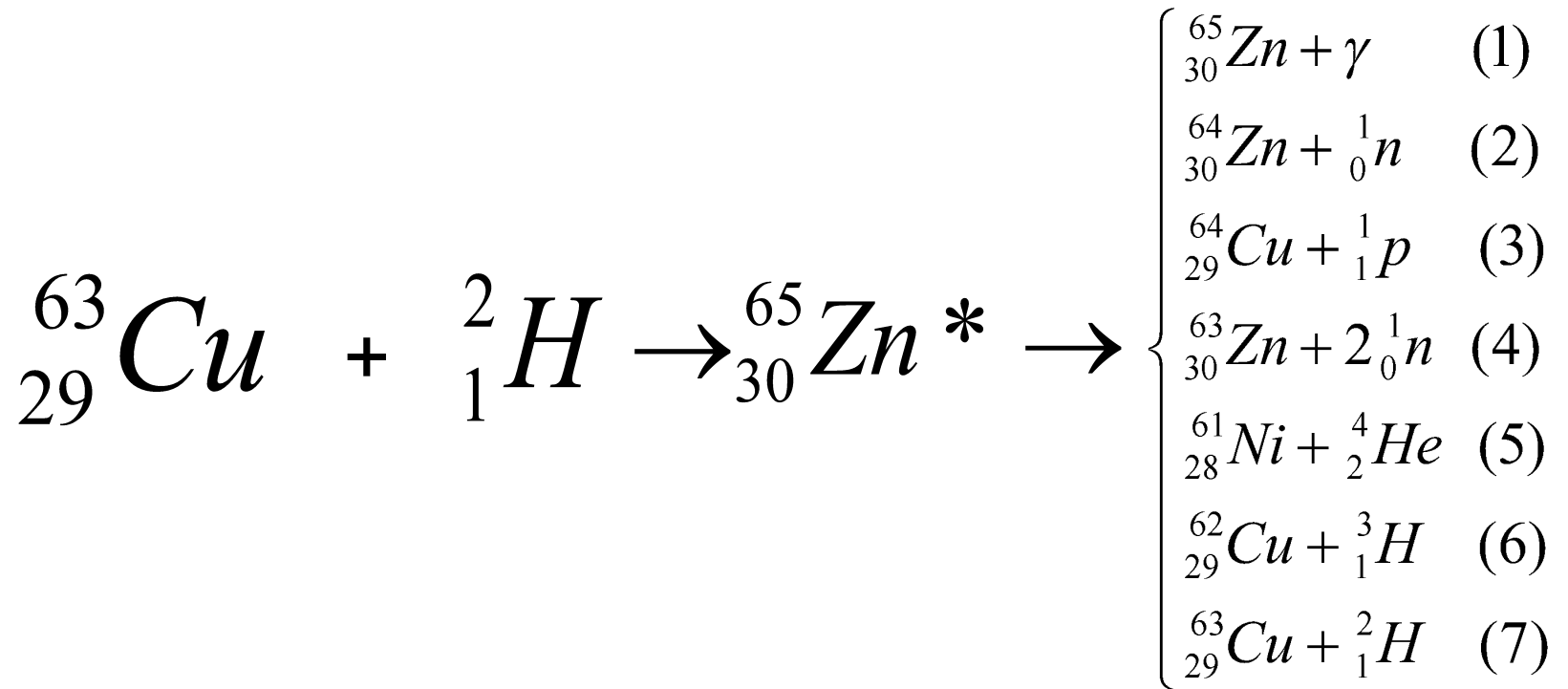
Ядерная реакция идёт в две стадии:



Возбуждённое составное ядро – **энергетически невыгодная система**, поэтому она **распадается** с испусканием какой-либо частицы или фотона:



Вылет частицы происходит вследствие флуктуаций в распределении энергии между нуклонами, когда на какой-нибудь частице сконцентрируется достаточная для её вылета энергия. Эксперименты показали, что составное ядро является долгоживущей системой, по сравнению с характерным ядерным временем взаимодействия ($\sim 10^{-23}$ с)



Относительная вероятность каждого из путей распада зависит от энергии, приобретённой промежуточным ядром.

Ядро ${}_{30}^{65}\text{Zn}^*$ может образоваться посредством любой из реакций (1 - 7), т.е. процесс распада обратим.

Энергия ядерной реакции

Закон сохранения энергии для ядерной реакции вида $a+A \rightarrow b+B$ можно записать в виде:

$$W_1 = W_2 \quad \text{или} \quad E_{01} + E_1 = E_{02} + E_2$$

где E_{01} и E_{02} — энергия покоя, а E_1 и E_2 — кинетические энергии начальных и конечных частиц, где $E_{01} = (M_A + m_a)c^2$; $E_{02} = (M_B + m_b)c^2$; $E_1 = E_A + E_a$ (если ядро-мишень покоится, то $E_A = 0$ и $E_1 = E_a$); $E_2 = E_B + E_b$

В общем случае $E_{01} \approx E_{02}$. Разность $E_{01} - E_{02}$ называется энергией реакции и обозначается буквой Q :

$$Q = E_{01} - E_{02} = E_2 - E_1$$

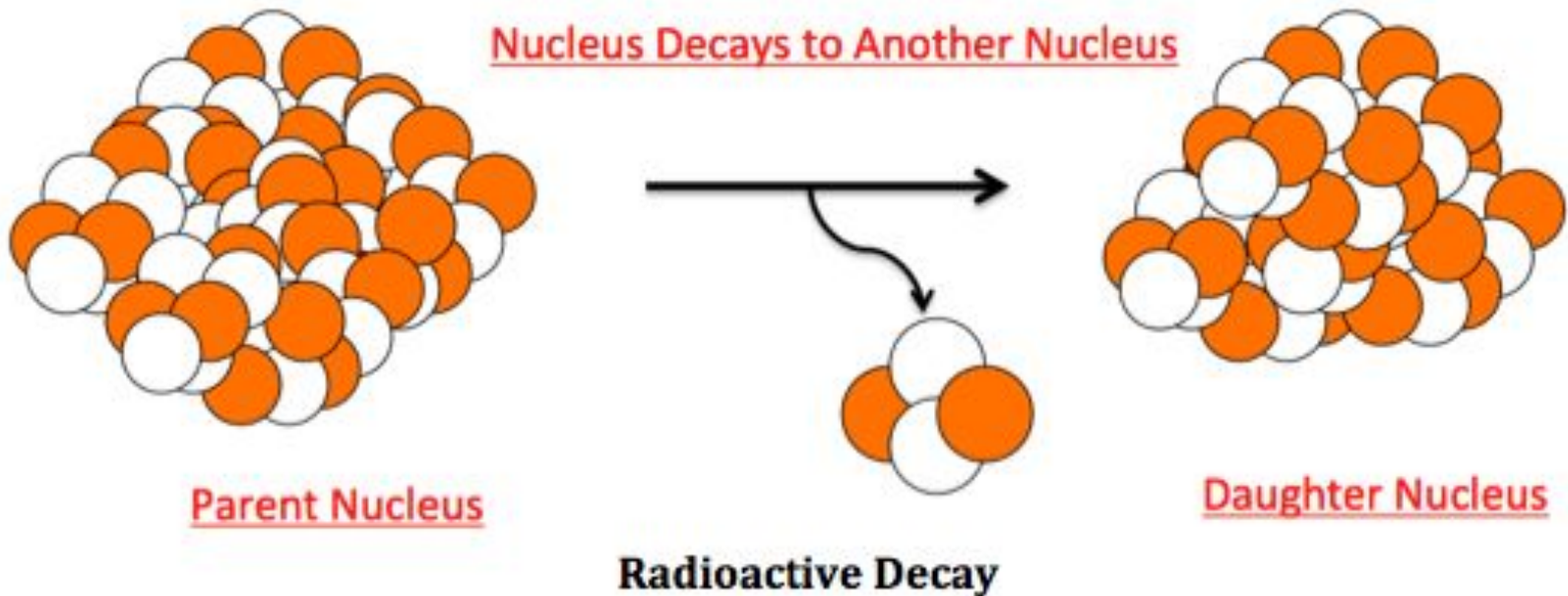
$Q > 0$ — экзотергические реакции

$Q < 0$ — эндотергические реакции

$Q = 0$ — упругое рассеяние ($E_1 = E_2$)

Явление радиоактивности

Свойство атомных ядер испытывать самопроизвольное превращение в другие ядра с испусканием частиц или фотонов называется радиоактивностью



Основной закон радиоактивного распада.

Число актов радиоактивного распада dN за время dt определяется только количеством радиоактивных ядер данного сорта N в данный момент времени t : $dN = -\lambda N dt$

или

$$N = N_0 \exp(-\lambda t)$$

Связь постоянной распада λ с периодом полураспада $T_{1/2}$.

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$$

Величина, численно равная вероятности распада всех ядер в единицу времени, называется **активностью**, A .

$$A = \lambda * N.$$

Единица измерения активности – беккерель (Бк)- один распад в сек

Внесистемная единица $1\text{Ки} = 3.7 * 10^{10}$ Бк

Среднее время жизни τ радиоактивного ядра равно:

$$\tau = \bar{t} = \frac{1}{\lambda}$$

Закон радиоактивного распада для механических смесей.

Активность механической смеси ядер A равна сумме активностей всех ядер, входящих в состав смеси:

$$A = \sum_{i=1}^n A_i$$

где n – полное число сортов ядер

Закон последовательных радиоактивных превращений

Если ядра N_2 , возникающие в результате радиоактивного распада ядер N_1 , в свою очередь, являются радиоактивными, то для описания процесса этих двух последовательных превращений вместо одного дифференциального уравнения надо написать систему двух дифференциальных уравнений.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t); \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t), \end{aligned} \right\}$$

Решение этой системы уравнений приводит к следующему результату:

$$N_1(t) = N_{10} \exp(-\lambda_1 t)$$

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]$$

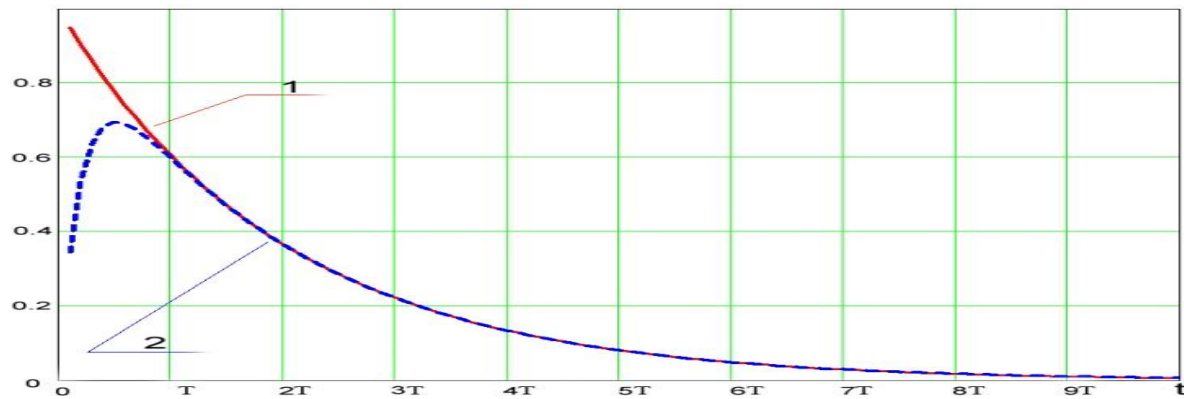
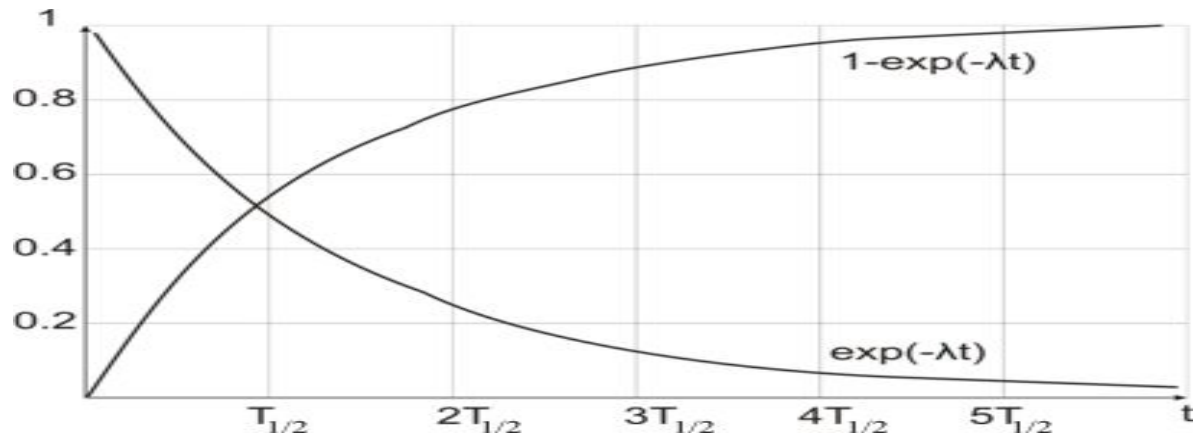
где N_{10} и N_{20} — значения $N_1(t)$ и $N_2(t)$ при $t=0$.

$\lambda_2 \gg \lambda_1; t \gg 1/\lambda_2$ **⇒ вековое равновесие**

⇒ закон накопления:

$\lambda_1 \gg \lambda_2; t \ll 1/\lambda_2$

$$N_1 = N_{10} \exp(-\lambda_1 t); N_2 \approx N_{20} + N_{10} (1 - \exp(-\lambda_1 t))$$



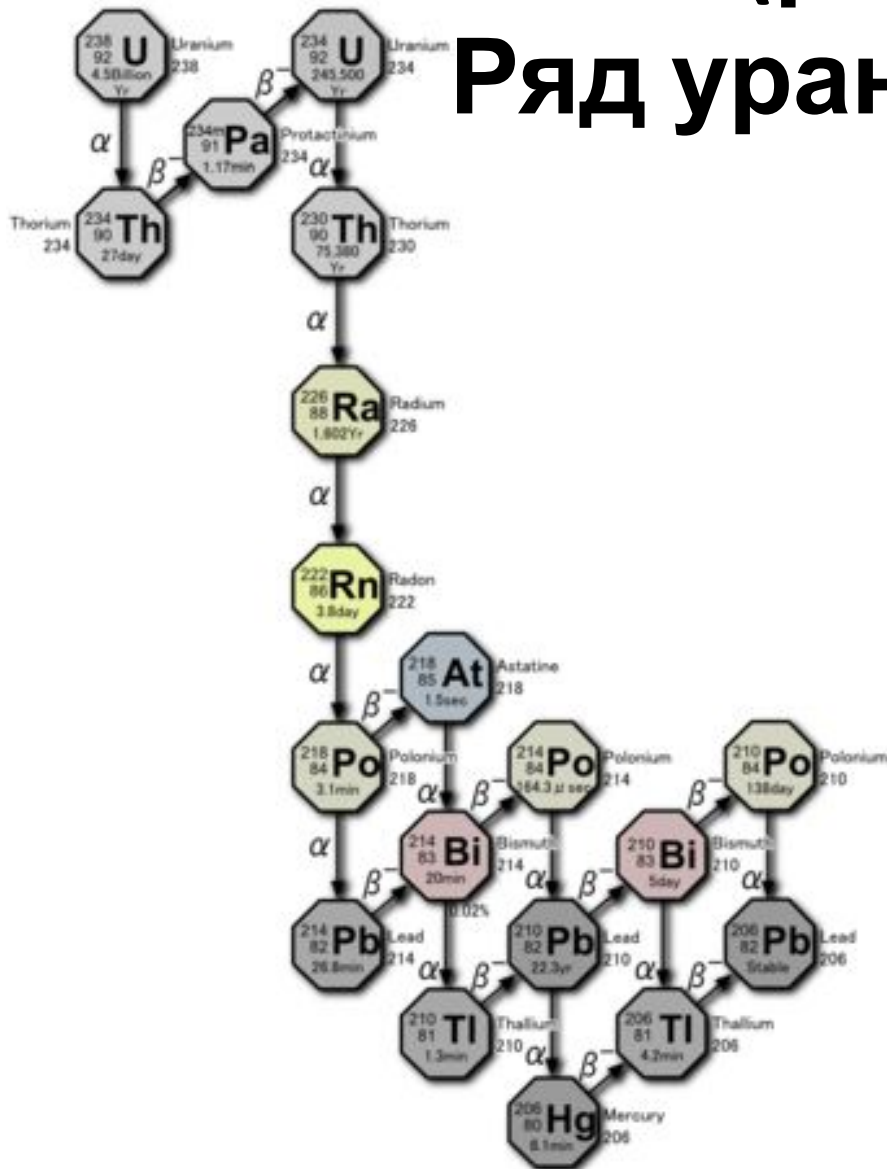
Различные случаи последовательных превращений ядер. а) Закон векового равновесия Верхняя кривая–накопление радиоактивности, нижняя кривая–спад радиоактивности. T -период полураспада. б)Закон накопления дочерних ядер.

Виды радиоактивного распада

- альфа-распад – испускание ядер атома гелия;
- бета распад – сопровождается испусканием электрона или позитрона либо поглощением ядром атомного электрона;
- снятие возбуждения ядра – испускание электромагнитного излучения, электронов или пар электрон-позитрон;
- спонтанное деление – деление тяжелого ядра на более легкие осколки. происходящее самопроизвольно и сопровождающееся испусканием нейтронов деления
- нейтронная активность – испускание ядром нейтронов.

Радиоактивные семейства (ряды).

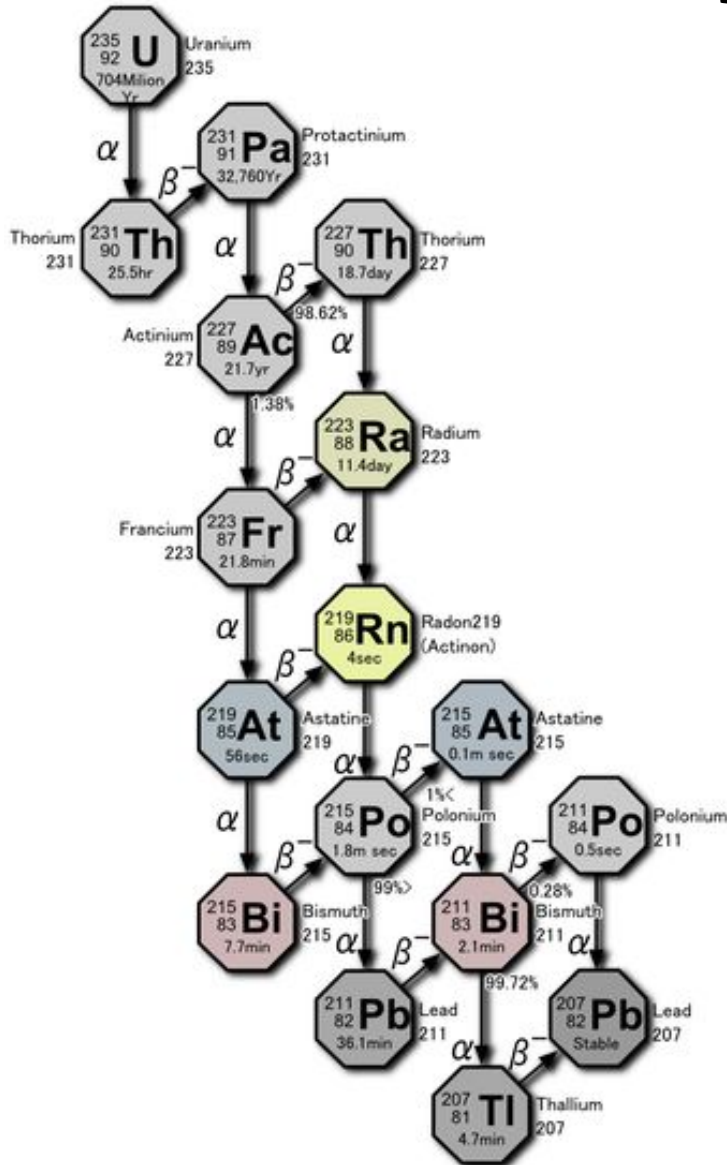
Ряд урана (радия).



Начинается с урана-238 с периодом полураспада $4,5 \cdot 10^9$ лет.

Заканчивается стабильным изотопом свинца-206

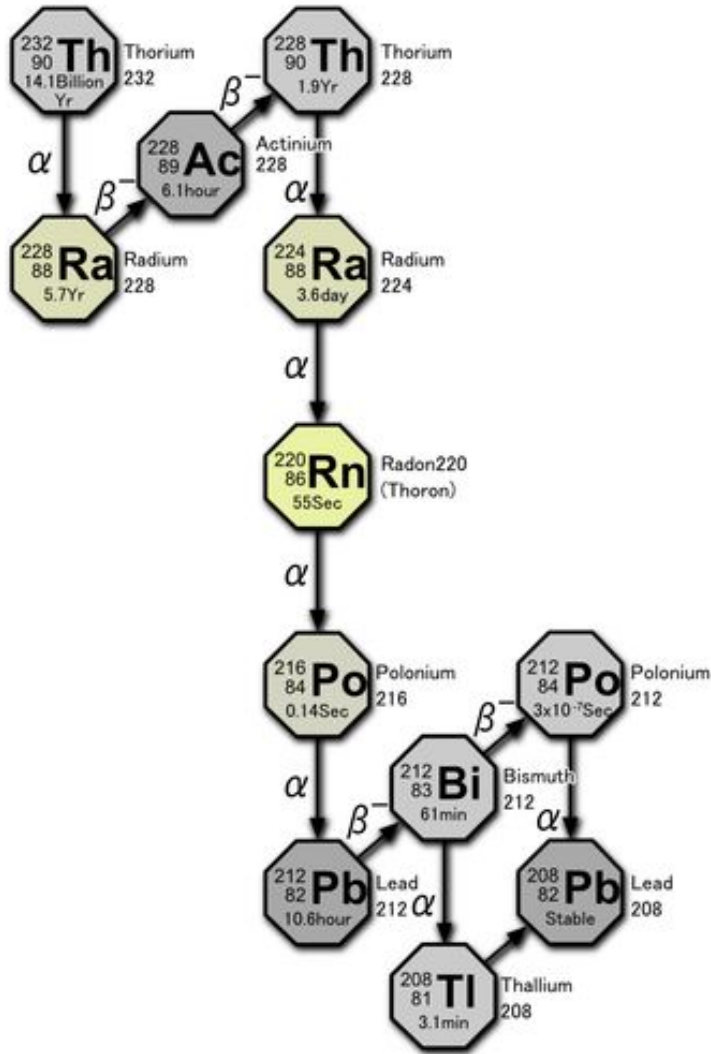
Ряд актиноурана (актиния).



Начинается с урана-235 с периодом полураспада $7 \cdot 10^8$ лет

Заканчивается стабильным изотопом свинца-207

Ряд тория.



Начинается с тория-232 с периодом полураспада $1,4 \cdot 10^{10}$ лет

Заканчивается стабильным изотопом свинца-208

Из приведенных участков цепочек видно, что массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем, или изменяются на четыре единицы. При этом в первом случае заряд следующего элемента повышается на единицу, а во втором понижается на две единицы.

Эта закономерность, называется **правилом смещения** и объясняется тем, что радиоактивное превращение сопровождается либо испусканием β -частицы (электрона), в результате чего заряд ядра повышается на единицу, а массовое число остается неизменным, либо испусканием α -частицы,

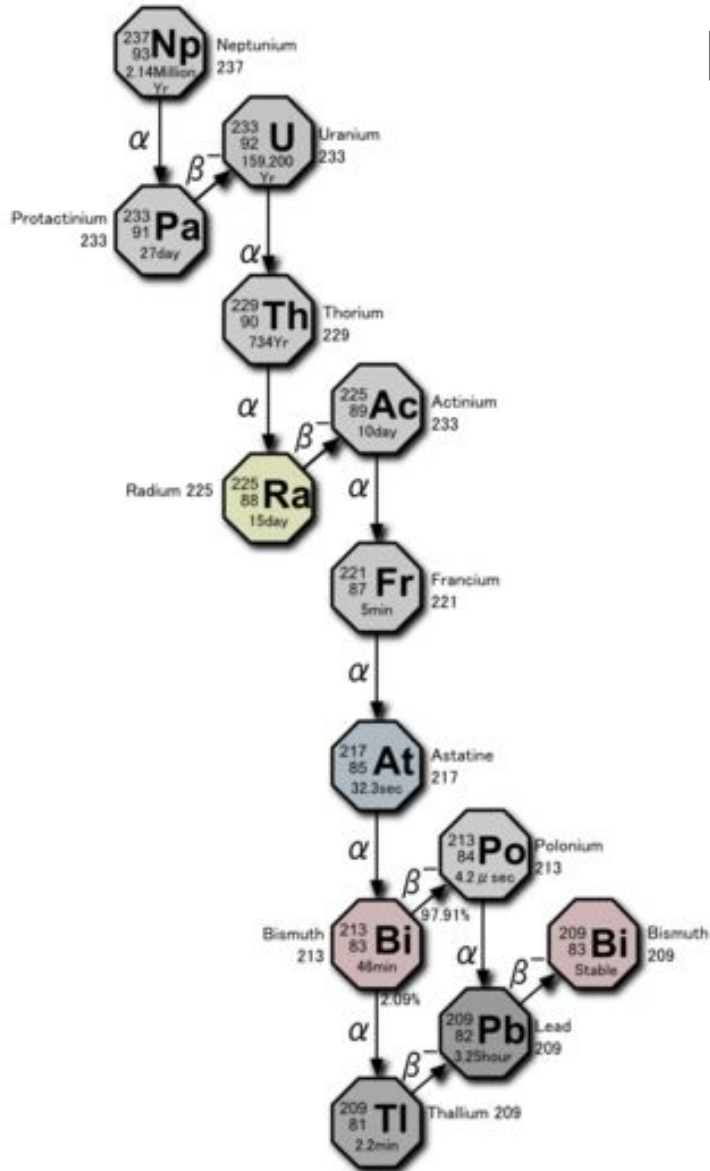
Из правил смещения вытекает, что массовые числа членов всех трех семейств описываются следующей формулой:

$$A = 4n + C,$$

где n — целое число;

- $C=0$ для семейства тория ($n \geq 52$).
- $C=2$ для семейства урана ($n \geq 51$),
- $C=3$ для семейства актиноурана
- $C=1$???

Ряд нептуния (состоит из нуклидов, не встречающихся в природе)

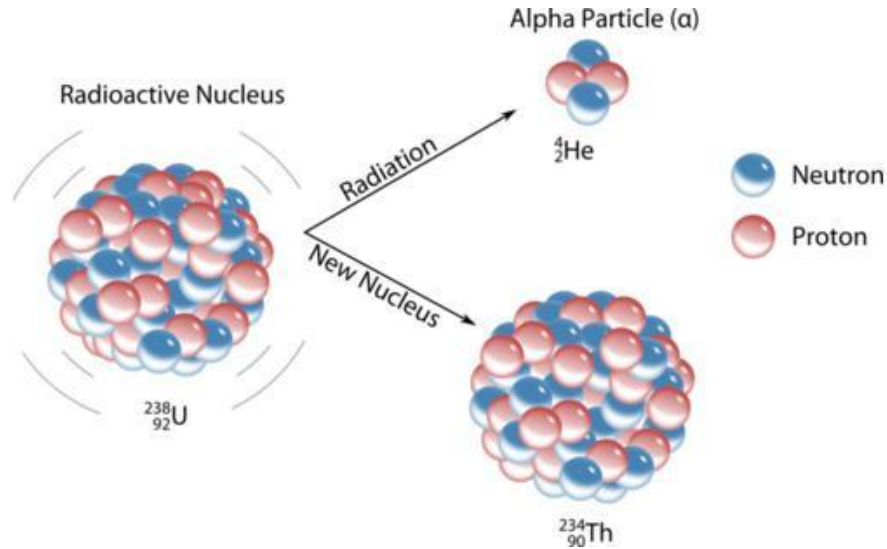


Начинается с плутония-241, ядро которого, испуская β -частицы, за короткое время превращается в ядро америция-241, которое испускает α -частицы и быстро превращается в α -радиоактивный долгоживущий нептуний-237 ($T_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$ лет), именем которого и названо семейство. Заканчивается - стабильным изотопом висмута-209

Наиболее характерные признаки рядов.

Наименование ряда	С	n	Первый нуклид ряда	Последний нуклид ряда
Тория	0	52 – 58	Торий-232	Свинец-208
Нептуния	1	52 – 60	Плутоний-241	Висмут-209
Урана	2	51 – 59	Уран-238	Свинец-206
Актиноурана	3	51 - 58	Уран-235	Свинец-207

Альфа распад.



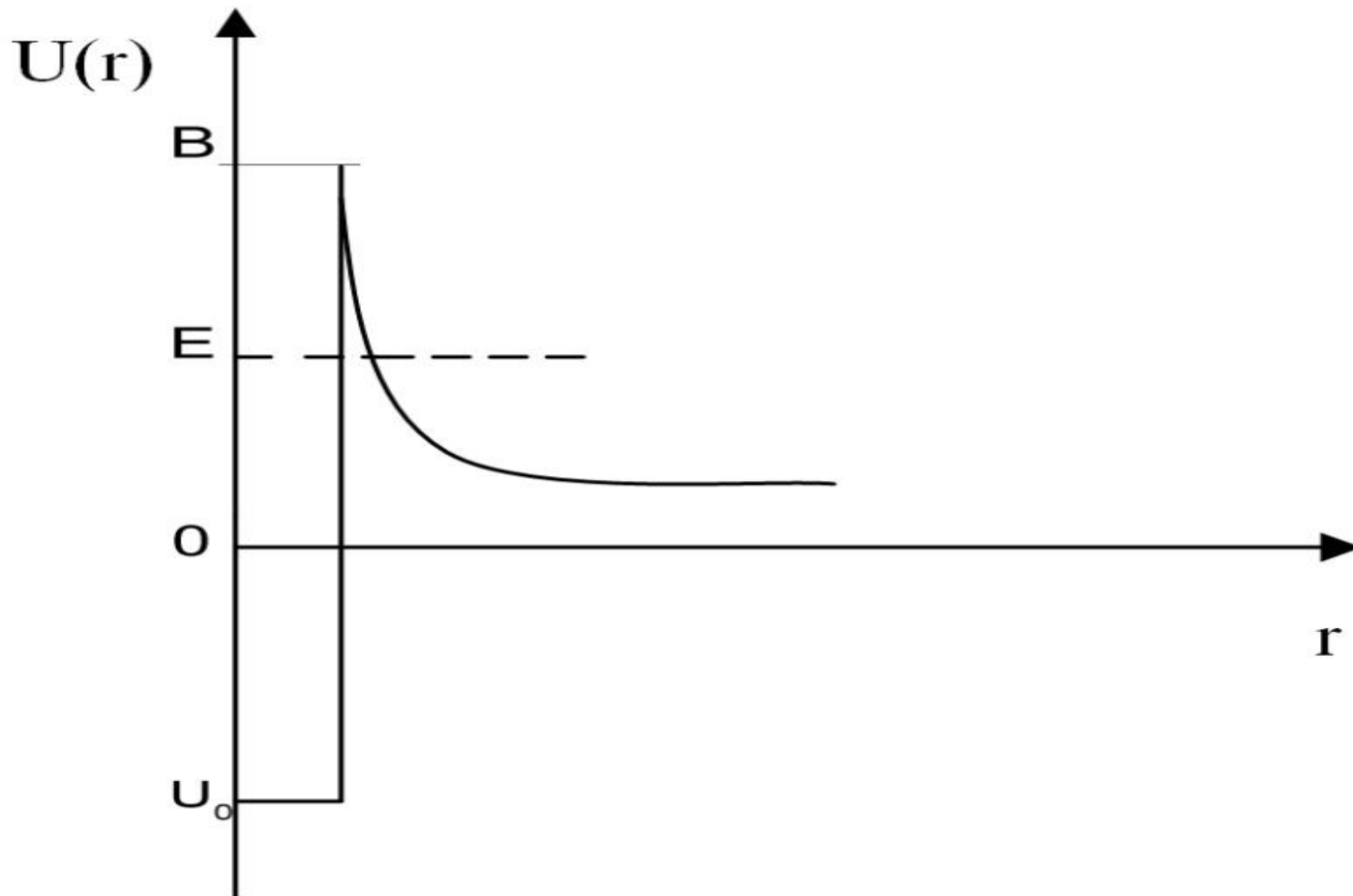
- Законы смещения при альфа-распаде:
$$\Delta A = -4, \quad \Delta Z = -2$$
- $Z \geq 83$. Исключение - альфа-распад ядра $^{210}_{84}\text{Po}$ и некоторых редкоземельных элементов;
- вероятность распада низкая;
- спектр частиц распада **дискретный**;

Закон Гейгера – Нетолла.

Связь между пробегом и постоянной распада материнского ядра:

$$\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B$$

A и B – константы, R_{α} – пробег -частицы



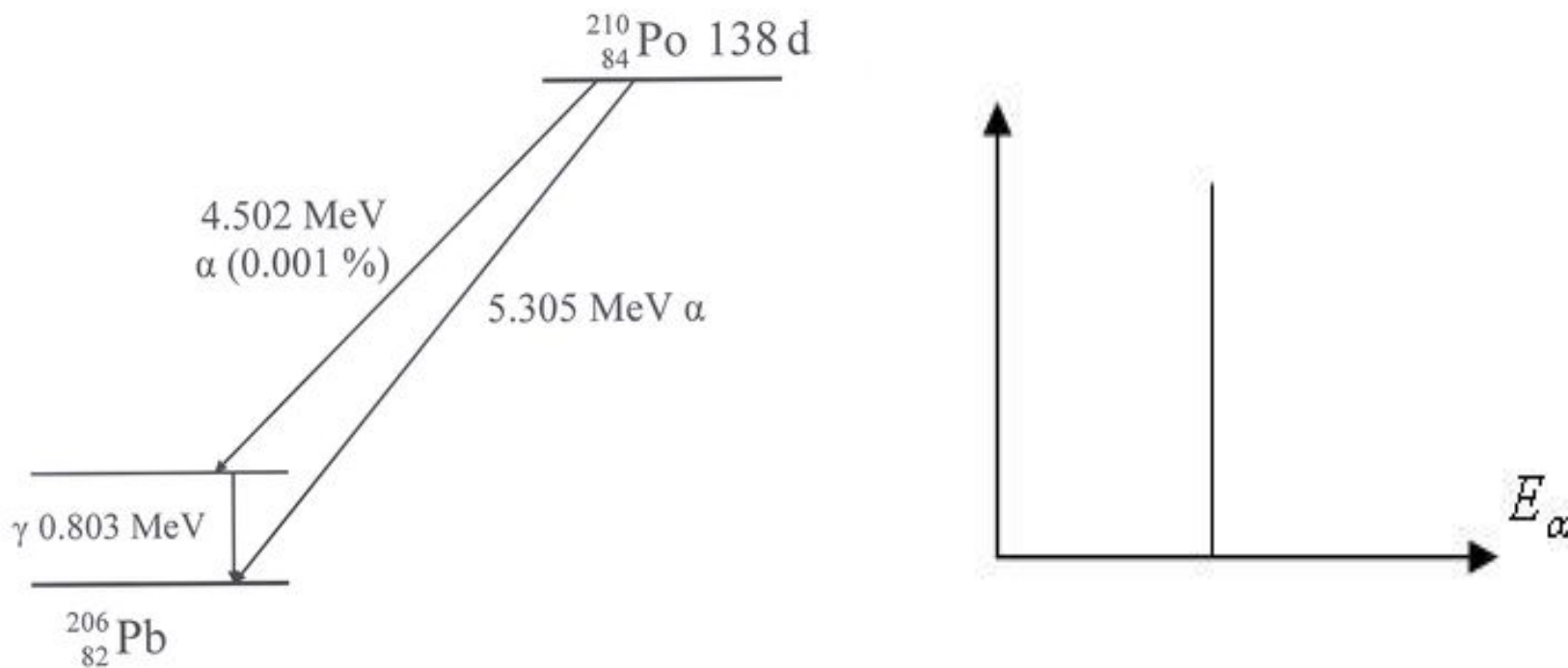
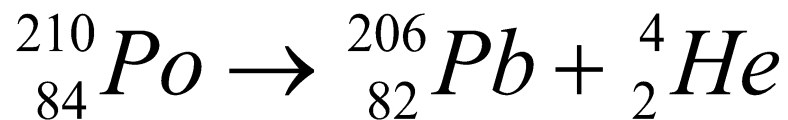
Зависимость потенциала взаимодействия α -частицы с ядром от расстояния. Штриховой линией показано положение уровня энергии α -частицы, где: U_0 – максимальное значение потенциальной энергии притяжения (по модулю).

Энергетическое условие альфа-распада

$$M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + m_{\alpha}$$

Подстановка этого условия в формулу Вайцзеккера дает, что для ядер с $Z > 60$ альфа-распад энергетически возможен. Однако для всех ядер с $Z < 83$ уровень энергии α -частицы находится слишком низко, поэтому распад экспериментально не наблюдается.

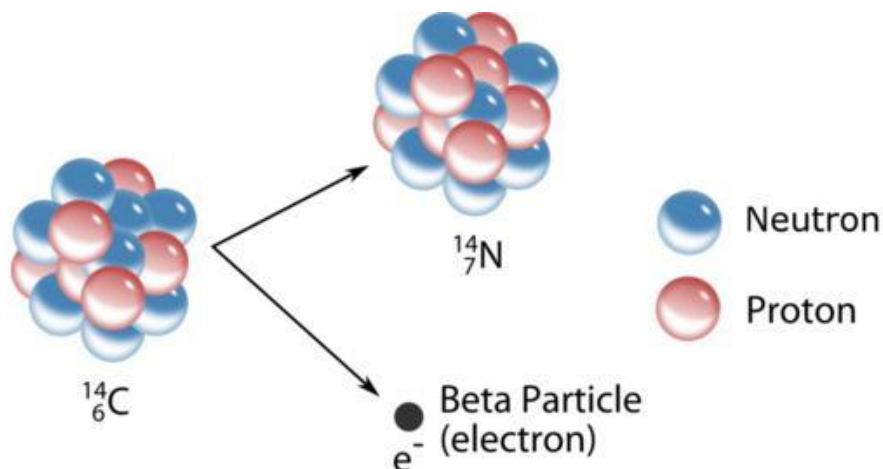
Схема распада и энергетический спектр α -частиц ядра ${}^{210}_{84}\text{Po}$



Радиоизотопные источники альфа-частиц.

	$T_{1/2}$ (s)	Alpha Energy (MeV)
^{238}U	$1.40 \times 10^{+17}$	4.19
^{234}U	$7.76 \times 10^{+12}$	4.68
^{230}Th	$2.38 \times 10^{+12}$	4.58
^{226}Ra	$5.05 \times 10^{+10}$	4.77
^{222}Rn	$3.30 \times 10^{+05}$	5.49
^{218}Po	$1.86 \times 10^{+02}$	6.00
^{214}Po	1.64×10^{-04}	7.68
^{210}Po	$1.20 \times 10^{+07}$	5.31

Бета распад.



- Законы смещения при бета-распаде:
 $\Delta A = 0, \Delta Z = \pm 1$
- спектр частиц распада **непрерывный**;
- наиболее вероятное значение энергии частиц составляет около трети от максимального;

Энергетическое условие бета-распада

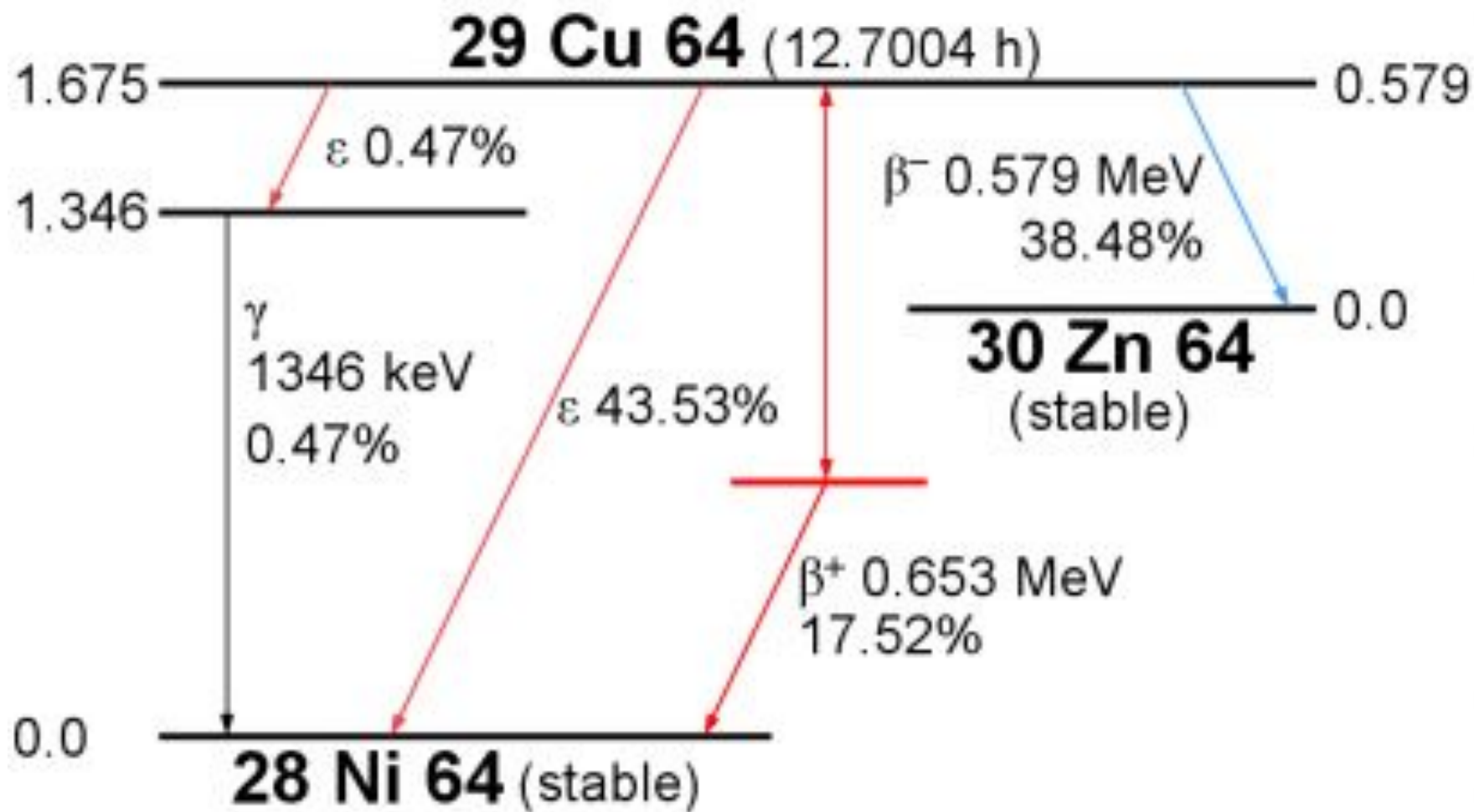
$$\beta^{\pm} \quad M(A, Z) > M(A, Z \pm 1) + m_e$$

$$e \quad M(A, Z) > M(A, Z - 1) - m_e$$

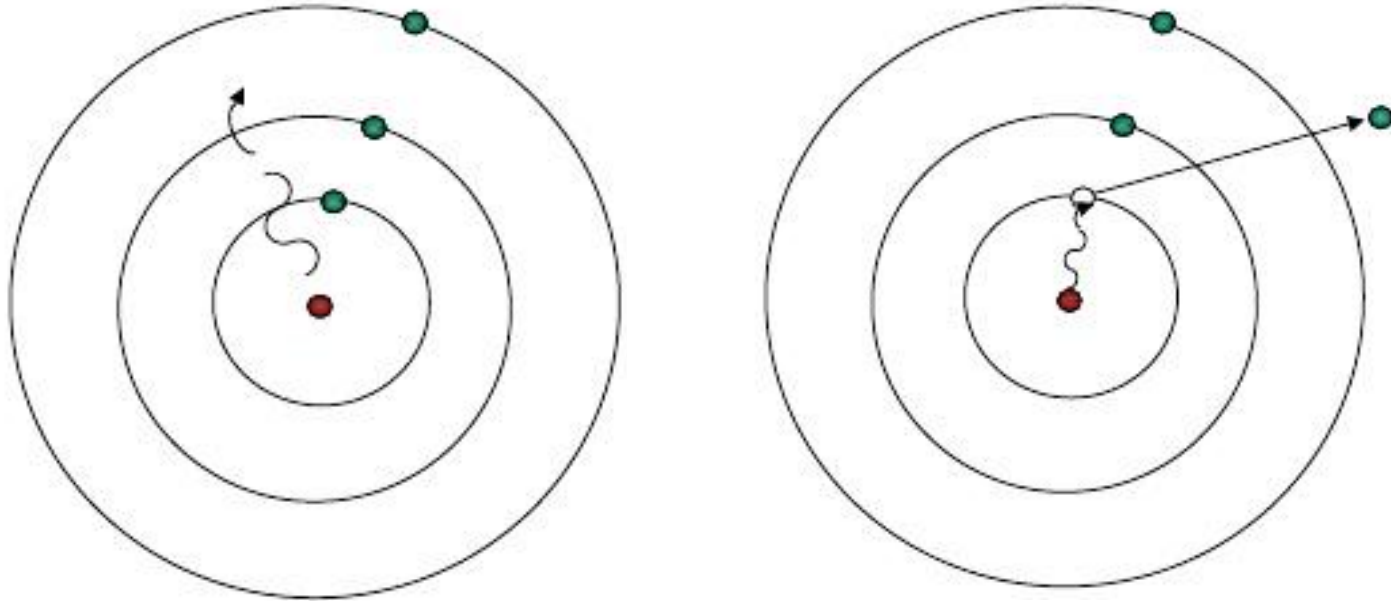
существуют ядра, в которых возможен только e -захват.

существуют ядра, для которых возможны все три вида -распада

Схема бета-распада ядра $^{64}_{29}\text{Cu}$.

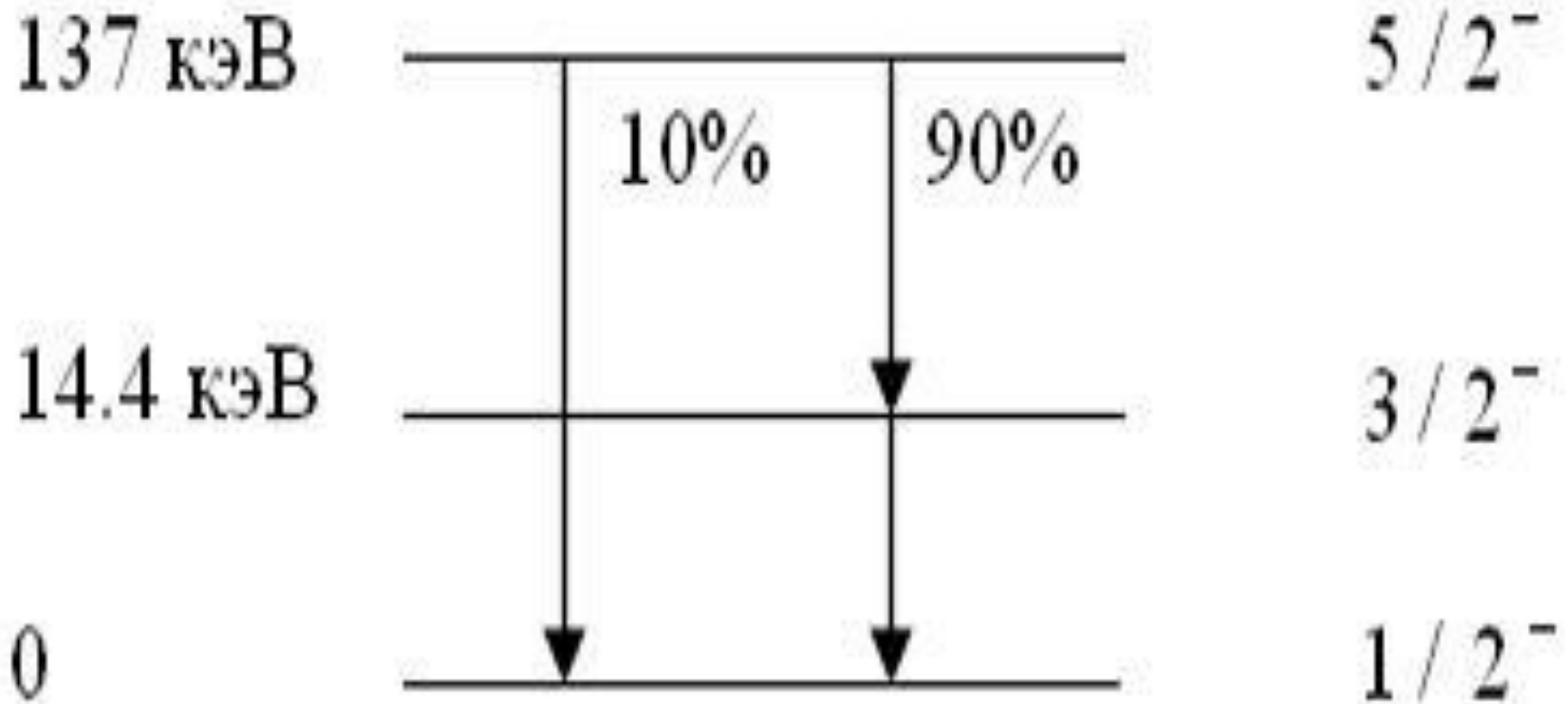


Снятие возбуждения ядер.



- испускание электромагнитного излучения (гамма-излучения);
- испускание электронов конверсии;
- испускание пар электрон-позитрон (парная конверсия).

Схема снятия возбуждения ядра $^{57}_{26}\text{Fe}$



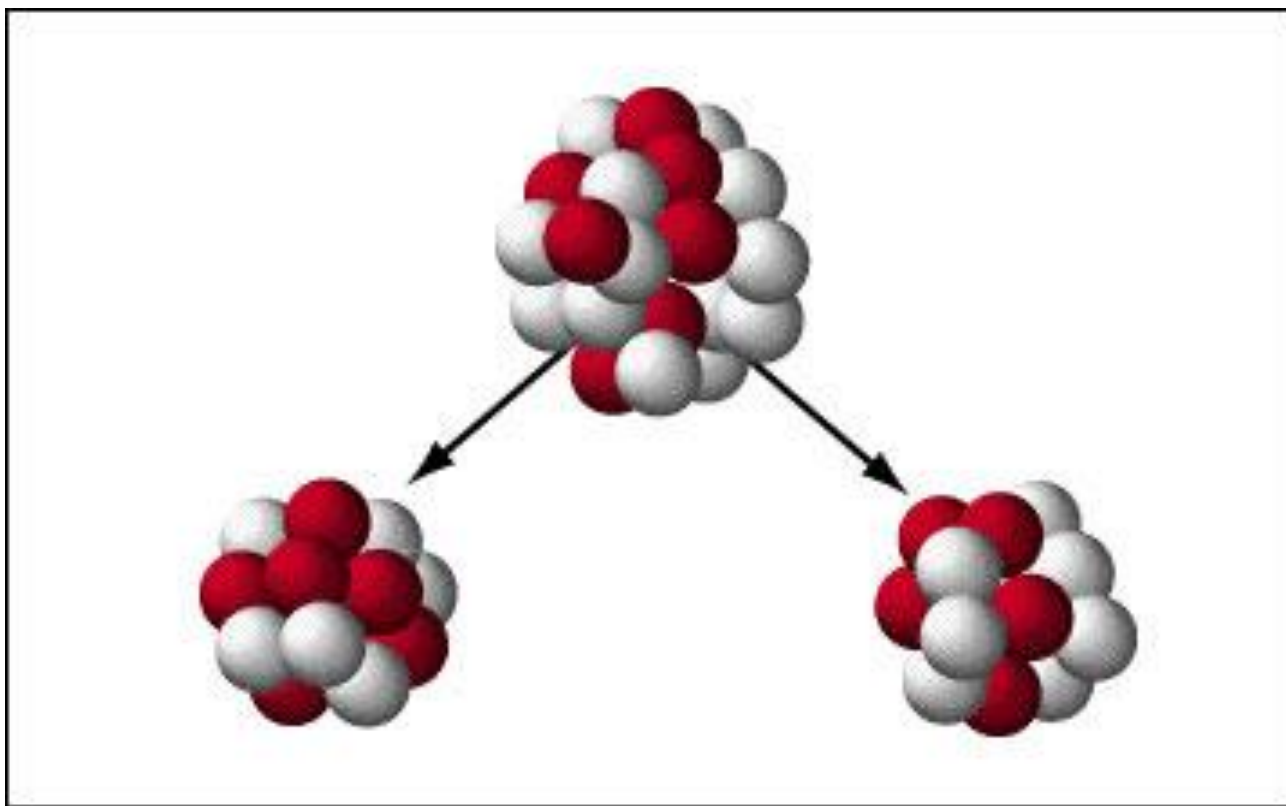
Испускание конверсионных электронов.

- с ростом энергии перехода вероятность конверсии убывает;
- вероятность конверсии возрастает с увеличением мультипольности перехода;
- вероятность конверсии растет с ростом Z ;
- спектр конверсионных электронов – линейчатый;
- конверсия сопровождается испусканием характеристического излучения и электронов Оже.

Тема 5. Основные свойства реакции деления ядер

Спонтанное деление ядер.

$$Z \geq 90.$$



Реакция деления

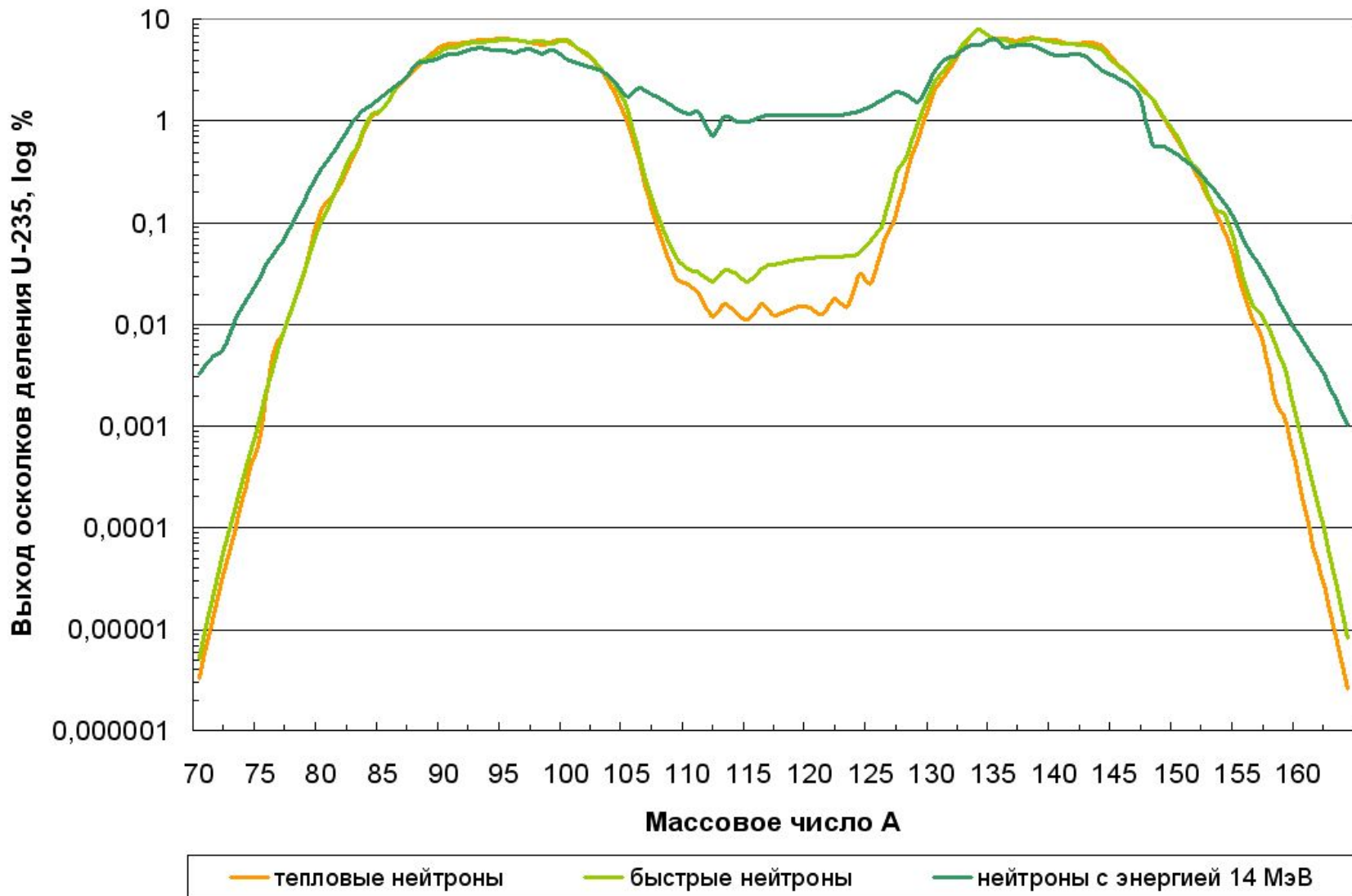
Спонтанное деление, как правило, представляет собой медленный, подбарьерный процесс. Для того, чтобы ядро разделилось быстро, нужно внести энергию возбуждения $\Delta W > W_f$

Возможны два случая:

- $\Delta W_n > W_f$: деление идёт под действием тепловых нейтронов.
- $\Delta W_n < W_f$: для деления нужна кинетическая энергия, определяемая из условия:

$$A E_n / (A+1) = E_n' > W_f - \Delta W_n.$$

Выход осколков реакции деления урана-235.



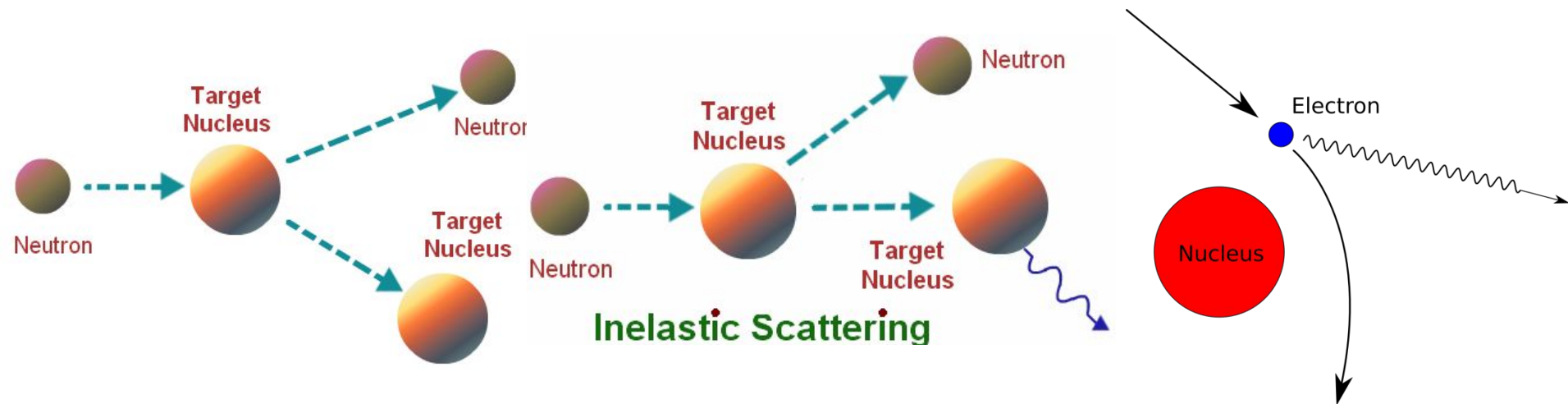
Коэффициент размножения нейтронов.

- $k = N_{\partial} / N_{пр}$, где N_{∂} – число нейтронов, вызывающих деление в данном поколении, $N_{пр}$ – число нейтронов, вызывающих деление в предыдущем поколении.
- $k = 1$ – реакция протекает при постоянной мощности; т.е. количество актов деления не возрастает со временем и не убывает.
- $k > 1$ – мощность реакции нарастает (количество актов деления возрастает)

Часть 2 Взаимодействие ядерных излучений с веществом

Ядерные излучения, проходя через вещество, взаимодействуют с его атомами. При этом изменяется энергетический спектр излучения, его угловое распределение, могут появляться вторичные излучения. Характер изменений, происшедших с первичным излучением, определяется элементарными процессами взаимодействия и, следовательно, природой самого первичного излучения

Общая характеристика процессов



- упругое рассеяние
- неупругое рассеяние
- излучение фотона в электрическом поле

Процесс неупругого рассеяния приводит к ионизации и возбуждению атомов среды

Прохождение заряженных частиц через вещество.

Ионизационное торможение заряженных частиц

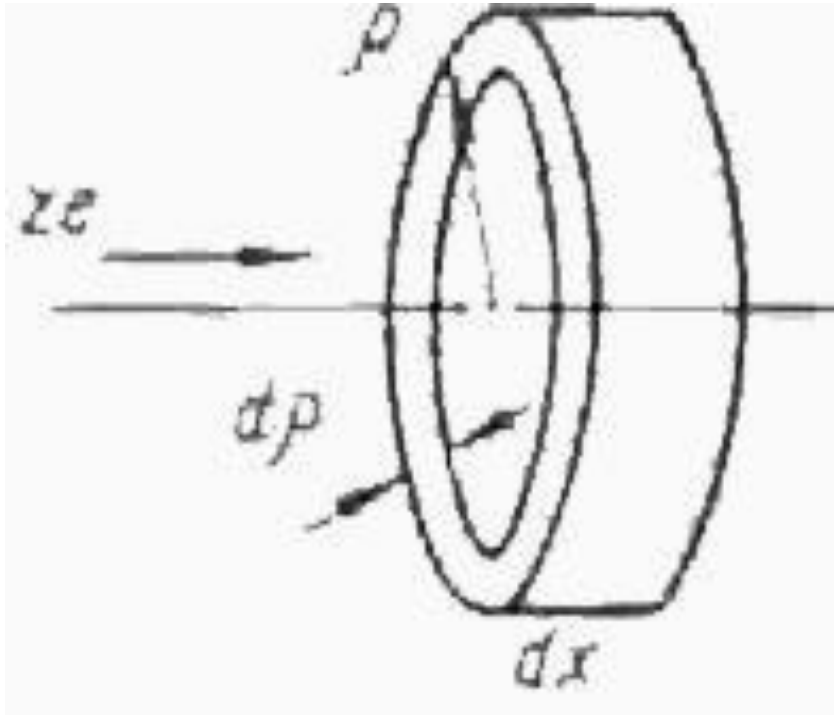
Ионизационное торможение является главным механизмом потерь энергии при прохождении заряженной частицы не слишком больших энергий через вещество. В этом механизме кинетическая энергия заряженной частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды, через которую она проходит. Такие потери энергии называются ионизационными потерями.

Анализ механизма ионизационных потерь



$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt = 2 ze^2 / \rho v$$

$$\Delta E = \Delta p_{\perp}^2 / 2m_e = (2 z^2 e^4 / m_e v^2) (1 / \rho^2)$$



Число электронов в цилиндрическом слое:

$$Vn_e = 2\pi\rho n_e d\rho dx$$

$$\frac{dE}{dx}(\rho) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho}$$

для тяжелой заряженной частицы (например, протона, α -частицы) при энергиях $E \ll (M/m_e)Mc^2$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right]$$

средняя энергия ионизации атомов поглощающего вещества:

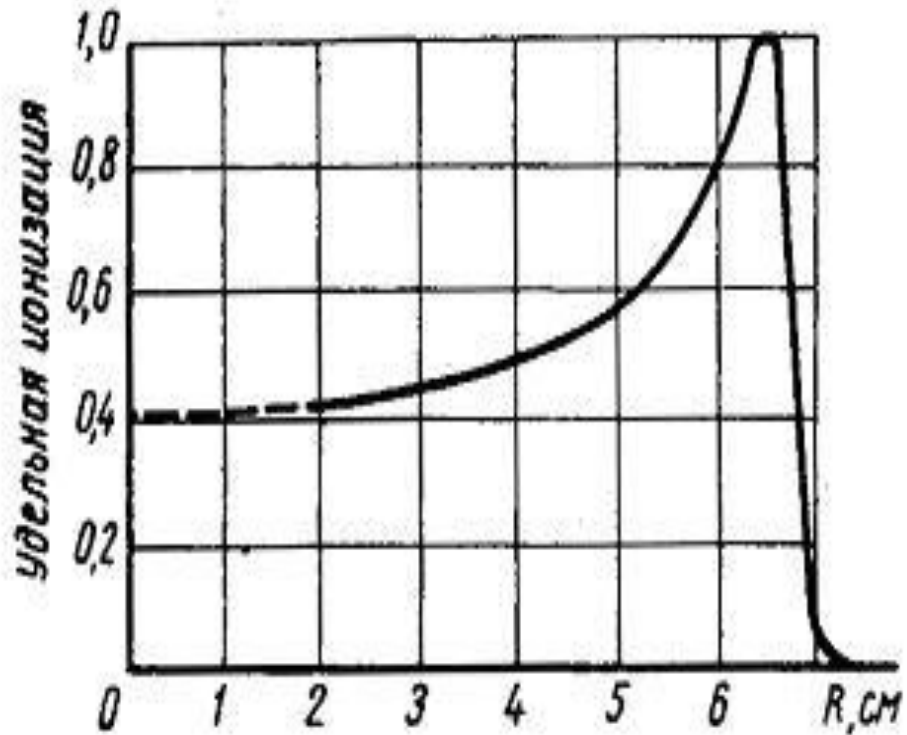
$$\bar{I} = (13,5 * Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}; \beta = v/c$$

Удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости $\varphi(v) \sim 1/v^2$ и не зависит от массы частицы M :

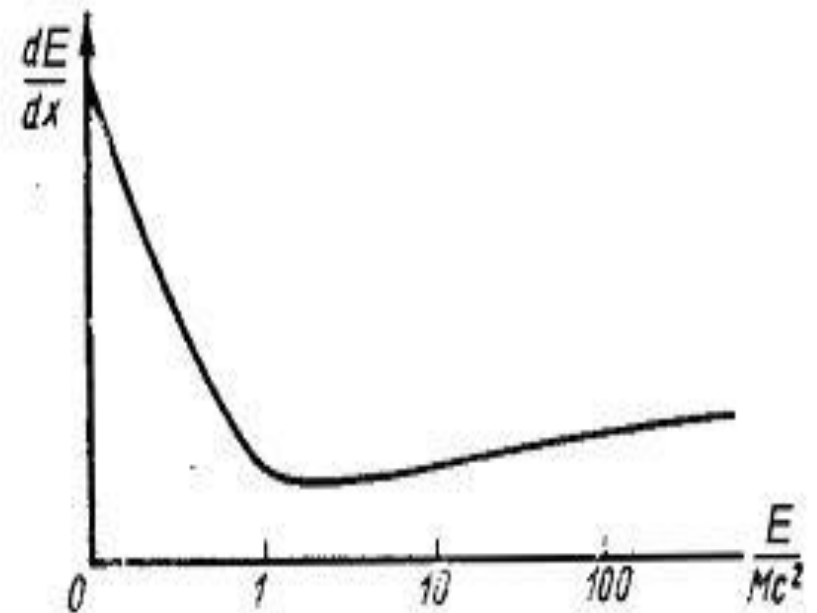
$$dE/dx \sim z^2 n_e \varphi(v)$$

С ростом энергии частицы удельные потери на ионизацию падают обратно пропорционально энергии, но по мере приближения ее скорости к скорости света – все медленнее и медленнее. При некоторой энергии удельные потери энергии на ионизацию становятся минимальными. Начиная с некоторой достаточно большой энергии частицы, величина dE/dx снова медленно растет пока не достигает насыщения.

Зависимости удельных потерь на ионизацию от пробега α -частицы (а) и от кинетической энергии, измеренной в массовых единицах (б)



a).



b).

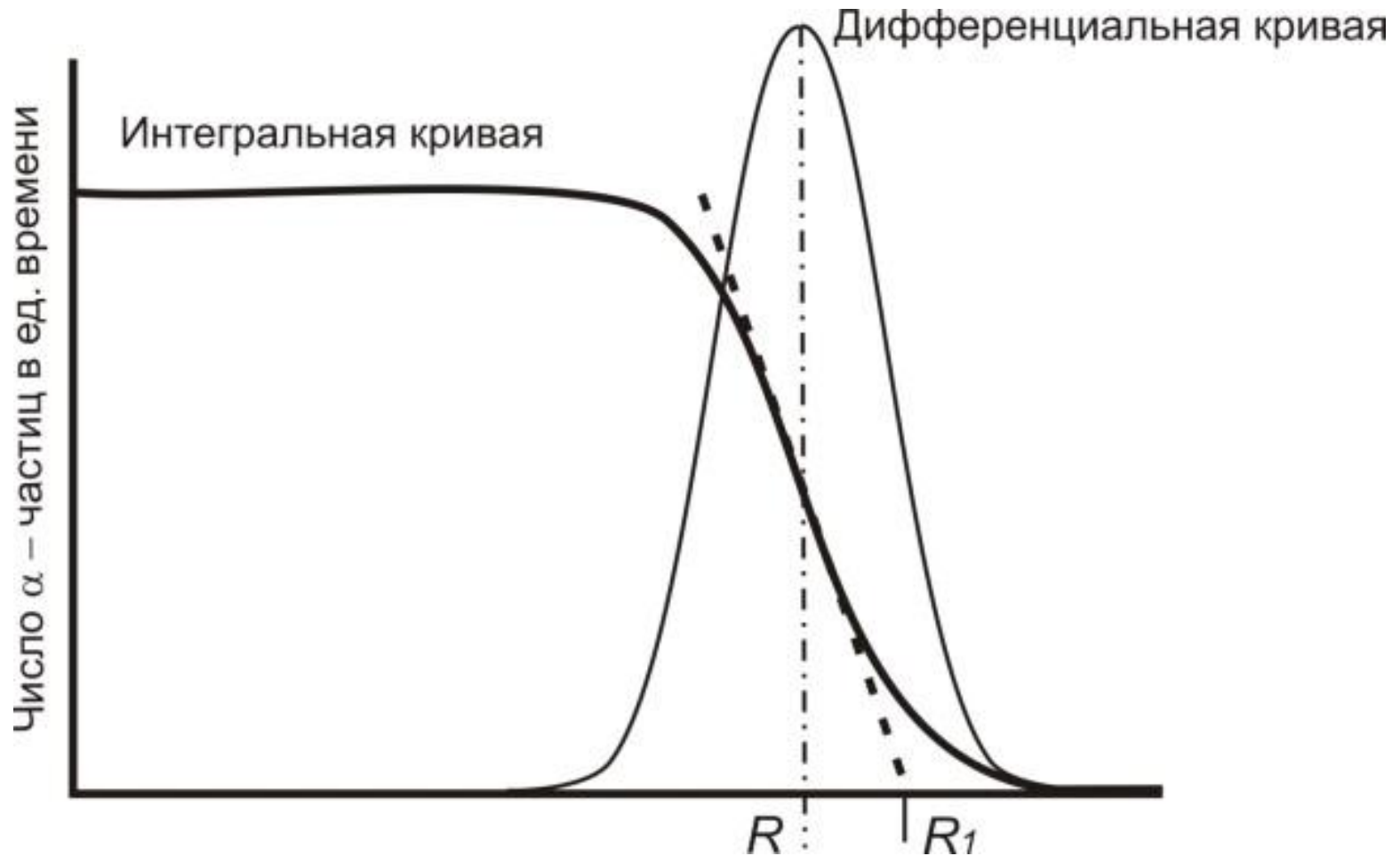
Связь пробега с энергией

Для определенной среды и частицы с данным z величина dE/dx является функцией только скорости v , следовательно, для частицы с заданной массой — функцией только кинетической энергии: $dE/dx = \varphi(E) \Rightarrow$

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}$$

Пробег частиц обозначается буквой R и измеряется либо в единицах длины (м, см, мкм), либо в массовых единицах ($г/см^2$).

Кривая пробегов для моноэнергетических частиц.



Формула для пробегов протонов в фотоэмульсии:

$$E_p = \alpha R^n$$

$\alpha \approx 0,25$; $n \approx 0,58$; E в МэВ, R — в мкм.

Для произвольной частицы массы m :

$$E = \alpha (m/m_p)^{1-n} z^{2n} R^n$$

Формула справедлива для любых тяжелых заряженных частиц, движущихся в фотоэмульсии.

Связь между энергией и пробегом в воздухе для α -частиц

$$R = aE_{\alpha}^b \text{ (см) для } 3 < R_{\alpha} < 7 \text{ см}$$

$$a = 0.318, b = 1.5 \text{ – для } E_{\alpha} < 200 \text{ МэВ;}$$

$$a = 0.0268, b = 1.8 \text{ – для } E_{\alpha} \geq 200 \text{ МэВ;}$$

Пробег в произвольном веществе:

$$R = R_{\text{возд}} \frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho} \sqrt{\frac{A}{A_{\text{возд}}}}$$

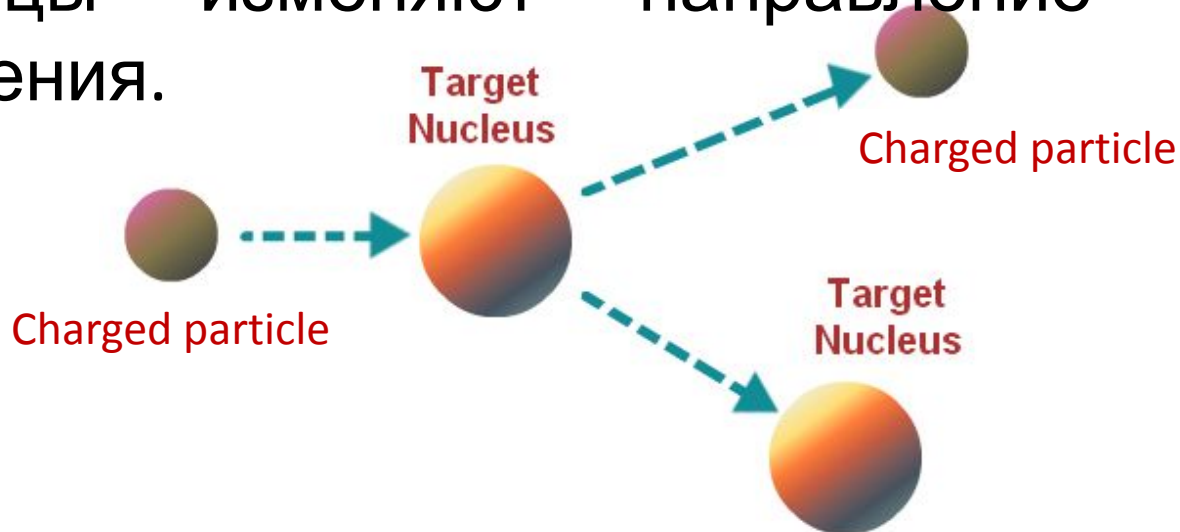
$$R = \frac{10^{-4} \sqrt{A_x E_{\alpha}^3}}{\rho_x},$$

ρ и $\rho_{\text{возд}}$ – плотности воздуха и исследуемой среды, A и $A_{\text{возд}}$ – их средние массовые числа.

Если $E_{\alpha} \sim 5$ МэВ, то $R_{\alpha} \sim 38$ мм в воздухе, а в твердых телах ~ 30 - 40 мкм, т. е. обычная бумага полностью поглощает α -частицы, испускаемые радионуклидными источниками.

Упругое рассеяние заряженных частиц

Упругим рассеянием называется такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и только перераспределяется между частицами, а сами частицы изменяют направление своего движения.



Сечение упругого рассеяния (формула Резерфорда).

$$d\sigma = \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4 \sin^4(\theta/2)}; \quad d\Sigma = nd\sigma$$

Z и z - зарядовые числа ядра и частицы, e - заряд электрона, m и v -масса и скорость частицы, соответственно, θ - угол рассеяния, $d\Omega$ - элемент телесного угла, n - число ядер в 1см^3

Формула получена Резерфордом на базе ядерной модели атома и может быть использована для определения заряда ядра

Множественное рассеяние

$$d\sigma = \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4 \sin^4(\theta/2)}; \quad d\Sigma = nd\sigma$$

Из формулы Резерфорда следует, что вероятность кулоновского рассеяния заряженной частицы на некоторый угол θ резко возрастает при уменьшении угла рассеяния. В связи с этим заряженная частица, движущаяся в плотной среде, должна испытывать на своем пути большое количество последовательных актов рассеяния на очень малые углы. Этот процесс называется **множественным кулоновским рассеянием**.

Особенности прохождения бета – излучения (электронов) через вещество.

β – частицы (электроны и позитроны) движутся с гораздо большей скоростью, чем тяжелые заряженные частицы. Например, скорость электрона с энергией $0,5 \text{ МэВ}$ равна $0,9$ скорости света.

Характерные особенности прохождения β – частиц через вещество обусловлены не только их малой массой покоя, которая равна массе покоя атомных электронов, но и энергетическим распределением частиц, характерным для бета-распада.

Ионизационные потери энергии.

$$(-dE / dx)_{\text{ион}} = 2\pi e^4 nZ [\ln(mv^2 E / 2I^2 t^2) - (2t - t^2) \ln 2 + t^2 + (1-t)^2 / 8 - \delta] / mv^2$$

E — кинетическая энергия электрона, $t^2 = 1 - \beta^2$, $\beta = u/c$, а величина I , зависящая от Z , называется средней энергией ионизации и характеризует энергию связи электрона в атоме. Величина I/Z постепенно уменьшается с ростом Z и равна: 18,7 эВ для водорода, 12,6 эВ для алюминия, 10,1 эВ для свинца.

При использовании формулы (2.8) для вещества, содержащего атомы различных элементов, значения I/Z этих атомов усредняют:

$$I_n =$$

$nZ = \rho N_A Z/A$ соответствует числу электронов в 1 см³ среды.

Радиационные потери энергии.

При ускоренном движении электроны испускают электромагнитное излучение, которое обычно называют **тормозным**. Потери энергии частицы на излучение (dE/dx) пропорциональны квадрату её ускорения a^2 . Так как силы F кулоновского взаимодействия с ядрами для частиц с равными зарядами z одинаковы, то потери на излучение для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Особенно существенны они для легчайших заряженных частиц—электронов.

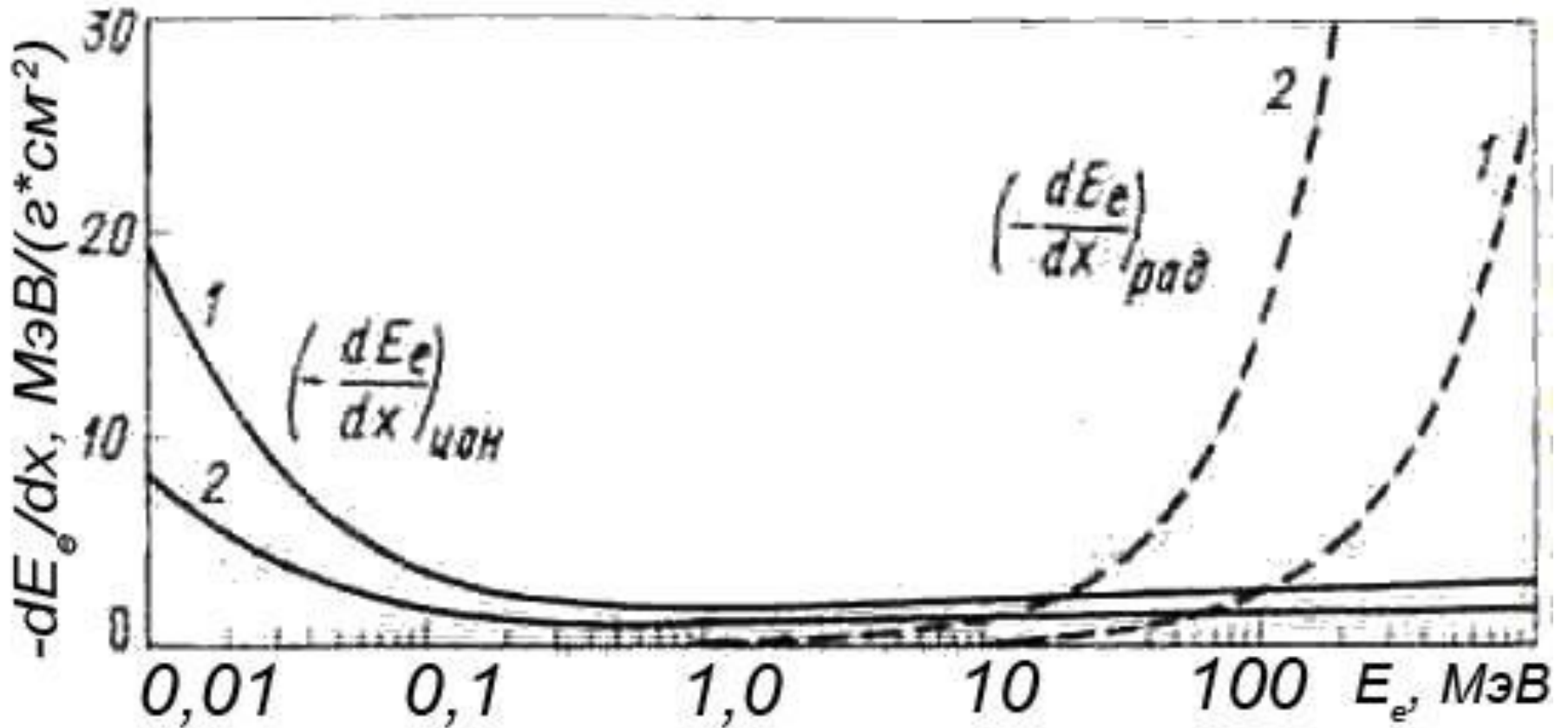
Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, верхняя граница которого определяется энергией электронов.

Радиационные потери энергии, отнесенные к единице пути:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = n \int_0^{\nu_{\text{макс}}} h\nu\sigma(E, \nu) d\nu$$

n – число атомов в единице объема среды, а $\nu = E/h$. Вероятность испускания фотонов тормозного излучения в поле атомного ядра и в поле электронов пропорциональна ν^{-1} , поэтому радиационные потери энергии пропорциональны энергии электронов.

Ионизационные и радиационные потери энергии электронов на 1 г/см² вещества в воздухе (1) и свинце (2).



Эффективное сечение.

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = nE\sigma_{\text{рад}}$$

Если энергия электронов удовлетворяет условию $E \gg 137mc^2/Z^{1/3}$, то $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от энергии и составляет примерно

$2 \cdot 10^{-27} Z^2 \ln(183/Z^{1/3}) \text{ см}^2$. При меньших энергиях электронов $\sigma_{\text{рад}}$:

$$\sigma_{\text{рад}} \approx 6 \cdot 10^{-28} Z^2 \{4 \ln[2E/(m_e c^2)] - 4/3\}$$

Ионизационные потери энергии при $v \approx c$ пропорциональны Z и логарифму энергии, а потери на излучение растут линейно с энергией и пропорциональны Z^2 , поэтому при больших энергиях потери на излучение

Формула Бете-Гайтлера.

$$(-dE / dx)_{\text{рад}} / (-dE / dx)_{\text{ион}} = E_e Z / 800 , \text{ где } E_e \text{ в МэВ.}$$

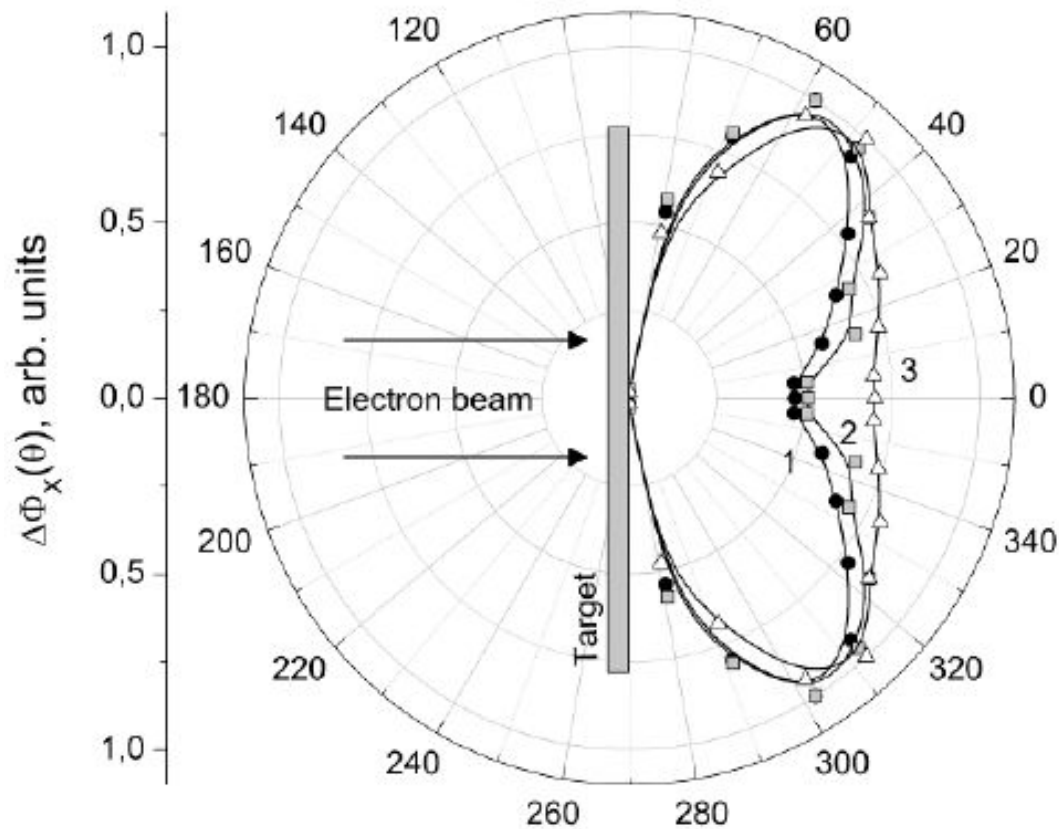
Из этой формулы можно получить значение критической энергии $E_{\text{кр}} = 800/Z$ МэВ. В тяжелых элементах, таких, как свинец, радиационные потери преобладают уже при энергиях электронов выше 10 МэВ.

Для тех случаев, когда $E > E_{\text{кр}}$ и когда $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от E :

$$-(dE / dX) / E = 1 / X_0$$

Радиационная длина изменяется от $X_0 = 5,8 \text{ г/см}^2$ для свинца до $X_0 = 85 \text{ г/см}^2$ для гелия.

Угловое распределение тормозного излучения.



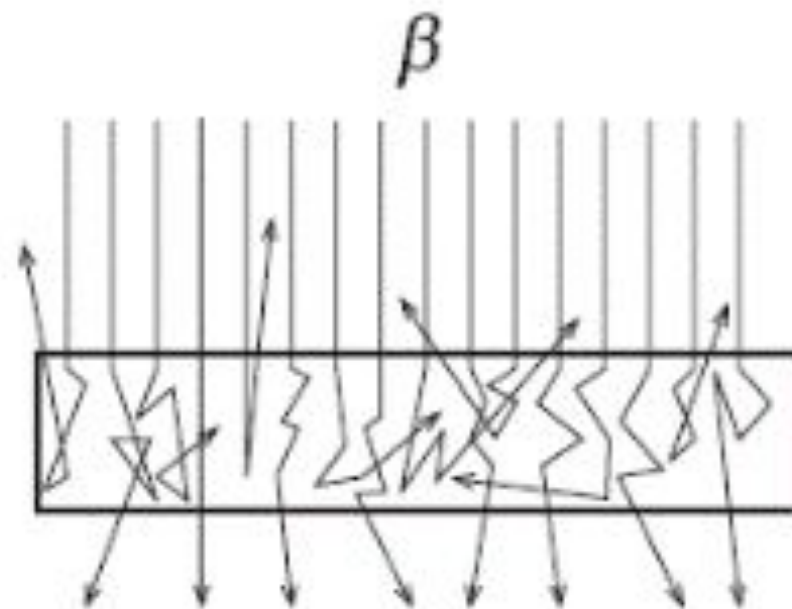
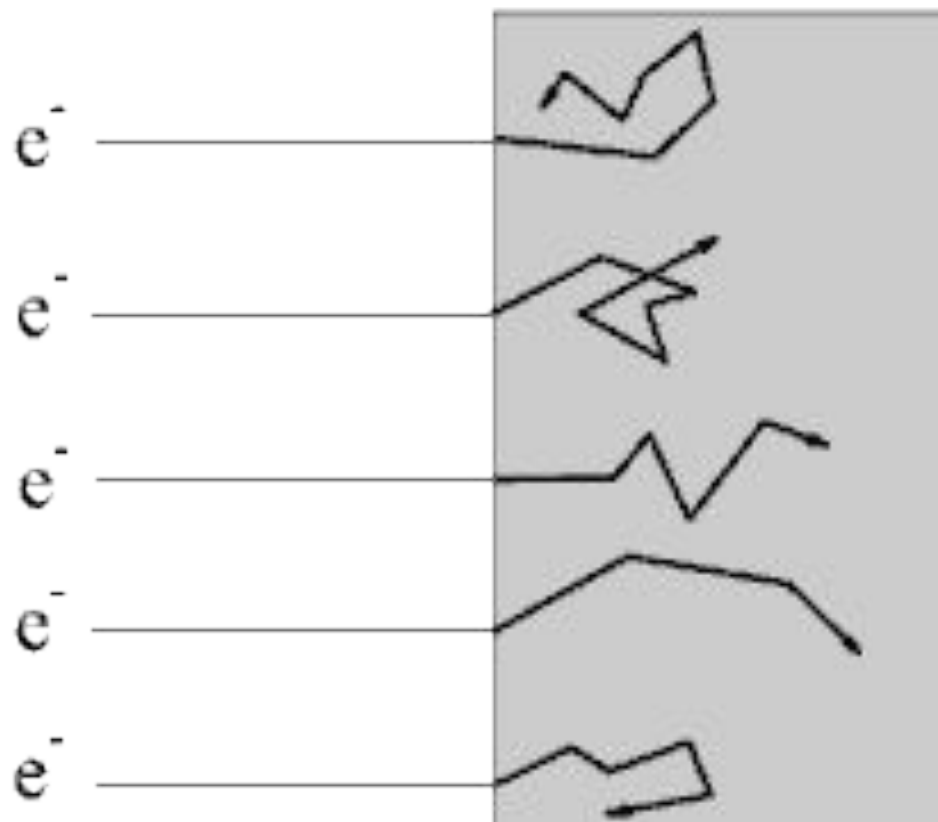
Угловое распределение тормозного излучения имеет ярко выраженную анизотропию в сторону направления импульса падающей частицы. Так, при релятивистских энергиях электронов средний угол испускания фотонов тормозного излучения равен mc^2/E_e .

Длина пробега электронов в веществе.

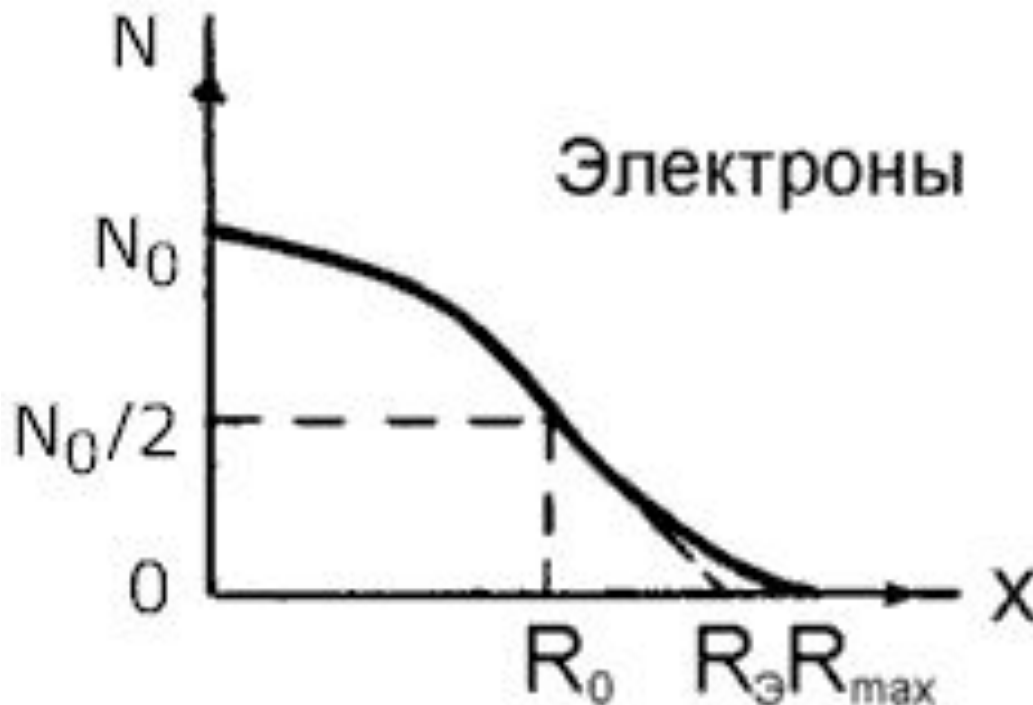
Когда быстрый электрон входит в вещество, то вначале рассеяние на большие углы маловероятно. В результате ионизационных и радиационных потерь энергия электрона уменьшается, и все большее значение приобретает рассеяние на большие углы. Средний угол отклонения электронов возрастает с увеличением пройденного пути в веществе. После большого числа актов рассеяния на большие углы перемещение электрона можно рассматривать как **диффузию**.

Зависимость числа электронов, прошедших слой вещества заданной толщины, от толщины слоя называют **функцией ослабления**.

Примеры пробегов электронов в веществе.



Определение пробегов электронов на графике.



R_0 – средний пробег

$R_{\text{Э}}$ – экстраполированный пробег

R_{max} – максимальный пробег

Функцию ослабления удобно характеризовать *экстраполированной длиной пробега*, $R_{\text{экстр}}$. Для алюминия $R_{\text{экстр}} = 0,526E$ г/см²

$$R_{\text{экстр}} = 0,542E_{\beta} - 0,133, \quad \text{для спектра при } E_{\beta} > 0,8 \text{ МэВ}$$

Для среды толщиной меньше максимального пробега β -частиц ослабление плотности потока электронов β -распада: :

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu_m t)$$

t – толщина поглотителя, г/см² ; μ_m – массовый коэффициент поглощения электронов, см²/г

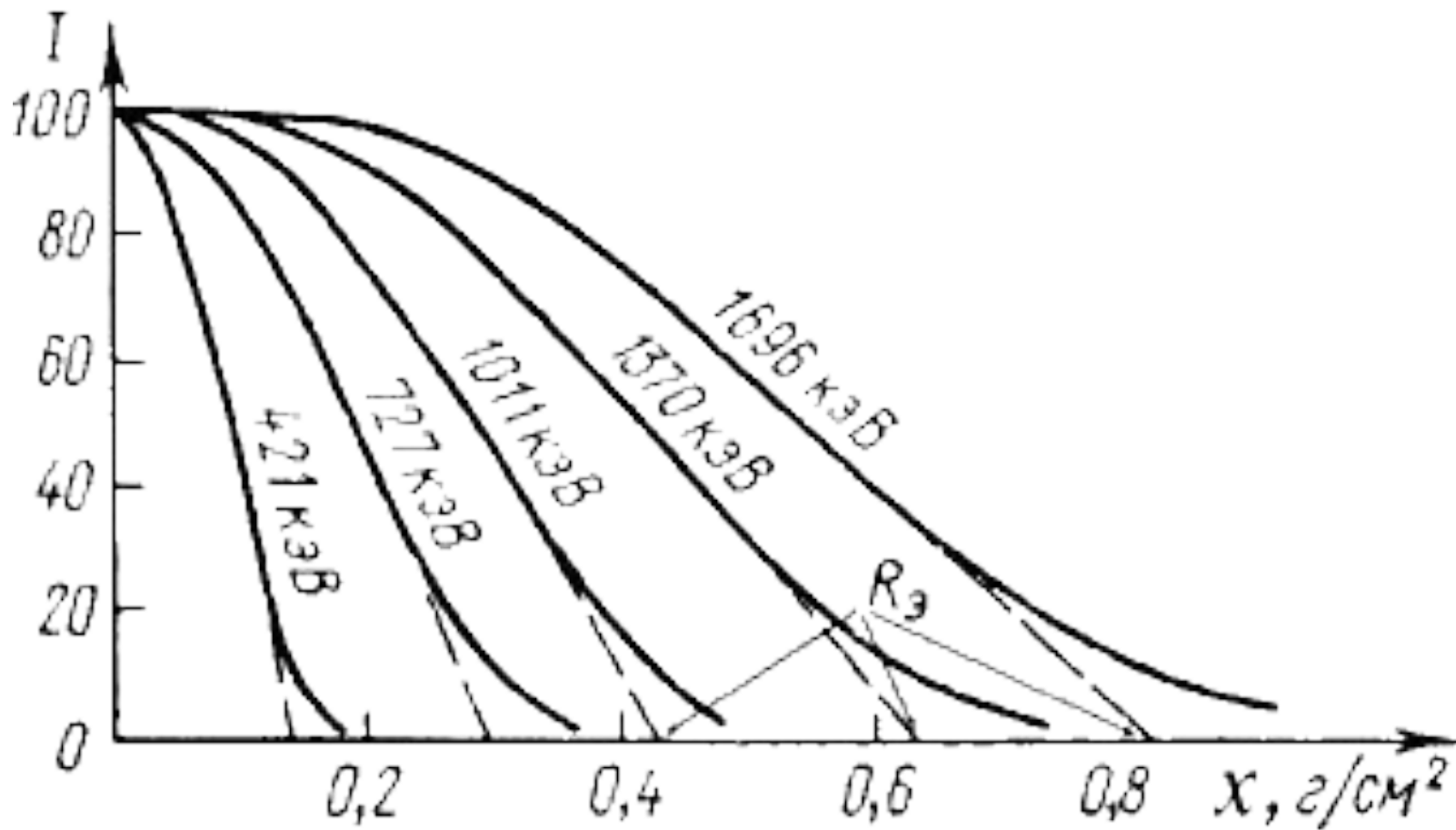
Для оценок максимальных пробегов β -частиц можно пользоваться приближенными соотношениями:

$$R_{\beta \text{ max}} \text{ мм для алюминия} \approx 2,5 E_{\beta}$$

$$R_{\beta \text{ max}} \approx 450 E_{\beta} \text{ для воздуха.}$$

(При E_{β} от 0,5 до 10 МэВ погрешность < 30%).

Зависимость интенсивности пучка электронов, прошедших через слой поглотителя t , от толщины поглотителя.

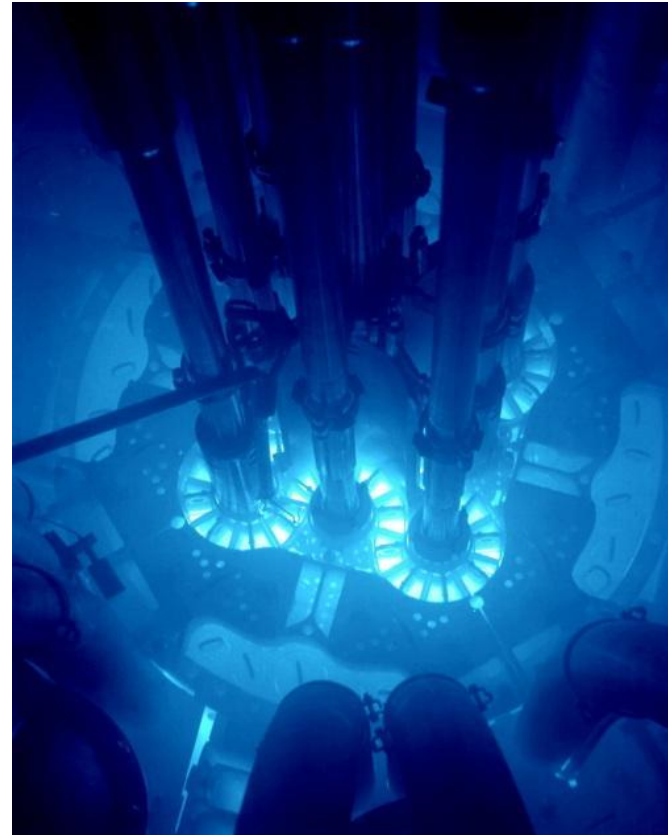
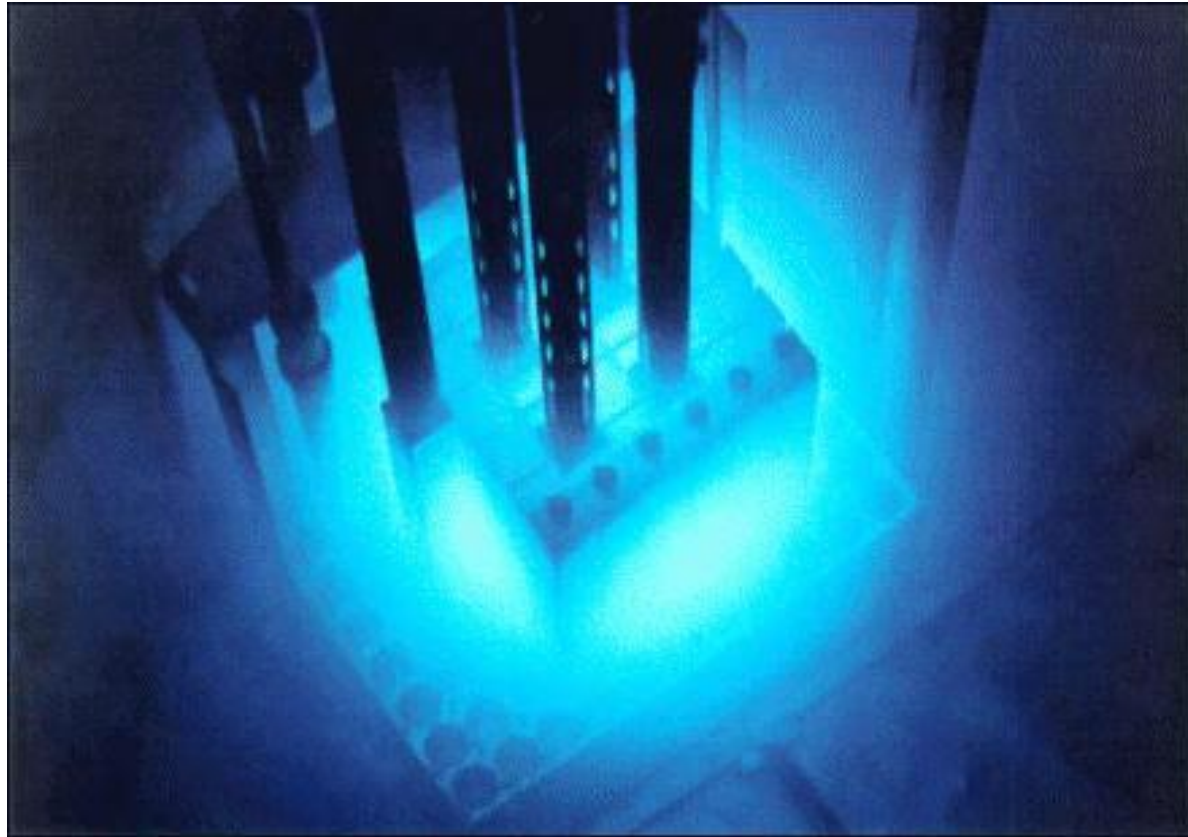


Обратное рассеяние β -частиц

Некоторые β -частицы могут настолько изменить свою траекторию, что выйдут из вещества в обратном или близком к нему направлении. Это явление называется **обратным рассеянием** или отражением β -частиц.

Минимальная толщина подложки, при которой наступает **наибольшее отражение** β -частиц данной энергии, приблизительно одинакова для всех веществ и равна $\sim 0.2R$. При увеличении энергии доля отраженных электронов падает, а при увеличении Z доля отраженных электронов растет.

Черенковское излучение.



Черенковское излучение представляет собой один из эффектов, которым среда реагирует на прохождение через нее заряженной частицы.

При прохождении заряженной частицы через среду ее молекулы поляризуются. Если скорость света в среде, c_c , меньше скорости частицы в среде, v , ($v > c_c$), то возникшее электромагнитное поле не успевает распространиться по всем направлениям, и, по принципу Гюйгенса, фронт волны представляет собой конус с углом раствора, равным $\arcsin(c_c/v)$. Это условие ограничивает спектр излучения оптическим и ультрафиолетовым излучением, поскольку показатель преломления среды в данном диапазоне больше единицы. При этом излучает не частица, а молекулы среды.

Данный физический эффект может быть использован в пороговых детекторах.

Радиоизотопные источники бета-излучения.

Изотоп	Символ	Период полураспада	Максимальная энергия β -частиц, МэВ
Фосфор	^{32}P	14,3 сут	1,71
Стронций	^{90}Sr	29,1 года	0,61
Иттрий	^{90}Y	2,67 сут	2,26
Рутений	^{106}Ru	366 сут	0,039
Церий	^{144}Ce	284 сут	0,3
Прометий	^{147}Pm	2,62 года	0,223
Золото	^{198}Au	2,69 сут	0,96
Таллий	^{204}Tl	3,78 года	0,765

Тема 7. Прохождение гамма-квантов через вещество. Взаимодействие фотонного излучения с веществом.

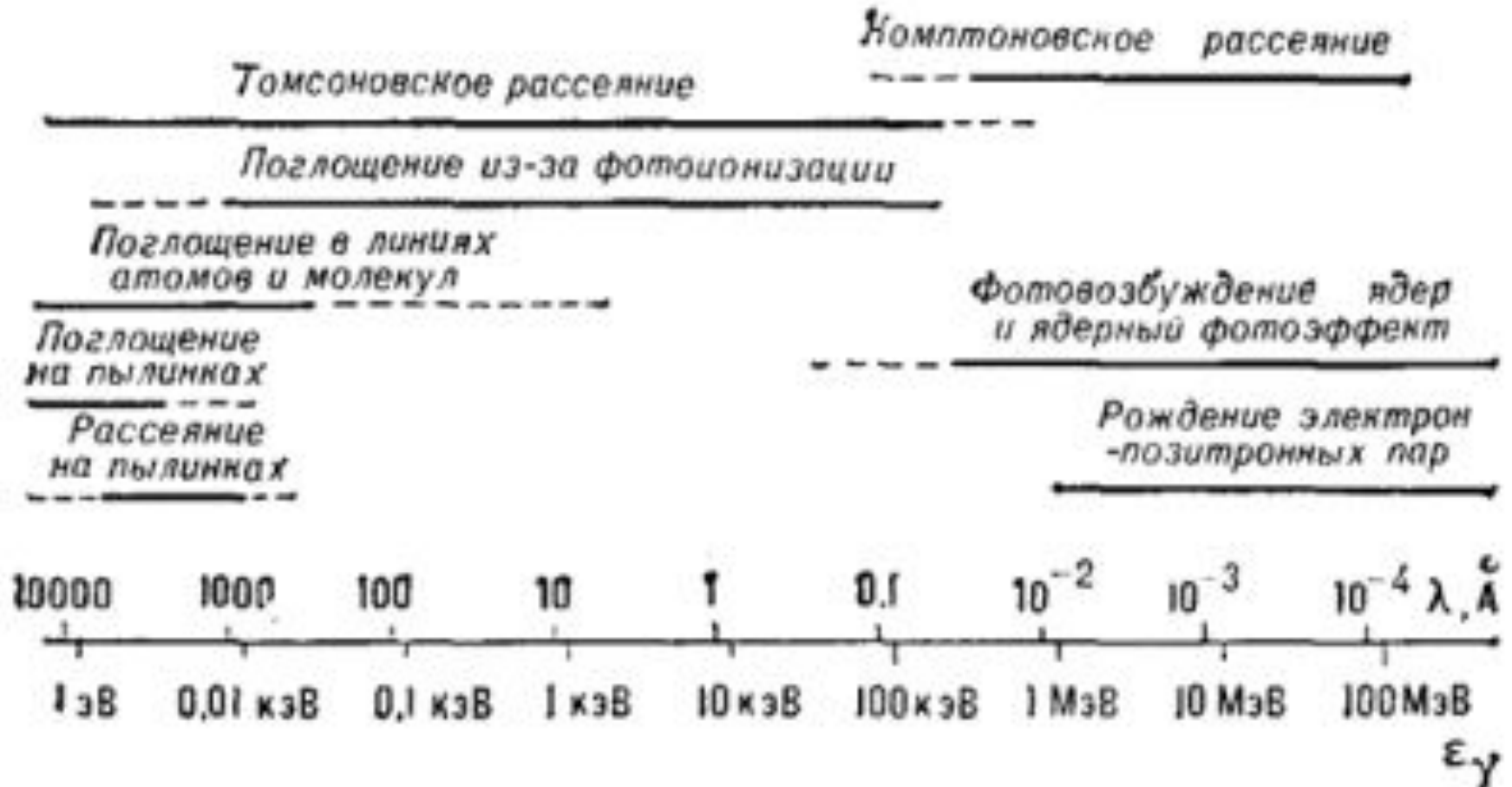
Основные процессы взаимодействия:

- Фотоэлектрический эффект
- Комptonовское рассеяние
- Образование электрон-позитронных пар

Прочие виды:

- Ядерный фотоэффект
- Когерентное (томсоновское) рассеяние на электронах
- Когерентное рассеяние на молекулах
- Резонансное безотдачное поглощение фотонов ядрами или эффект Мессбауэра
- Томсоновское рассеяние на ядрах

Энергетическая шкала взаимодействия фотонов с веществом.



Фотоэлектрический эффект.

Фотоэффектом называют процесс взаимодействия фотона с электроном атома, при котором фотон, целиком поглощаясь атомом, передает свою энергию одному из электронов атомных оболочек (чаще всего *K*-электронам, реже электронам *L*-оболочки и еще реже электронам *M*-оболочки).

Фотоэлектрический эффект не может происходить при взаимодействии фотонов со свободными электронами. Он возможен только на связанных электронах.

Сечение фотоэффекта.

Расчеты сечения фотоэффекта показывают, что он происходит в основном на K -оболочке (80%). При $E_\gamma > E_k$

$$\sigma_\Phi^{[K]} \sim \frac{Z^5}{(E_\gamma)^{7/2}}$$

$\sigma_\Phi^{[K]}$ сечение фотоэффекта на K -оболочке;

Z – заряд атома.

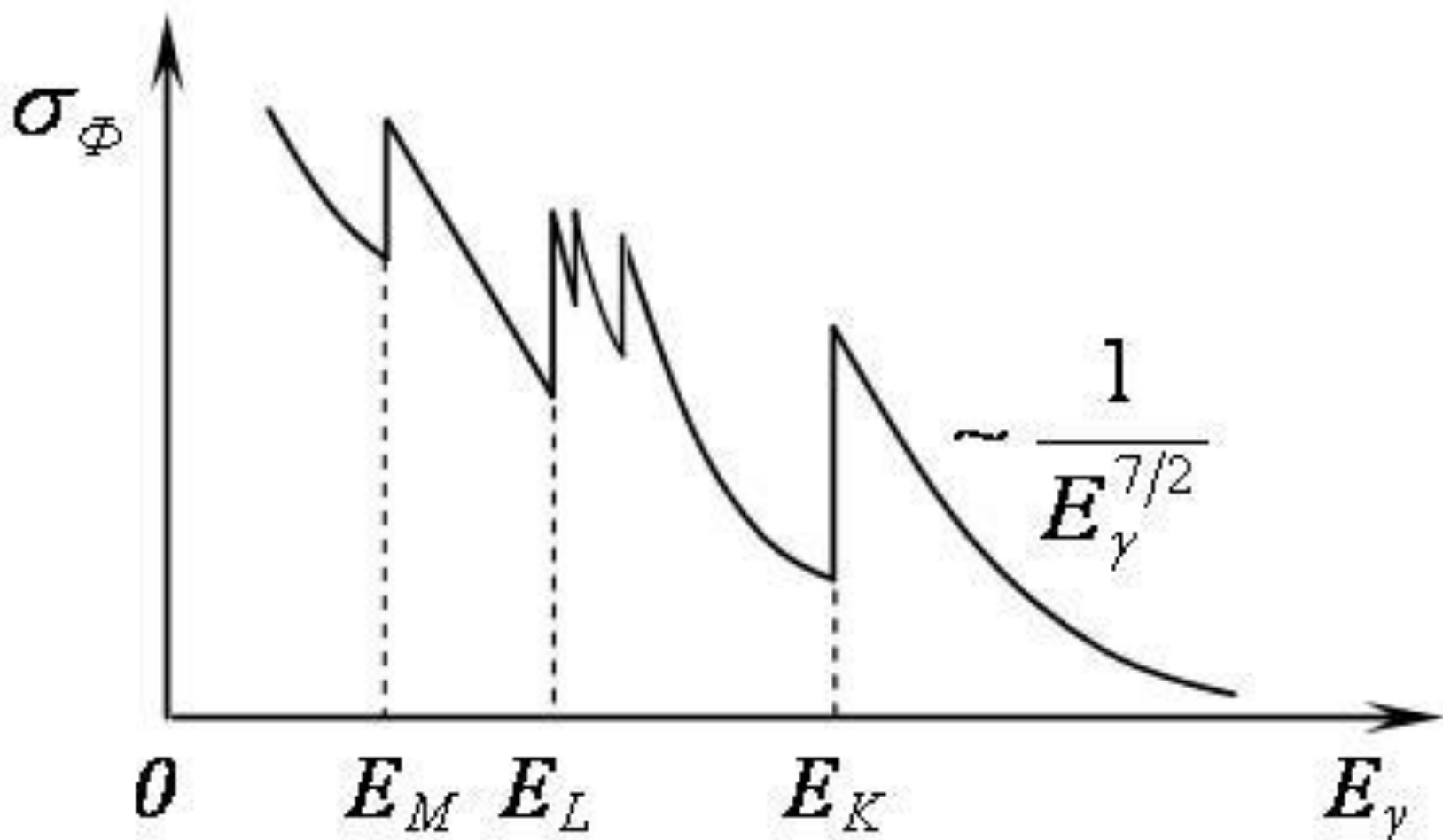
Полное сечение фотоэффекта :

$$\sigma_\phi \approx \frac{5}{4} \cdot \sigma_\Phi^{[K]}$$

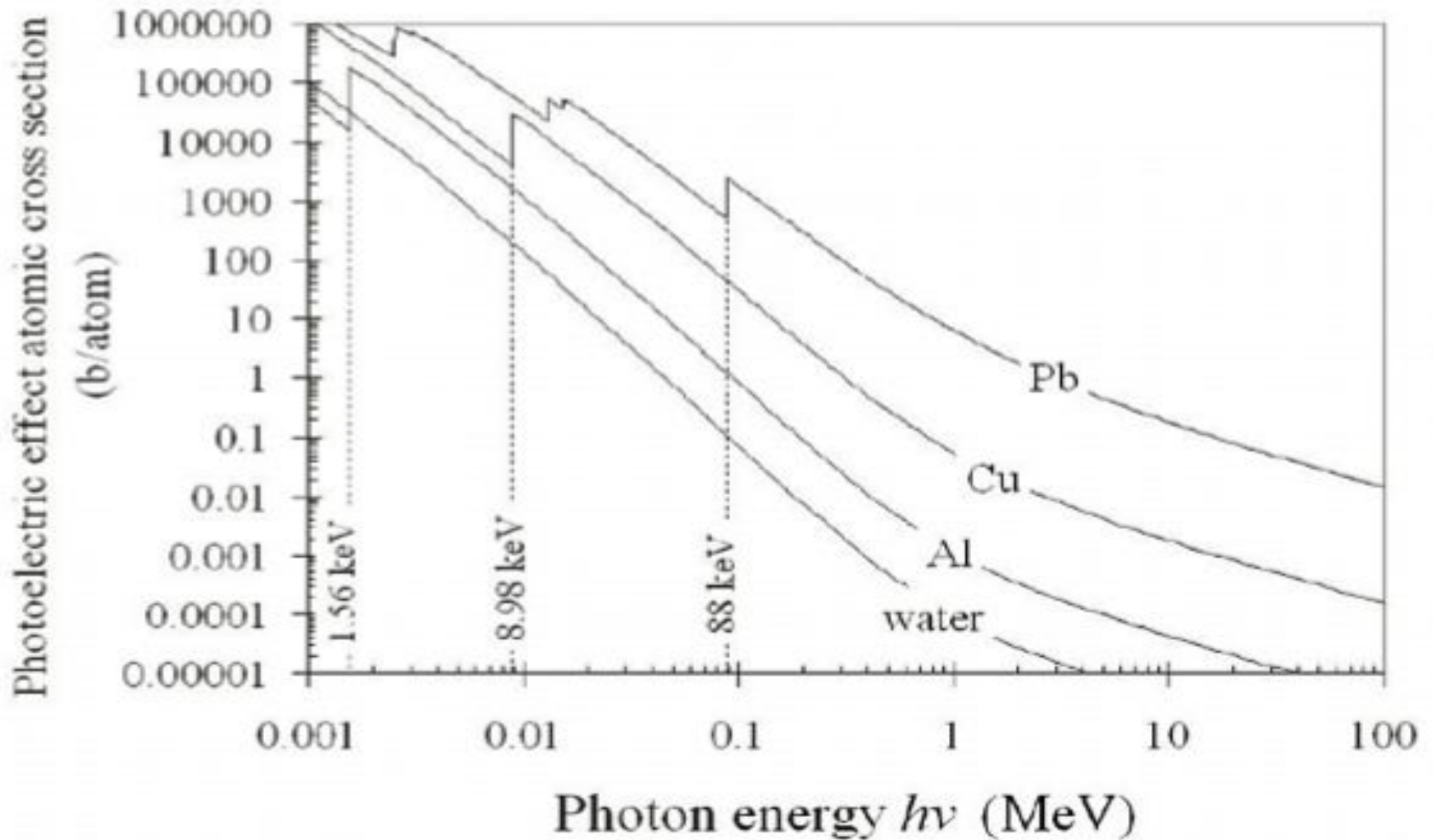
$$\frac{\sigma_\Phi^{[L]}}{\sigma_\Phi^{[K]}} \approx \frac{1}{5} \quad \frac{\sigma_\Phi^{[M]}}{\sigma_\Phi^{[L]}} \approx \frac{1}{4}$$

По мере убывания энергии фотона E_γ (возрастание связанности электронов, отнесенной к энергии E_k/E_γ) сечение возрастает до $E_\gamma = E_k$, начиная с $E_\gamma < E_k$ фотоэффект на K - оболочке становится

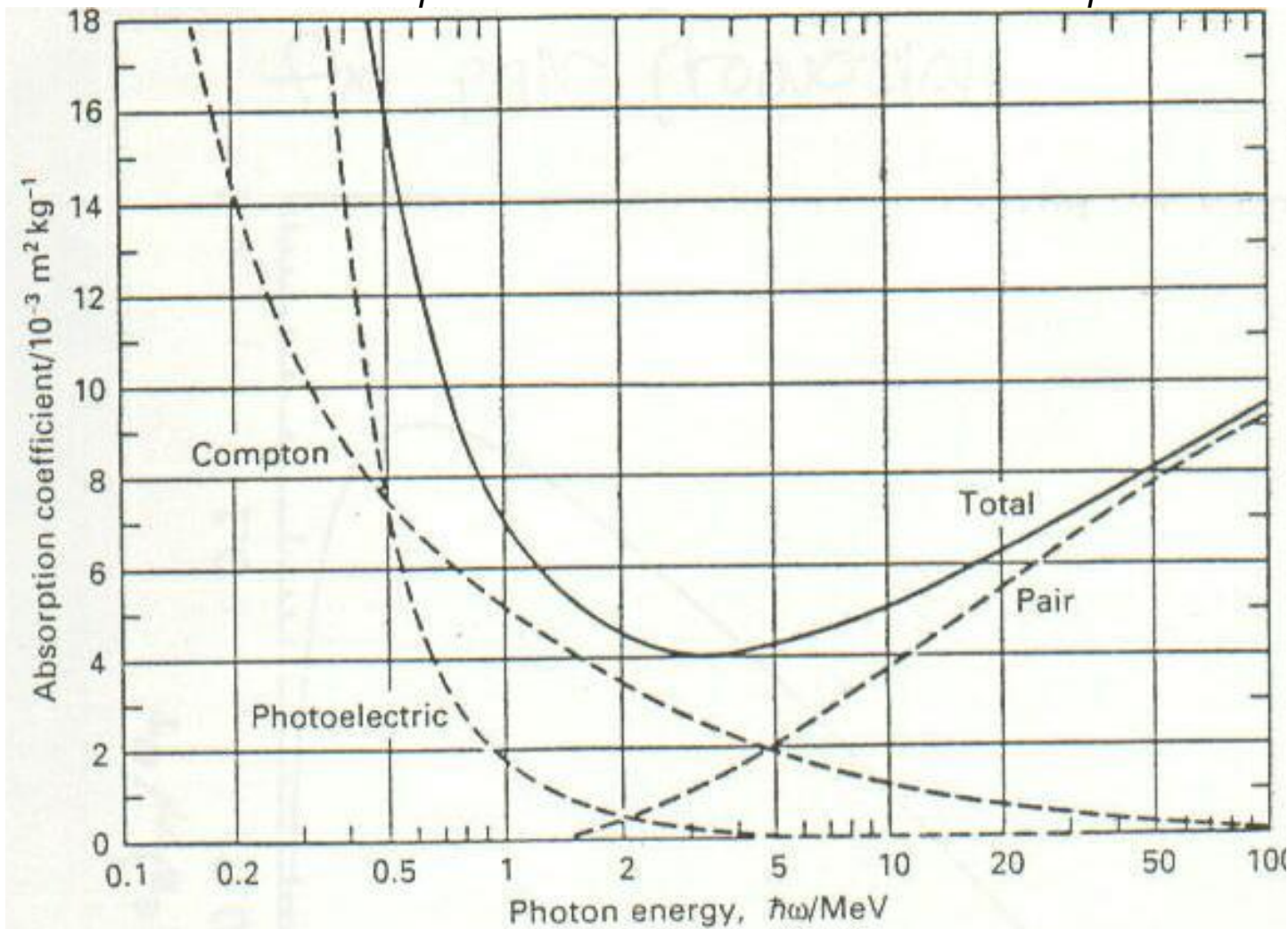
Зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-излучения, где E_K , E_L , E_M – энергия ионизации электронов на соответствующих оболочках



Сечение фотоэффекта в различных материалах.



Фотоэффект является главным механизмом поглощения фотонного излучения малых энергий в тяжелых веществах. Так, в Al фотоэффект преобладает при $E_\gamma < 60$ кэВ, а в свинце при $E_\gamma < 600$ кэВ.



Томсоновское рассеяние фотонов.

Электрон под действием падающей на него электромагнитной волны $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ приходит в вынужденные колебания с той же частотой, ω , и, следовательно, сам становится излучателем электромагнитных волн такой же частоты. Это и есть **рассеянная волна**.

Дифференциальное сечение рассеяния неполяризованной первичной волны на свободном электроде:

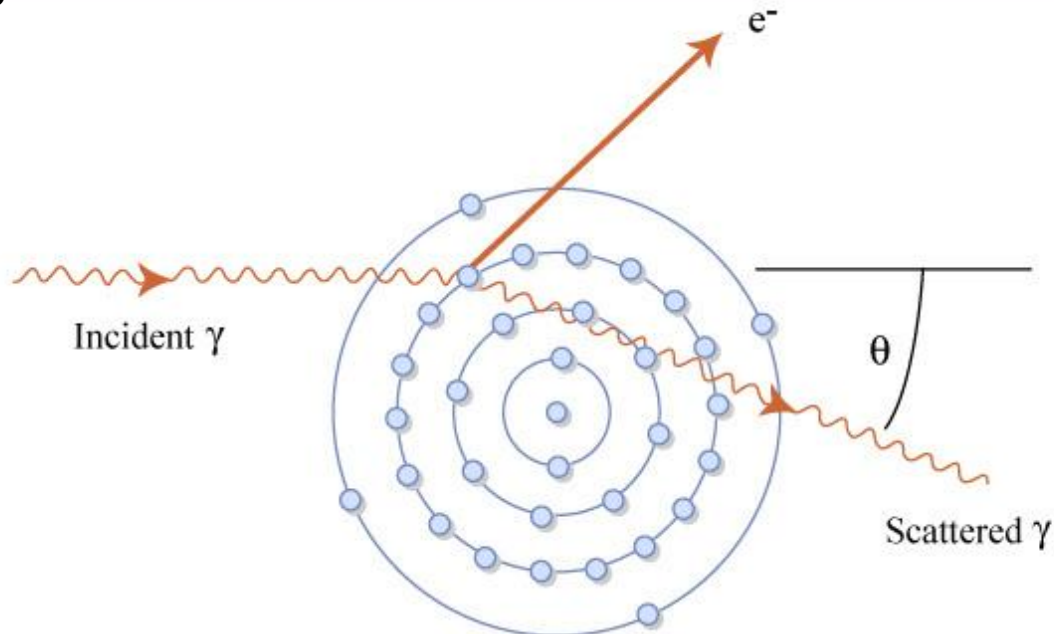
$$d\sigma = (r_e^2 / 2)(1 + \cos^2 \theta) d\Omega, \text{ где } r_e = e^2 / m_e c^2.$$

Полное сечение рассеяния: $\sigma = 8\pi r_e^2 / 3 = 0,66 \cdot 10^{-24}$ см.

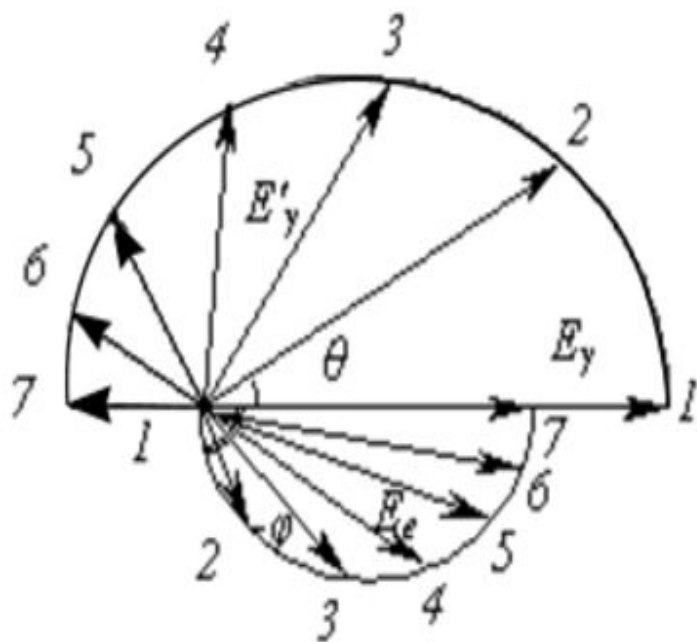
Сечение томсоновского рассеяния не зависит от длины волны падающего излучения и симметрично относительно плоскости $\theta = 90^\circ$

Комптоновское рассеяние.

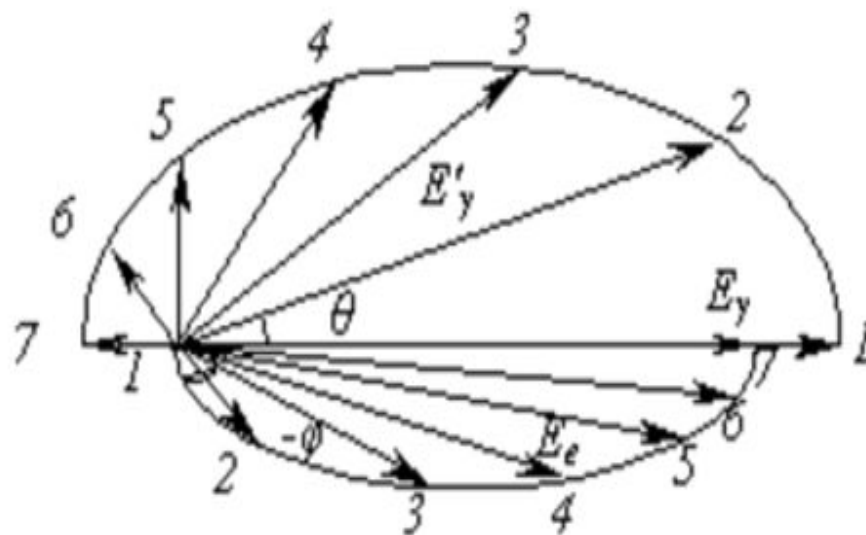
- Спектр рассеянного излучения, кроме первоначальной длины волны λ_0 , содержит также смещенную линию с длиной волны $\lambda' > \lambda_0$.
- 2. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ растет с увеличением угла рассеяния.
- 3. При данном угле рассеяния $(\Delta\lambda)_\theta$ не зависит от λ_0 .
- 4. $(\Delta\lambda)_\theta$ постоянна для всех рассеивающих веществ.



**Полярные диаграммы рассеяния фотонов на свободных электронах, где
а) $E_\gamma = 0,64$ МэВ. б) $E_\gamma = 2.55$ МэВ**



a).



b).

Сечение комптоновского рассеяния.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния (формула Клейна-Нишины-Тамма).

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right] Z \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$$

Полное сечение комптоновского рассеяния:

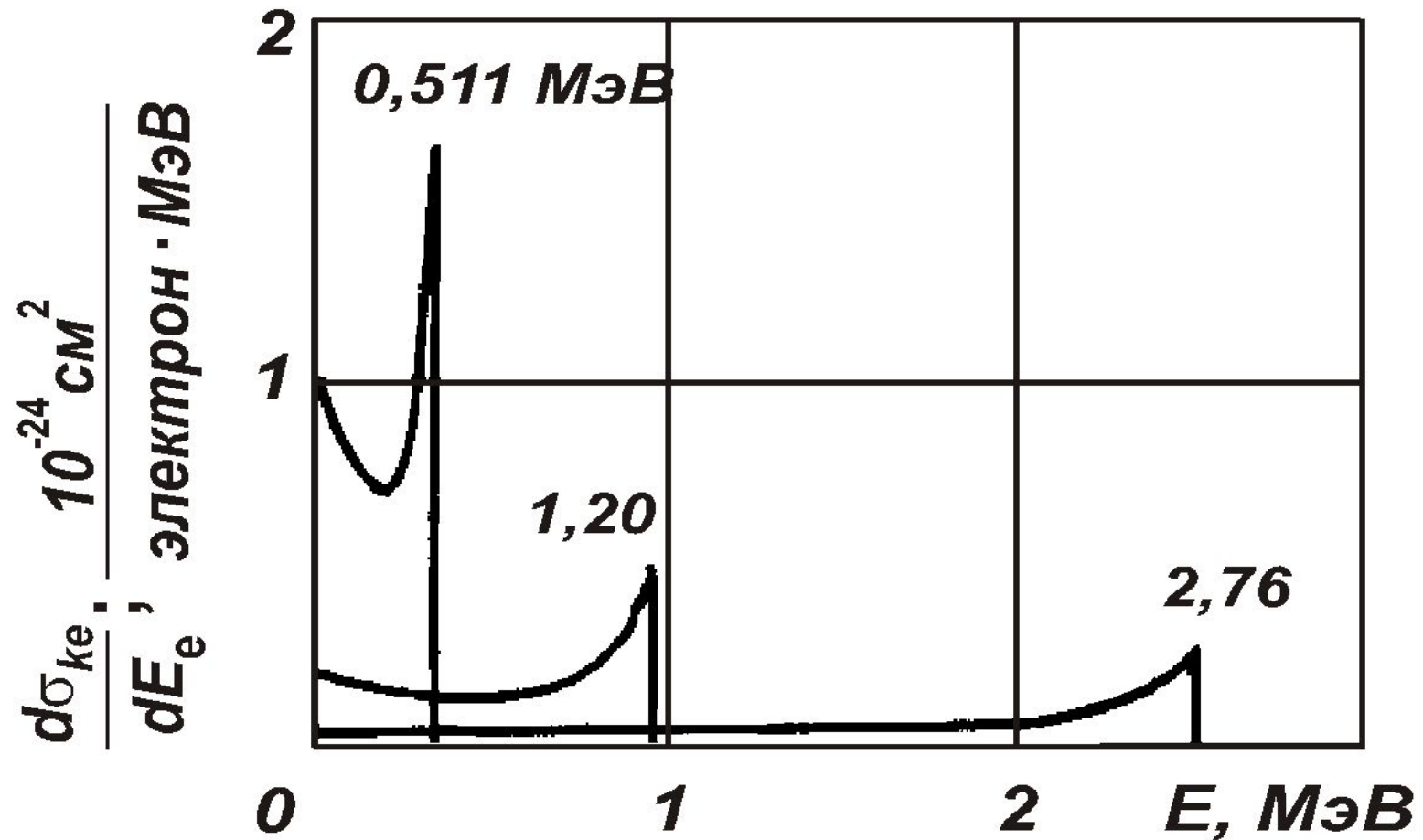
$$\sigma_k = \pi \cdot r_0^2 \left\{ \left[1 - 2 \frac{(\gamma + 1)}{\gamma^2} \right] \ln(2\gamma + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2} (2\gamma + 1)^2 \right\} \frac{Z}{\gamma}$$

Сечение рассеяния пропорционально Z и E .

При $h\nu \gg mc^2$

$$\sigma_k \sim \frac{NZ}{E_\gamma} \left(\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2} \right)$$

Спектр электронов отдачи.



Образование электрон-позитронных пар.

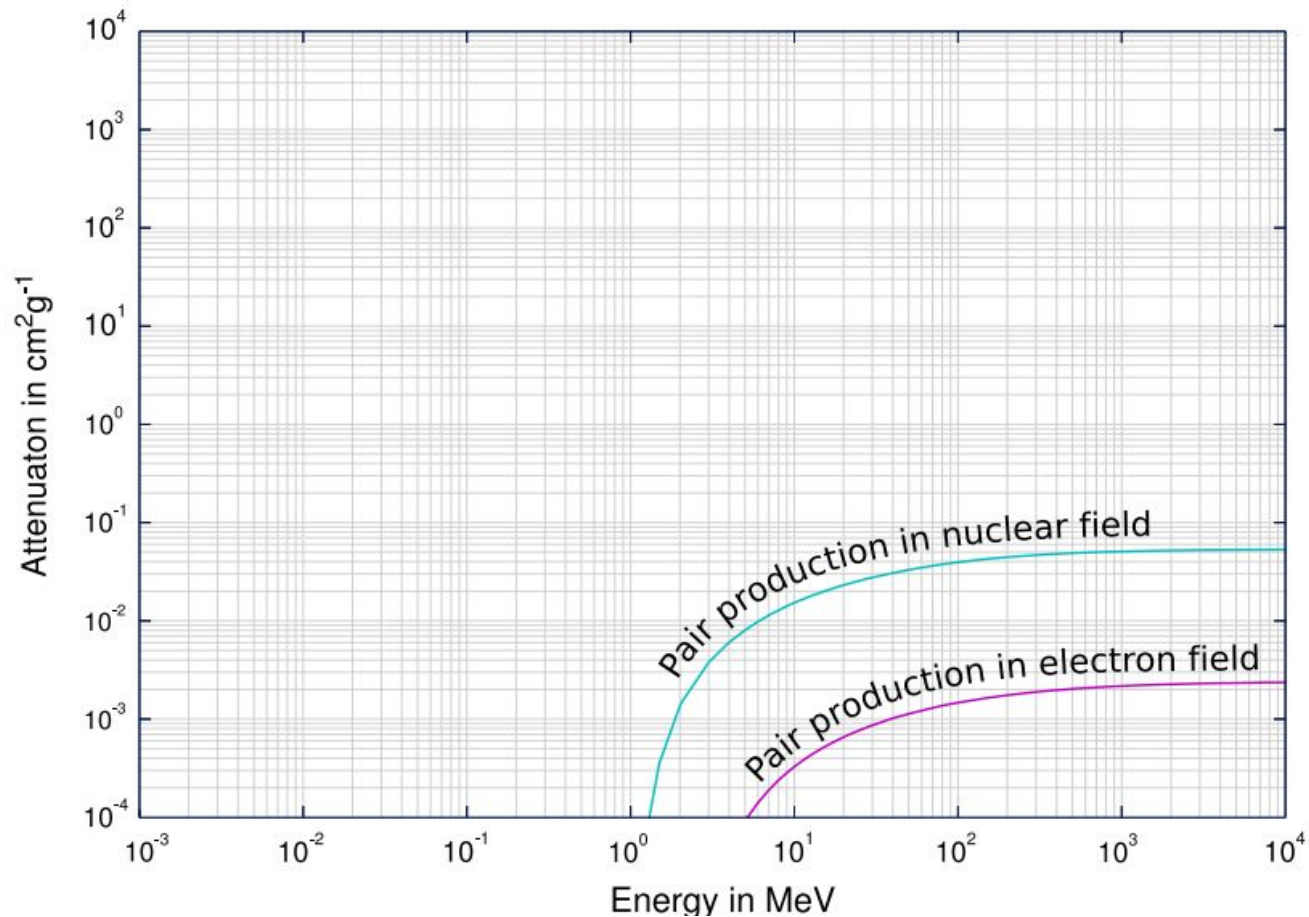
Процесс образования пар, может происходить только при энергиях фотонов, превышающих суммарную энергию покоя электрона и позитрона, то есть при $E_{\gamma} > 2m_e c^2$.

Процесс может идти в поле ядра, в поле электрона, при взаимодействии двух фотонов и при соударении двух электронов.

Процесс образования пар в кулоновском поле ядра является в 10^3 раз более вероятным процессом для гамма-излучения средних энергий, чем на электронах.

Сечение процесса образования электрон-позитронных пар.

$$\sigma_n \approx Z^2 \ln \left(\frac{E_\gamma}{2m_e c^2} \right)$$



Полный коэффициент ослабления фотонного излучения в веществе.

*Полное микроскопическое сечение
взаимодействия фотонов с веществом:*

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_K + \sigma_{\pi}$$

Макроскопические сечения:

1) для фотоэффекта $\mu_{\phi} = \sigma_{\phi} N$;

2) для комптоновского взаимодействия $\mu_K = \sigma_K N$;

3) для образования пар $\mu_{\pi} = \sigma_{\pi} N$.

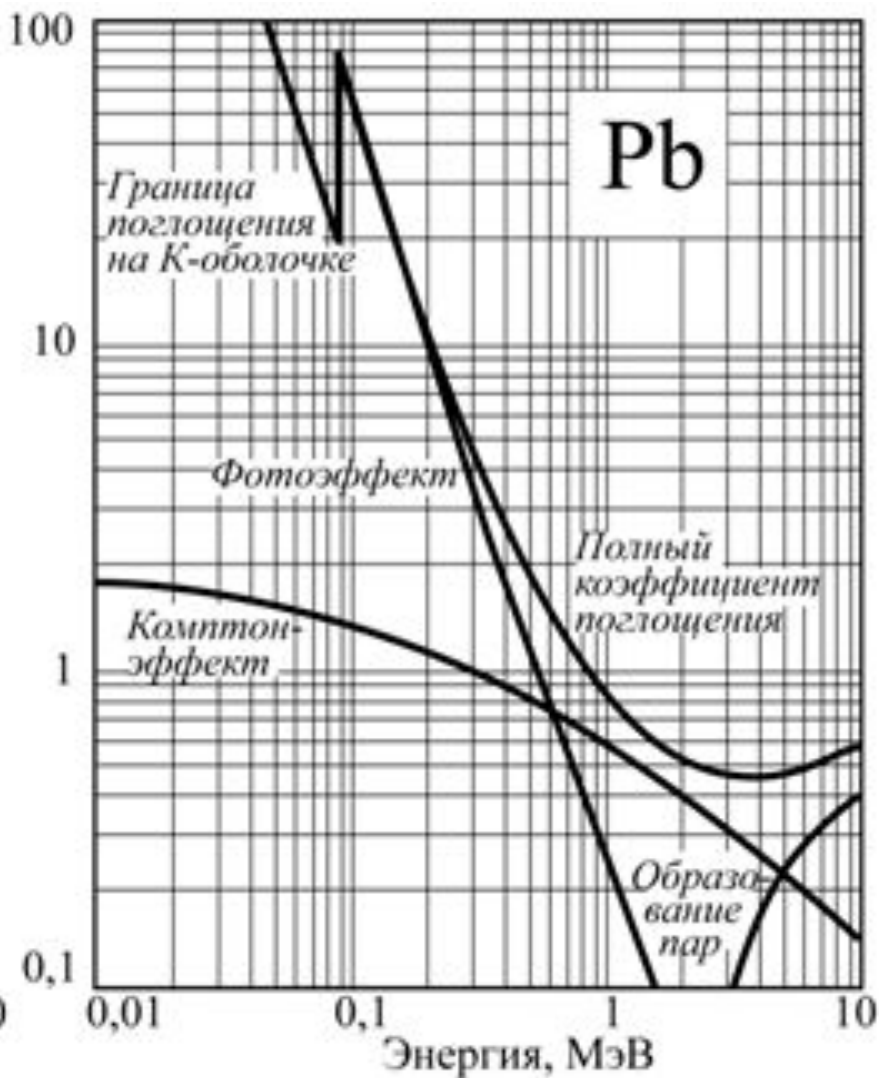
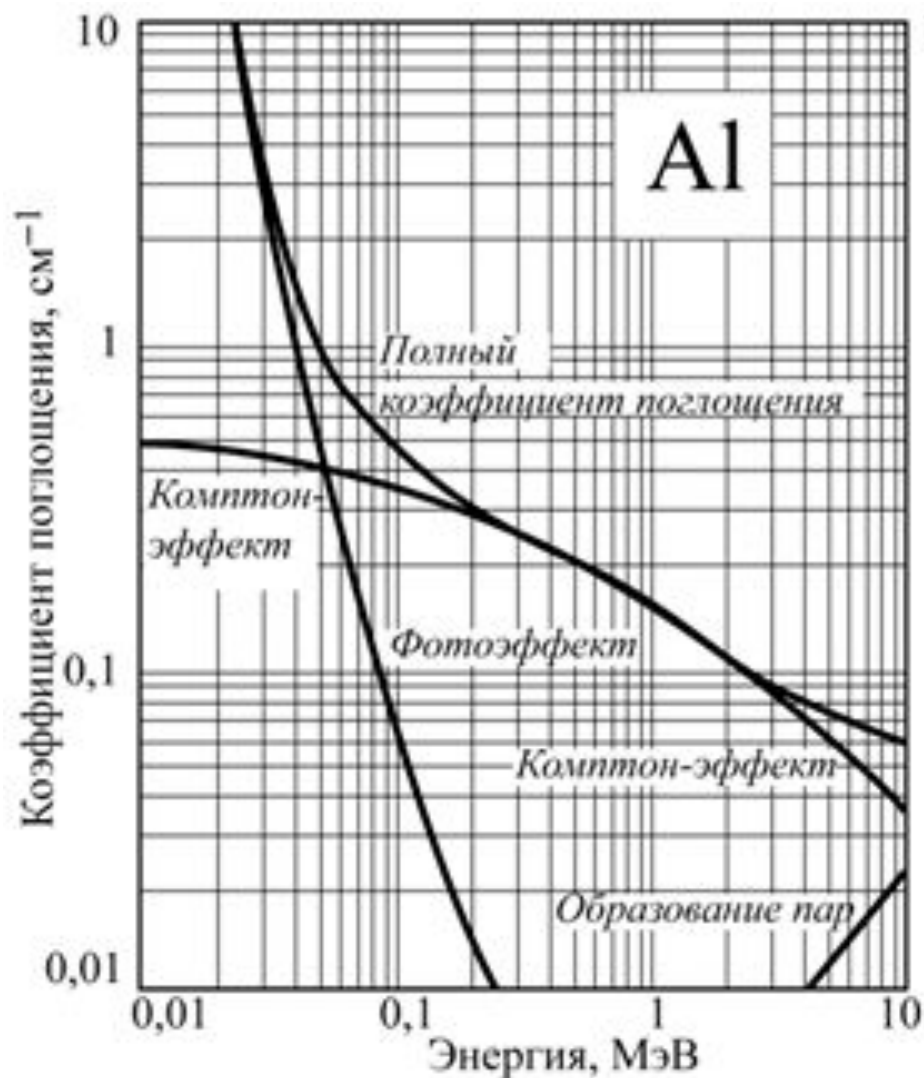
Макроскопические сечения μ_{ϕ} , μ_K и μ_{π}
называются **линейными коэффициентами
фотоэффекта, комптоновского
взаимодействия и образования пар**

Линейный коэффициент ослабления.

Сумму парциальных макроскопических сечений называют **линейным коэффициентом ослабления** фотонного излучения в веществе: $\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}$.

$$\mu_{\text{ф}} \sim (\rho/A)(Z^5/(E_{\gamma})^{7/2}), \mu_{\text{к}} \sim (\rho/A)(Z/(E_{\gamma})), \mu_{\text{п}} \sim (\rho/A)(Z^2 \ln(E_{\gamma})).$$

Энергетическая зависимость линейных коэффициентов ослабления фотонов для различных материалов.



Закон ослабления потока фотонного излучения при прохождении через вещество.

Допустим, что узкий моноэнергетический пучок фотонов числом N_0 падает нормально на пластину вещества, толщиной d (рис. 2.13). В бесконечно тонком слое dx , лежащем на глубине x от поверхности пластины, уменьшение числа фотонов dN будет пропорционально только числу фотонов $N(x)$, дошедших до этого слоя, и его толщине dx :

$$dN = -\mu N(x) dx$$

μ – линейный коэффициент ослабления, знак минус означает уменьшение N с увеличением x . Физический смысл линейного коэффициента ослабления: относительное ослабление потока фотонов на единице пути, размерность $[\mu] = \text{см}^{-1}$. Величину, обратную линейному коэффициенту ослабления, называют **длиной свободного пробега** λ фотонов в веществе: $\lambda = 1/\mu$

Экспоненциальный закон ослабления гамма-излучения веществом для узкого пучка.

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

Толщина слоя поглощающего вещества $x_{1/2}$, соответствующая уменьшению интенсивности пучка в два раза, называется **слоем (толщиной) половинного ослабления**. Величина $x_{1/2}$, имеет важное практическое значение для оценки ослабления потока излучения и обычно приводится в справочниках. Величина $x_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu$ является математическим аналогом периода полураспада и может быть найдена экспериментально.

Вместо линейного коэффициента μ часто используют **массовый коэффициент ослабления** μ_m (см²/г) и **массовую толщину** d_m (г/см²): $\mu_m = \mu / \rho$, $d_m = \rho * d$, и тогда формула (2.30) приобретает вид:

$$N = N_0 \cdot \exp(-\mu_m d_m)$$

Радиоизотопные источники гамма-излучения.

Изотоп	Символ	Период полураспада	Энергия γ -излучения, МэВ
Кобальт	^{60}Co	5,27 года	1,17; 1,33
Селен	^{75}Se	120 сут	0,07–0,4
Кадмий	^{109}Cd	1,27 года	0,086; 0,336
Теллур	^{127}Te	2,06 года	0,0885
Цезий	^{134}Cs	2,3 года	0,0566
Цезий	^{137}Cs	30 лет	0,202–1,367
Европий	^{154}Eu	8,8 года	0,399–1,4
Тулий	^{170}Tm	129 сут	0,08
Тантал	^{182}Ta	115 сут	0,462–1,23
Иридий	^{192}Ir	74 сут	0,137–0,651

Тема 8. Прохождение нейтронов через вещество.

Основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является их **взаимодействие с атомными ядрами**. В зависимости от того, попадает нейтрон в ядро или нет, его взаимодействие с ядрами можно разделить на два класса:

- 1) упругое потенциальное рассеяние на потенциале ядерных сил без попадания нейтрона в ядро $(n, n)_{\text{пот}}$;
- 2) ядерные реакции разных типов: (n, γ) , (n, p) , (n, α) , реакция деления и др.; неупругое рассеяние (n, n') ; упругое рассеяние с заходом нейтрона в ядро — упругое резонансное рассеяние $(n, n)_{\text{рез}}$.

Классификация нейтронов по кинетической энергии.

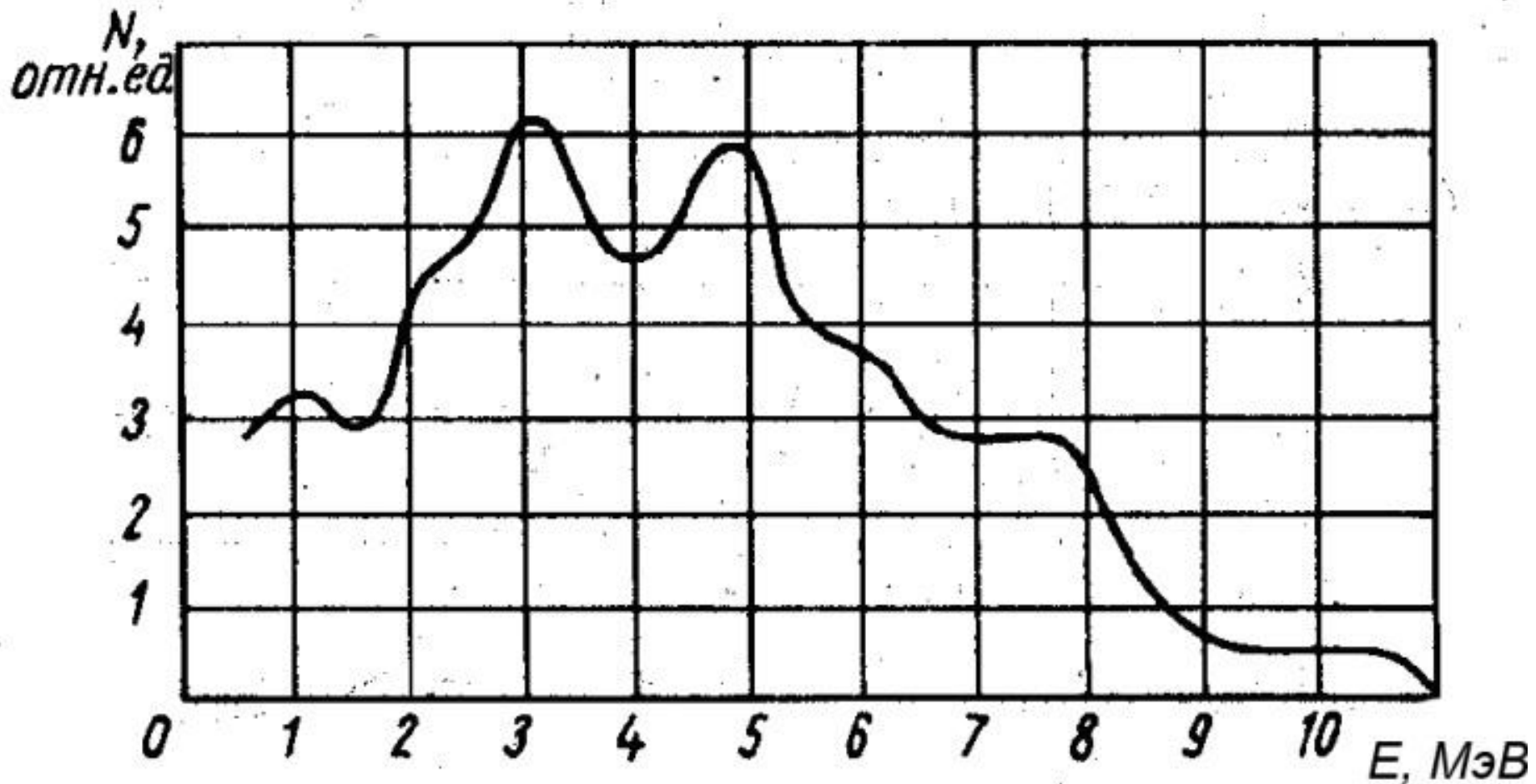
Группа	Энергия, эВ	Скорость, м/с	Длина волны, см
Ультрахолодные		0,44	
Холодные			
Тепловые			
Резонансные			
Медленные			
Промежуточные			
Быстрые			
Сверхбыстрые			
Релятивистские			

Среди резонансных нейтронов иногда выделяют группу надтепловых (или закадмиевых), непосредственно примыкающих к тепловым.

Радиоизотопные источники нейтронов.

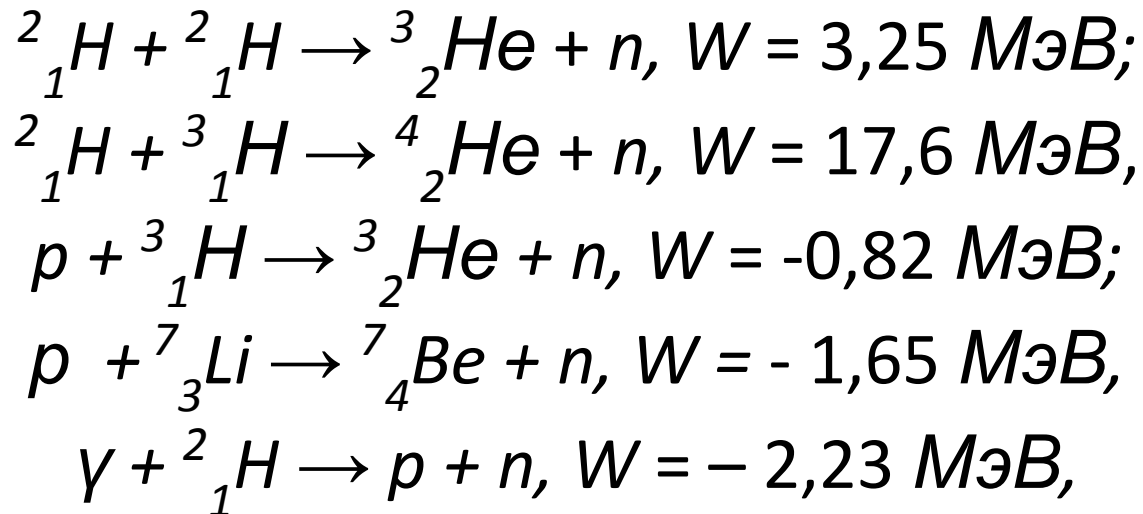
Источник	Период полураспада	Выход нейтронов, $\cdot 10^6$ нейтронов/ (Ки·с)	Число γ -квантов на 1 нейтрон	Средняя энергия нейтронов, МэВ	Максимальная энергия нейтронов, МэВ
Ra + Be	1620 лет	17	0,4	3,64	13,2
Po + Be	138, 4 года	1-3	1-2	4,3	10,89
Ra + Be	24 360 лет	1,7	1-2	4,5	10,74
Po + В	138, 4 дня	0,9	—	2,7	5,0
Cf	2,65 года	3,8 на 1 распад	—	2,3	—

Спектр нейтронов (Po – Be)-источника.

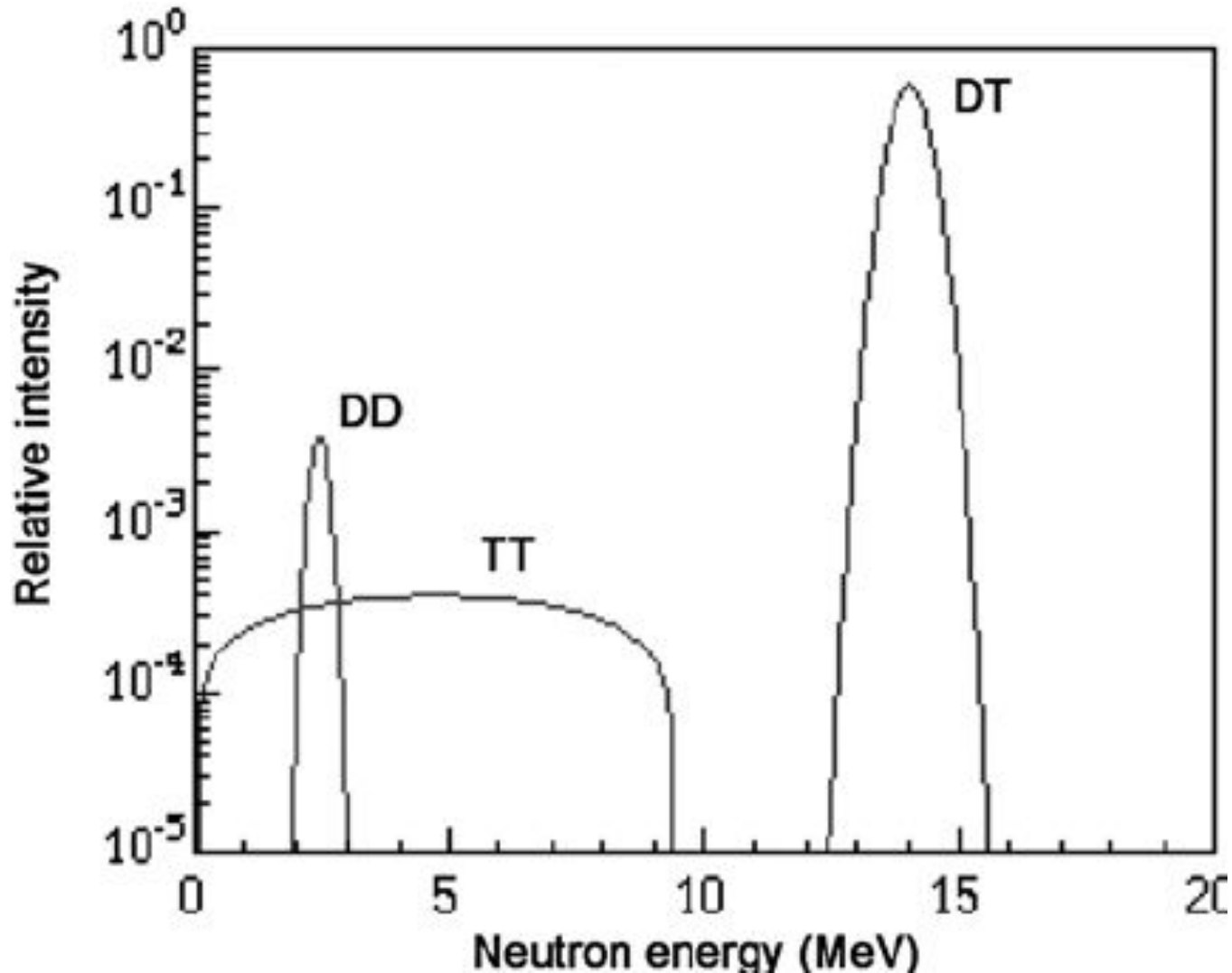


Получение моноэнергетических нейтронов.

Для получения моноэнергетических нейтронов широко используются различные реакции:



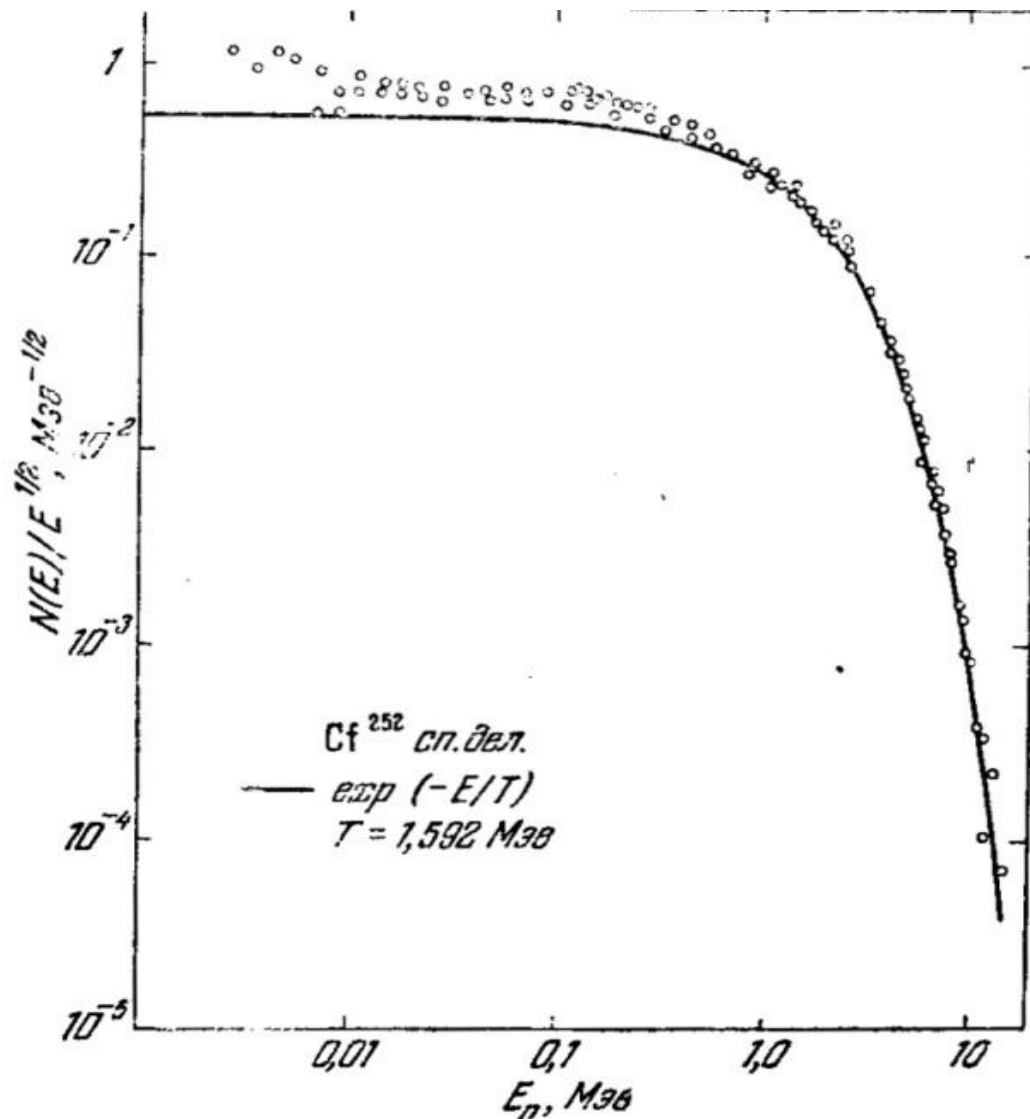
Спектр нейтронов, получаемых в генераторах нейтронов.



Характеристики источников нейтронов спонтанного деления.

Радионуклид	Период полураспада (лет)	Отношение числа α -распадов к числу актов деления	Число нейтронов на акт деления
^{233}Pu	2,85	$1,3 \cdot 10^9$	1,9
^{238}Pu	89,4	$5,5 \cdot 10^8$	2,0
^{240}Pu	$6,6 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^7$	2,1
^{242}Pu	$3,79 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$	2,3
^{242}Cm	0,44	$1,6 \cdot 10^7$	2,3
^{244}Cm	18,4	$7,6 \cdot 10^5$	2,6
^{252}Cf	2,6	-40	3,7

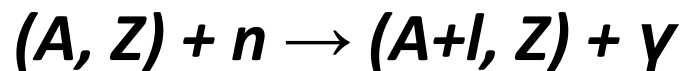
Спектр нейтронов спонтанного деления Cf^{252}



Спектр нейтронов спонтанно делящихся изотопов сплошной и подобен спектру нейтронов вынужденного деления, вызванного нейтронами. Он близок по форме к максвелловскому спектру $N(E) \sim E^{1/2} e^{-E/T}$.

Виды взаимодействий нейтронов с ядрами

Радиационный захват нейтронов



Ядро $(A+1, Z)$, обычно β —радиоактивное.

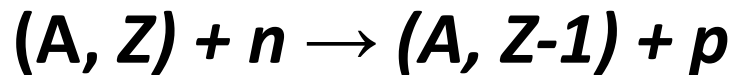
Реакции радиационного захвата с большой вероятностью идут под действием медленных нейтронов с энергией от 0 до 500 кэВ и широко используются для их детектирования.

Пример (n, γ) -реакции – процесс захвата нейтронов с энергией 1,46 эВ индием:



Образующийся в этом процессе радиоактивный изотоп ${}^{116}_{49}\text{In}$ распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 54 \text{ мин}$

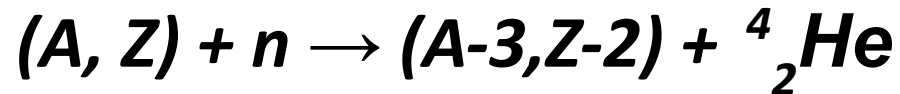
Реакции с образованием протонов.



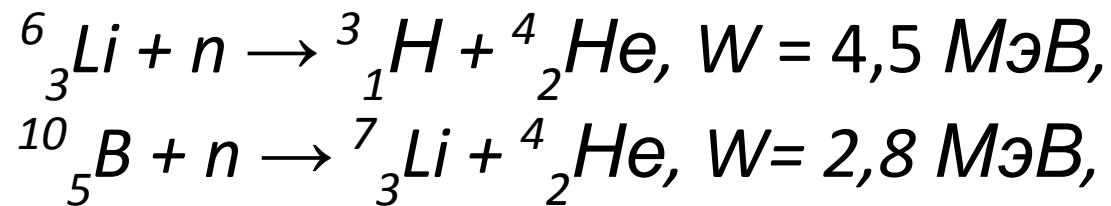
Примерами (n, p) -реакций являются пороговая реакция: ${}^{32}_{16}\text{S} + n \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P} + p$ у которой $W \approx -0,92$ МэВ, и реакция ${}^{14}_7\text{N} + n \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p$ имеющая $W \approx 0,6$ МэВ и идущая даже на тепловых нейтронах, так как барьер легкого ядра для образующихся протонов относительно невысок. Для регистрации нейтронов применяется реакция ${}^3_2\text{He} + n \rightarrow {}^3_1\text{T} + {}^1_1\text{H}$ имеющая $W \approx 0,764$ МэВ.

Сечение реакции $5,4 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$

Реакции с образованием α -частиц.

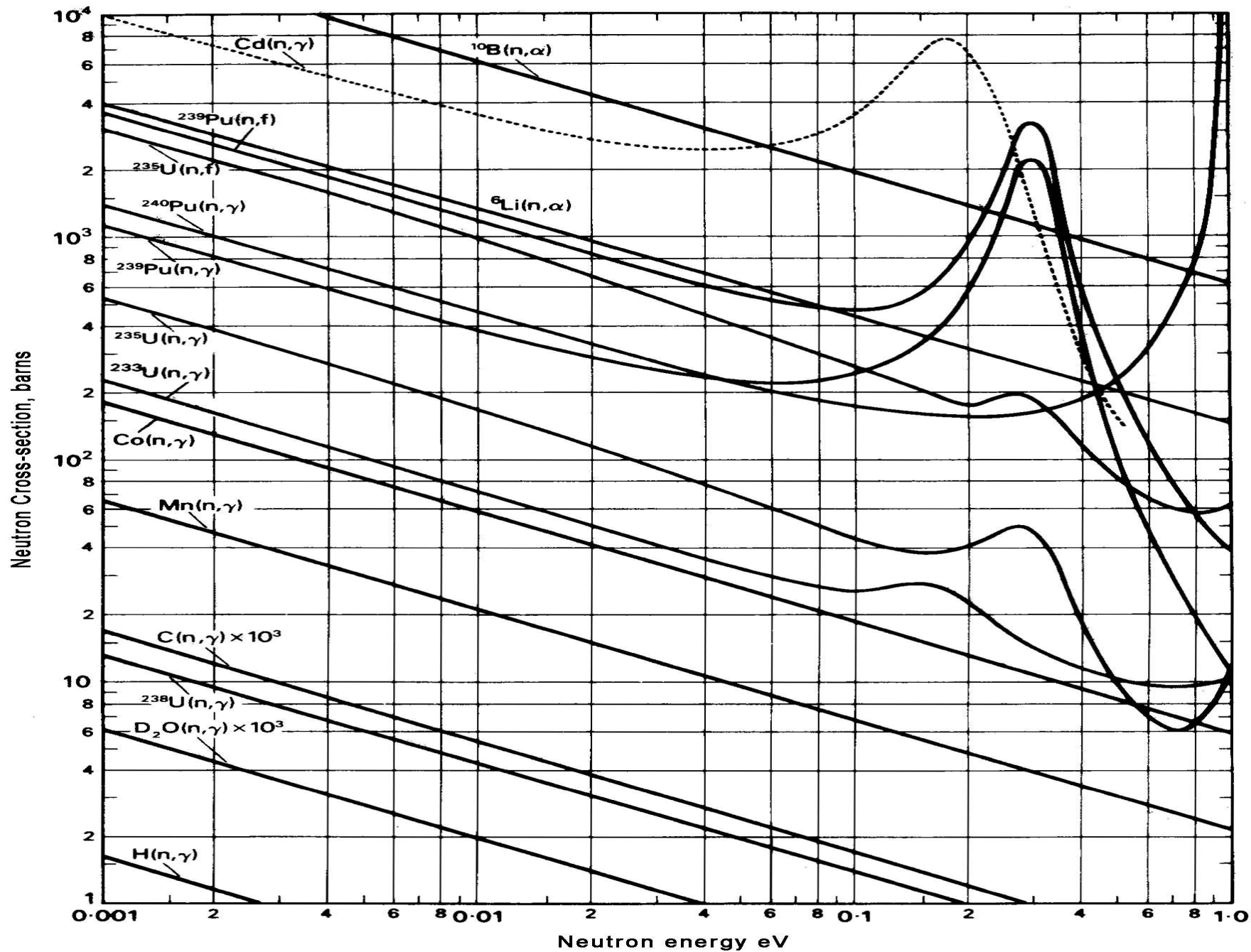


Примером таких реакций являются:



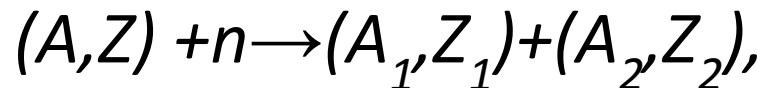
Данные реакции используются для регистрации нейтронов, в том числе - тепловых. Сечения данных реакций настолько велики ($900 \cdot 10^{-24}$ и $4000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ соответственно), что литий и бор можно использовать в виде естественных смесей

сечения реакции захвата нейтронов с образованием гамма-квантов и альфа-частиц.



Реакции деления.

При облучении тяжелых ядер (*Th*, *Pa*, *U*, трансурановые элементы) нейтронами с энергией $E_n > 1 \text{ МэВ}$ (а для некоторых изотопов урана и трансурановых элементов даже тепловыми нейтронами) происходит реакция деления тяжелого ядра на два ядра-осколка со средними массами, примерно относящимися как 2/3:



$$\text{где } A_1 + A_2 = A + 1, \quad Z_1 + Z_2 = Z,$$

$\bar{A}_1 : \bar{A}_2 \approx 2 : 3$, а знак черты означает среднее значение.

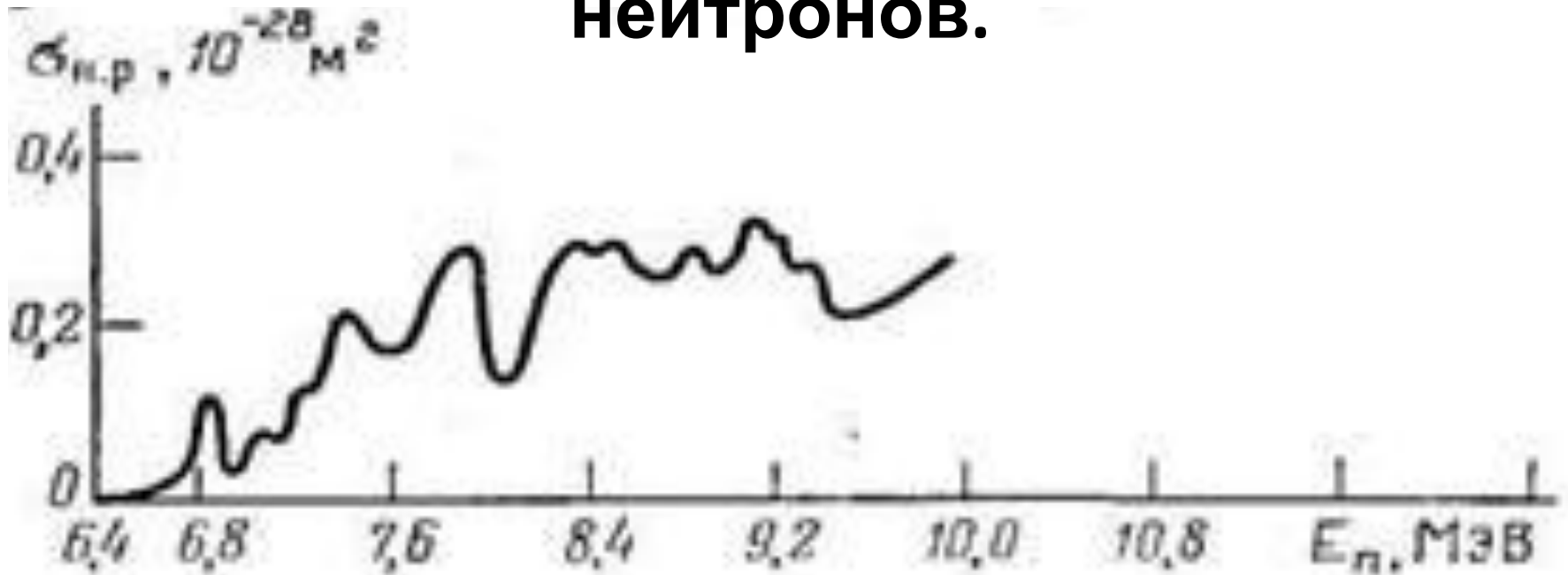
Реакции с образованием двух и большего числа нуклонов.

При $E_n > 10$ МэВ становятся возможными реакции вида $(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, 3n)$ и другие, которые широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов. Большой порог реакций вида $(n, 2n)$ и аналогичных им объясняется тем, что энергия отделения двух нуклонов, как правило, больше, чем энергия отделения одного нуклона.

Неупругое рассеяние нейтронов.

Нейтрон с энергией в несколько сот кэВ после попадания в ядро может перевести его в возбужденное состояние и снова вылететь из него, но уже с меньшей энергией, причем вылететь из ядра может не обязательно тот нейтрон, который в него попал. Такой процесс называется неупругим рассеянием нейтрона. Граничная энергия $E_n > 0,5 \text{ МэВ}$ (как и в других рассмотренных случаях) сугубо ориентировочна, так как ее значение для каждого конкретного ядра зависит от расположения уровней возбужденных состояний.

Сечение неупругого рассеяния нейтронов.



Сечение неупругого рассеяния σ_{inel} увеличивается от легких элементов к тяжелым. Это происходит вследствие увеличения геометрического сечения и вследствие увеличения числа возможных уровней возбуждения, т.к. плотность уровней у тяжелых ядер больше, чем у легких.

σ_{inel} увеличивается с энергией нейтрона для всех элементов, так как по мере роста энергии рассеиваемого нейтрона увеличивается число уровней, при возбуждении которых возможно неупругое рассеяние.

Упругое рассеяние нейтронов.

Упругое рассеяние нейтронов очень широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи (чаще всего протонов отдачи) в различных трековых приборах (камера Вильсона, ядерная фотоэмульсия, пузырьковая камера и другие), а также для регистрации ядер отдачи ионизационными методами (ионизационные камеры, счетчики) или с применением органических сцинтилляторов.

Упругое рассеяние нейтронов может идти через образование составного ядра с последующим испусканием нейтрона или в результате отклонения нейтрона ядром без образования составного ядра. В первом случае рассеяние называется **резонансным**, а

Потенциальное рассеяние нейтронов.

Формула сечения рассеяния в потенциальном поле взаимодействия (резонанса нет) для нейтронов небольших энергий, для которых сечение рассеяния характеризуется изотропией, вычисляется по формуле:

$$\sigma_{\text{пот}} = 4\pi \cdot R^2$$

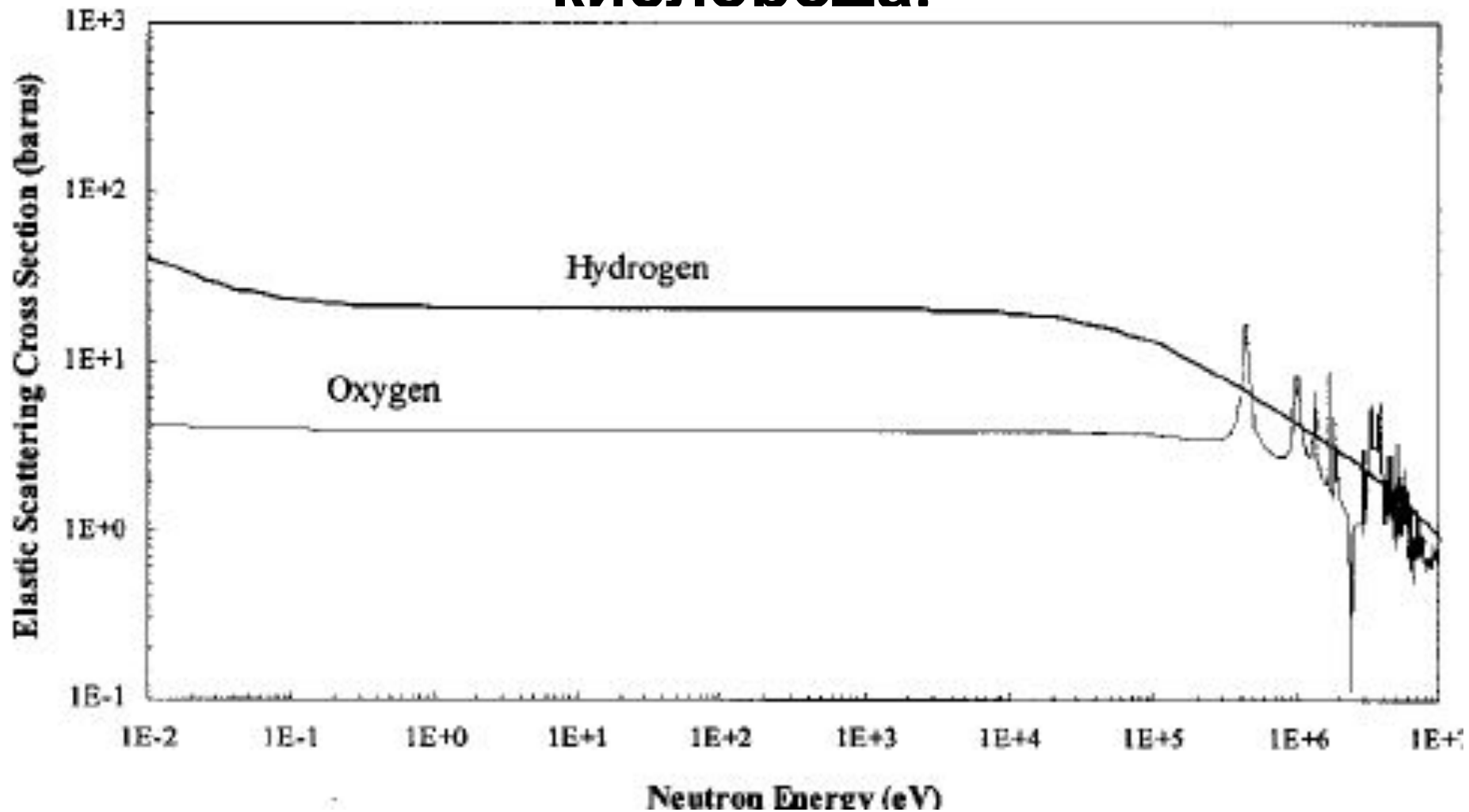
Эффективное сечение резонансного рассеяния определяется формулой Брейта Вигнера:

$$\sigma(n, n) = \sigma_s = f(I) \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

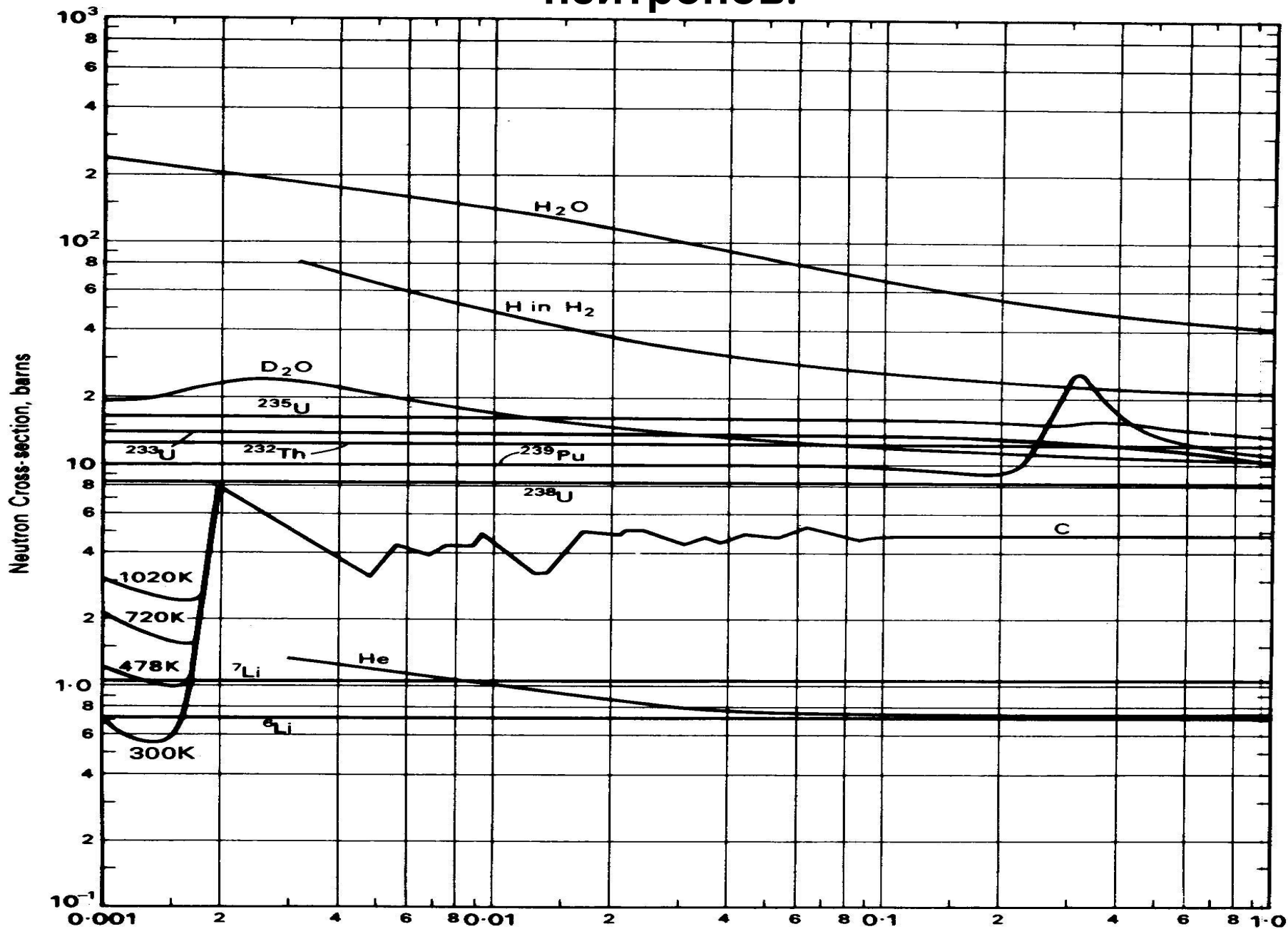
Полное эффективное сечение рассеяния при $l=0$ в области энергий вблизи резонанса:

$$\sigma = 4\pi \cdot R^2 + \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2 - 4 \frac{R}{\lambda_0} \Gamma_n (E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Сечение упругого рассеяния нейтронов для ядер водорода и кислорода.



Сечения упругого рассеяния в области тепловых нейтронов.



Спектр рассеянных нейтронов.

Изменение энергии при рассеянии однозначно связано с углом рассеяния. Эта связь вытекает из законов сохранения энергии и импульса.

$$E = E' + E_M \quad P_M^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta$$

E и p , E' и p' – энергия и импульс нейтрона до и после столкновения, E_M и p_M – энергия и импульс ядра после столкновения, θ – угол рассеяния нейтрона.

$$E' = E \frac{m^2}{(M + m)^2} \left(\cos \theta + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2 \theta} \right)^2$$

M – масса ядра, рассеивающего нейтрон, m – масса нейтрона

При рассеянии на водороде получим:

$$E' = E \cos^2 \theta \quad E_p = E \cos^2 \varphi$$

φ – угол отдачи протона. Таким образом, при однократном соударении нейтрона с протоном энергия нейтрона (протона) может принять любое значение в пределах от нуля до E_0 .

Спектр рассеянных нейтронов после первого соударения имеет вид:

$$f_1(E)dE = dE/E_0$$

Средняя энергия нейтронов после первого соударения, равна $E_0/2$. Среднее число столкновений, необходимое для достижения энергии E , равно:

$$\bar{n} = \frac{\sum_1^{\infty} n f_n(E)}{\sum_1^{\infty} f_n(E)} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad \xi = \overline{\ln \left(\frac{E'}{E''} \right)} = 1 + \alpha \ln(1 - \alpha)$$

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

Дополнительные особенности замедления нейтронов.

В общем случае замедление нейтронов может происходить также за счет неупругих соударений, если кинетическая энергия нейтронов превышает энергию возбуждения первого возбужденного уровня рассеивающего ядра. Однако для легких ядер, которые являются наилучшими замедлителями, первый возбужденный уровень обычно отстоит от основного на несколько мегаэлектронвольт. Поэтому в большинстве практических задач, в которых рассматривается замедление нейтронов с относительно невысокой начальной энергией (средняя энергия нейтронов спектра деления 2 МэВ) на легких ядрах, эффект неупругого рассеяния можно не учитывать.

- В тяжелых ядрах первый возбужденный уровень расположен ближе к основному, чем в легких (среднее расстояние составляет несколько сотен килоэлектронвольт). Поэтому замедление нейтронов на тяжелых ядрах в результате неупругого рассеяния происходит достаточно эффективно. Но и в этом случае роль неупругого рассеяния ограничивается несколькими первыми соударениями. Из-за большой потери кинетической энергии в этих соударениях оставшаяся у нейтронов энергия оказывается недостаточной для возбуждения ядра, и дальнейший процесс замедления протекает только в результате упругих соударений.
- Если энергия замедляющегося нейтрона становится сравнимой с энергией химической связи атомов замедлителя ($E \sim 1$ эВ), то характер замедления нейтронов (скорость замедления, угловое распределение) изменяется. Это происходит главным образом из-за возрастания эффективной массы частицы, с которой

- Если при энергиях $E_n > 1$ эВ атомы водорода, входящие в состав молекул замедлителя (например, воды), можно было считать свободными, то при $E_n \approx 1$ эВ этого делать нельзя. Нейтрон с такой энергией не выбивает протона из молекулы, а возбуждает в ней колебательные или вращательные уровни, а при $E_n < 1$ эВ упруго рассеивается на ней как на единой тяжелой частице. Таким образом, приведенная масса сталкивающихся нейтрона и протона возрастает вдвое. Это приводит к изменению сечения рассеяния, средней потери энергии в одном соударении и среднего косинуса угла рассеяния.
- Кроме химической связи на процесс замедления нейтронов с энергией ниже ~ 1 эВ влияет тепловое движение атомов замедлителя. Процесс замедления в области энергий ниже 1 эВ (для воды в области $E_n < 0,3$ эВ) называется термализацией. Главная особенность термализации – снижение скорости замедления. Заключительная стадия термализации — установление

Тепловые нейтроны.

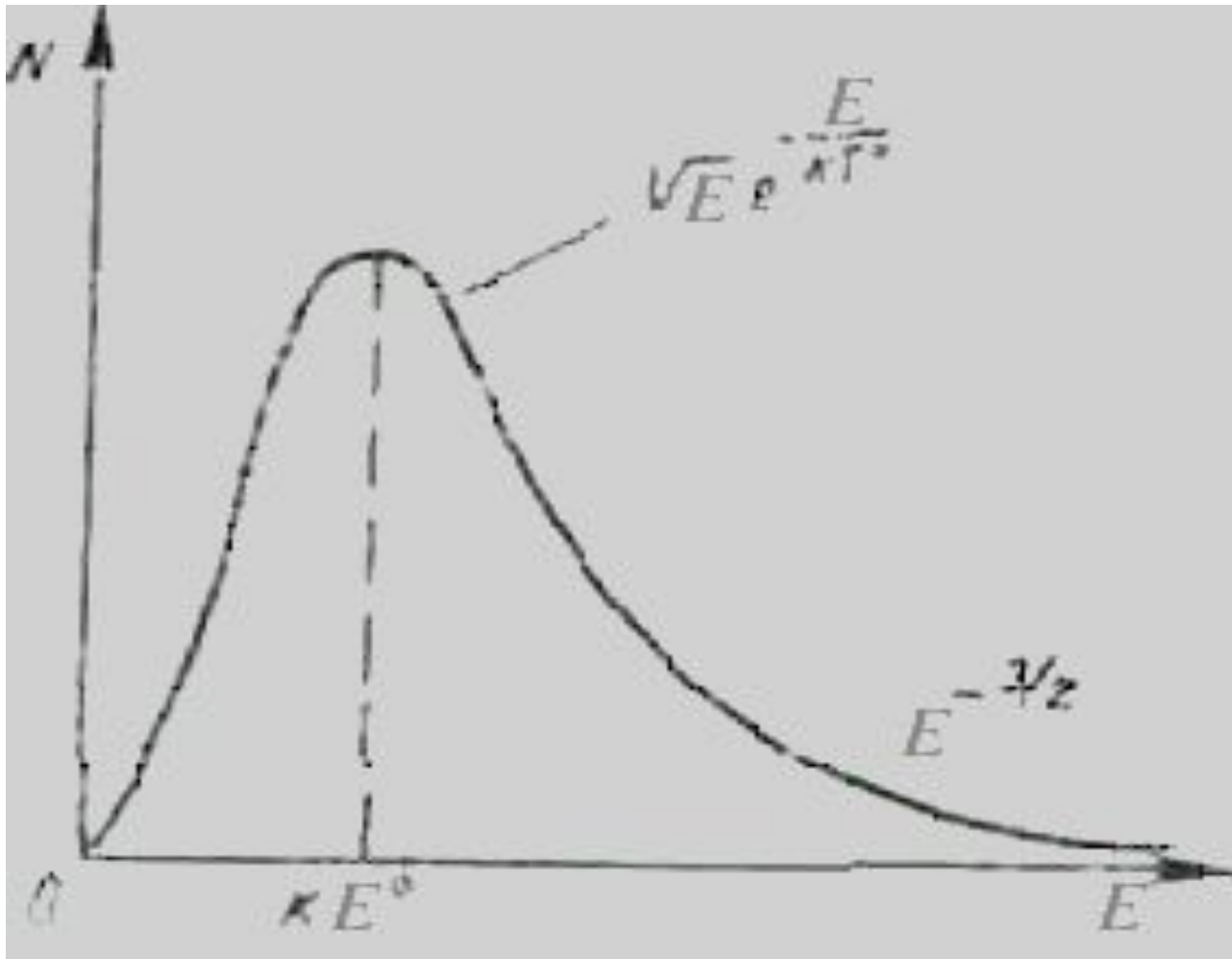
Условием эффективного протекания процесса замедления является существенное превышение сечения рассеяния нейтронов ядрами замедлителя над сечением захвата. В этом случае энергия нейтронов в процессе замедления будет падать до тех пор, пока не сравняется с энергией теплового движения атомов замедлителя:

$$E_{\text{тепл}} = k T,$$

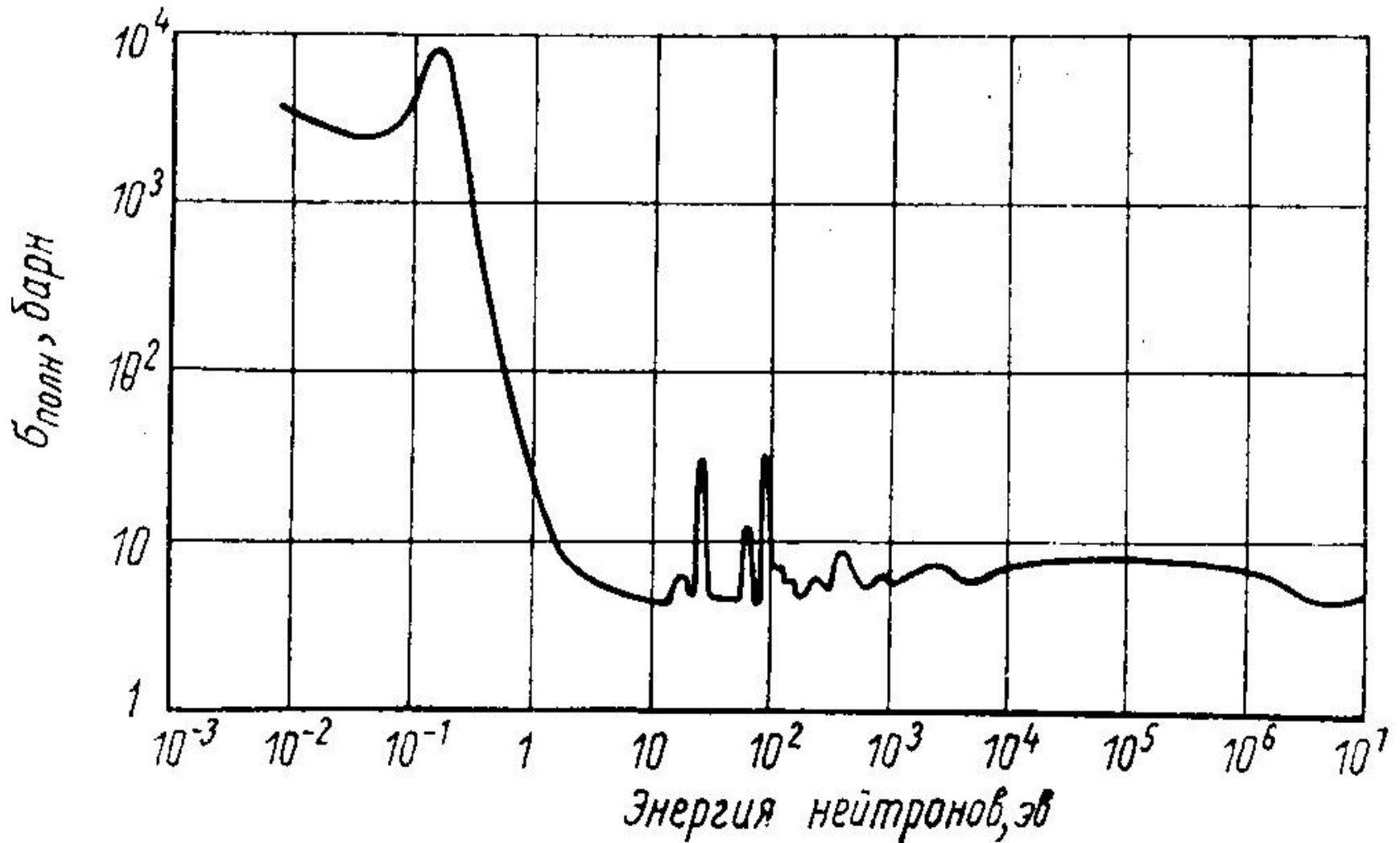
k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Нейтроны с такими энергиями называются **тепловыми**.

При комнатной температуре ($T \approx 300\text{К}$) наиболее вероятная скорость теплового движения нейтронов равна $2,2 \cdot 10^5$ см/с, а соответствующая ей энергия теплового движения $kT \approx 0,025$ эВ

Спектр замедленных нейтронов.



Зависимость сечения поглощения нейтронов кадмием от их энергии.



Элементы теории замедления.

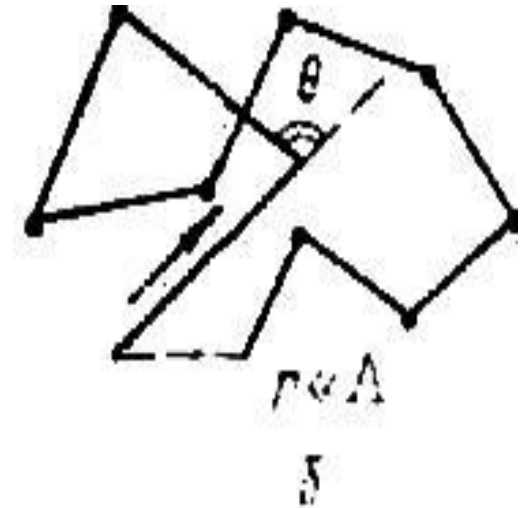
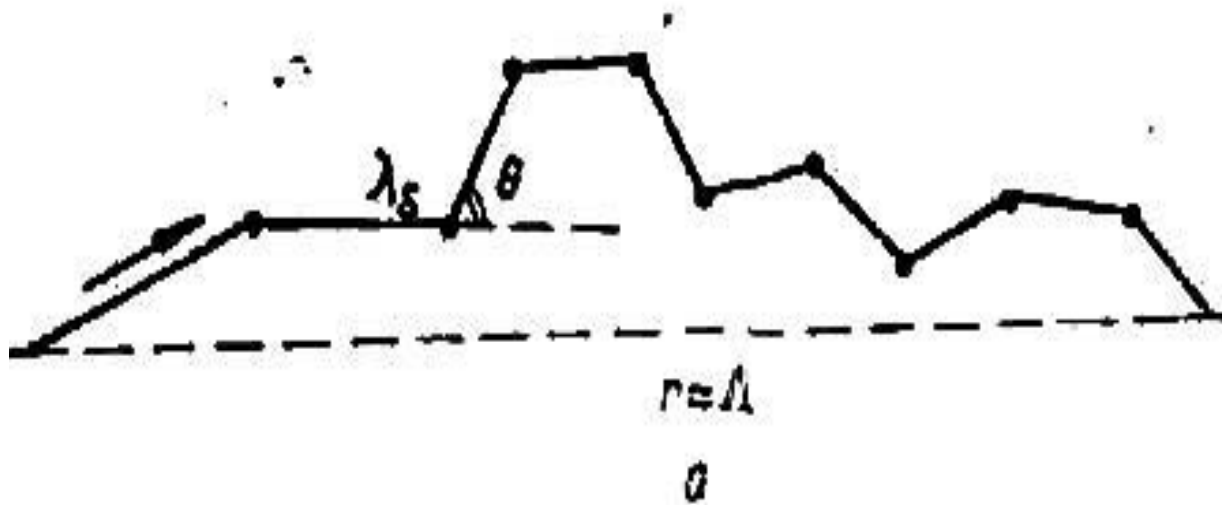
В процессе замедления нейтрон двигается по сложной траектории, перемещаясь от одного ядра замедлителя к другому. Средний путь, проходимый нейтроном между двумя последовательными соударениями, называется средней длиной свободного пробега λ_s . Очевидно, что:

$$\lambda_s = 1/n\sigma_s$$

n – концентрация ядер в среде; σ_s – эффективное сечение рассеяния.

Величина λ_s различна для разных сред и является функцией энергии нейтронов для данной среды. Величина λ_s (как и ξ) является одной из важнейших характеристик замедлителя, так как чем меньше λ_s , тем быстрее происходит замедление. Коэффициент ξ/λ_s называется **замедляющей способностью замедлителя**.

Траектории движения нейтрона в замедлителе.



Средний квадрат перемещения приблизительно равен:

$$\overline{r^2} = \frac{2\bar{n}(\overline{\lambda_s})^2}{(1 - \overline{\cos\theta})}$$

Можно показать, что для замедлителя, состоящего из ядер с массовым числом A_0 $\overline{\cos\theta} = 2/3A$

Величину $\lambda_t = \frac{\lambda_s}{(1 - \overline{\cos\theta})}$

часто называют транспортной длиной или длиной переноса.

Макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с веществом для многокомпонентных сред.

В случае взаимодействия нейтрона с ядром **суммарная вероятность взаимодействия** определяется суммой парциальных макроскопических сечений всех процессов рассеяния и поглощения, а для делящихся ядер – и сечения деления. Σ – макроскопическое сечение-вычисляется по формуле $\Sigma = n \cdot \sigma$, где $n = N_{Av} \rho / A$, где N_{Av} – число Авогадро, ρ – плотность.

В случае, когда зависимостью сечения от энергии можно пренебречь, для количества нейтронов, прошедших слой вещества x , можно воспользоваться соотношением

$$N = N_0 \exp(-\Sigma x).$$

Если рассматриваемое вещество состоит из нескольких типов ядер, то **макроскопическое сечение** определяется по формуле:

$$\Sigma = n_1 \sigma_1 + n_2 \sigma_2 + \dots + n_i \sigma_i + \dots ,$$

где n_i – число ядер i -го сорта в 1 см^3 вещества, σ_i – микроскопическое сечение данного процесса для этих ядер.

Для молекулы:

$$\Sigma = \frac{\rho N_{AB}}{M} (v_1 \sigma_1 + v_2 \sigma_2 + \dots + v_i \sigma_{i1} + \dots)$$

где v_i – число атомов сорта i в одной молекуле.