



*Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»*

Институт ядерной физики и технологий

Лаборатория экспериментальной ядерной физики

<http://enpl.mephi.ru/>

А.И. Болоздыня

Введение в ядерную физику

Лекция №5

Общие закономерности ядерных реакций

2017



Лекция №5

Общие закономерности ядерных реакций

- 1. Введение**
- 2. Классификация ядерных реакций**
- 3. Законы сохранения в ядерных реакциях**
- 4. Сечение ядерной реакции**
- 5. Теория ядерных реакций Бора**

1. Введение

Ядерная реакция – процесс превращения атомных ядер в другие ядра и частицы при взаимодействии с элементарными частицами, γ -квантами или друг с другом. Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер.

Во время ядерной реакции происходит **перераспределение энергии и импульса частиц, которое приводит к образованию других частиц**, вылетающих из места взаимодействия.

В общем виде ядерное взаимодействие можно записать в форме:



Наиболее распространённым типом ядерной реакции является взаимодействие лёгкой частицы **a** с ядром **X**, в результате чего образуется частица **b** и ядро **Y**. Символически это можно записать так:



или в сокращённом виде:

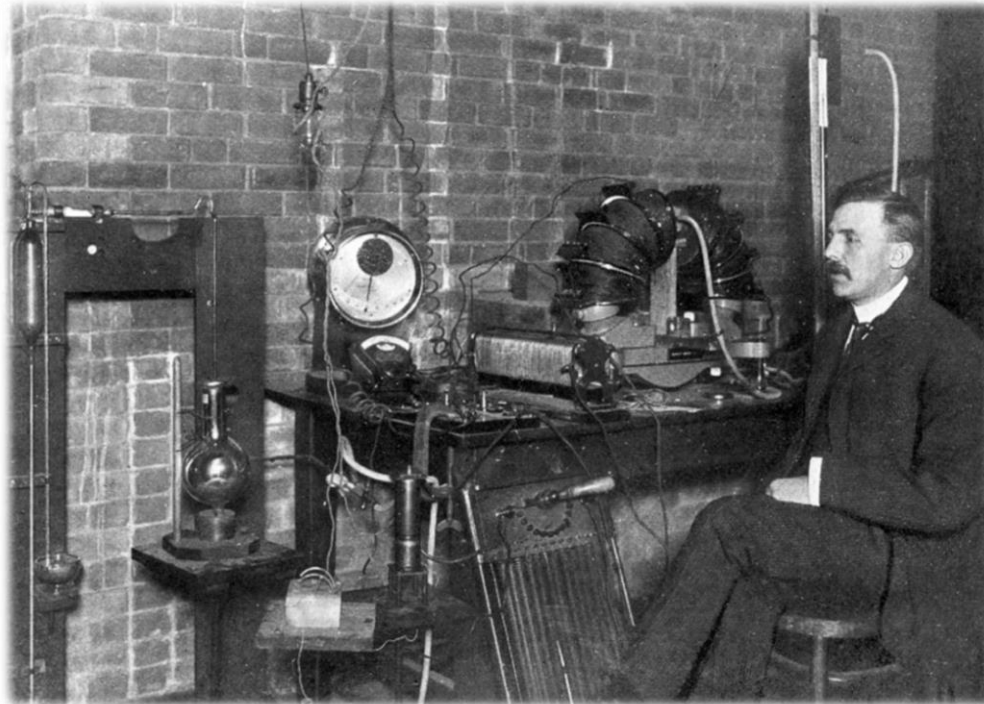


Роль частиц **a** и **b** чаще всего выполняют нейтрон **n**, протон **p**, дейтрон **d**, α -частица и γ -квант.

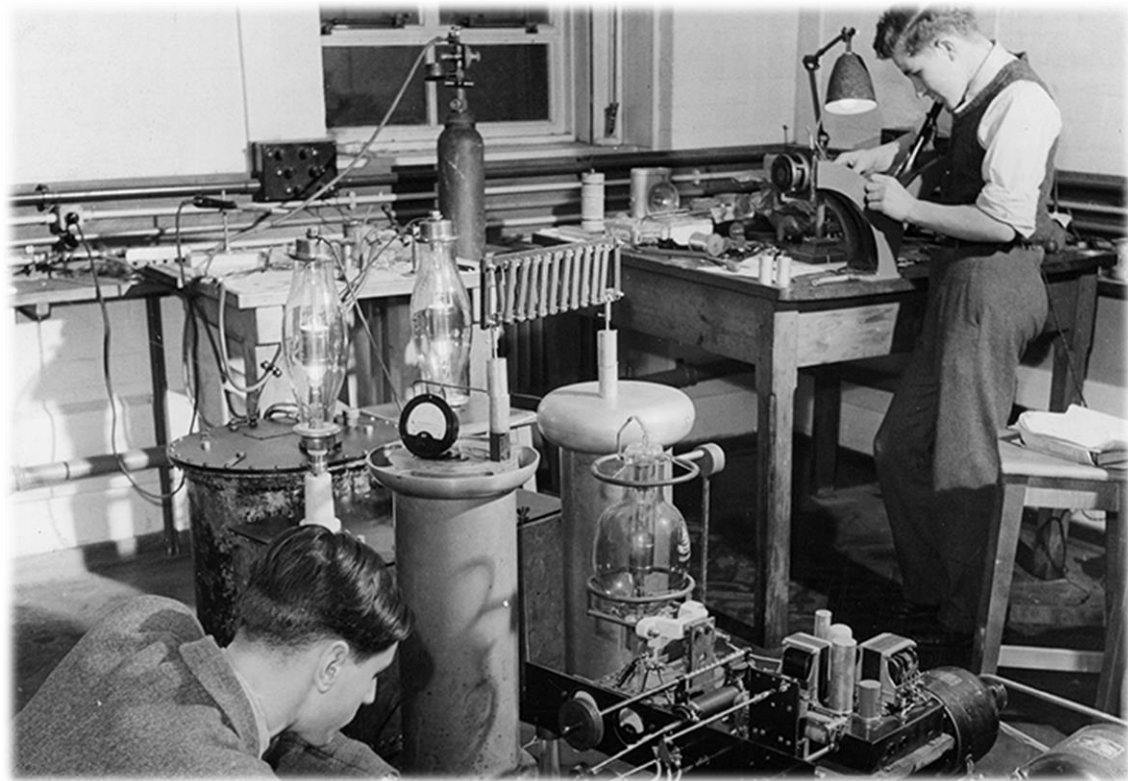
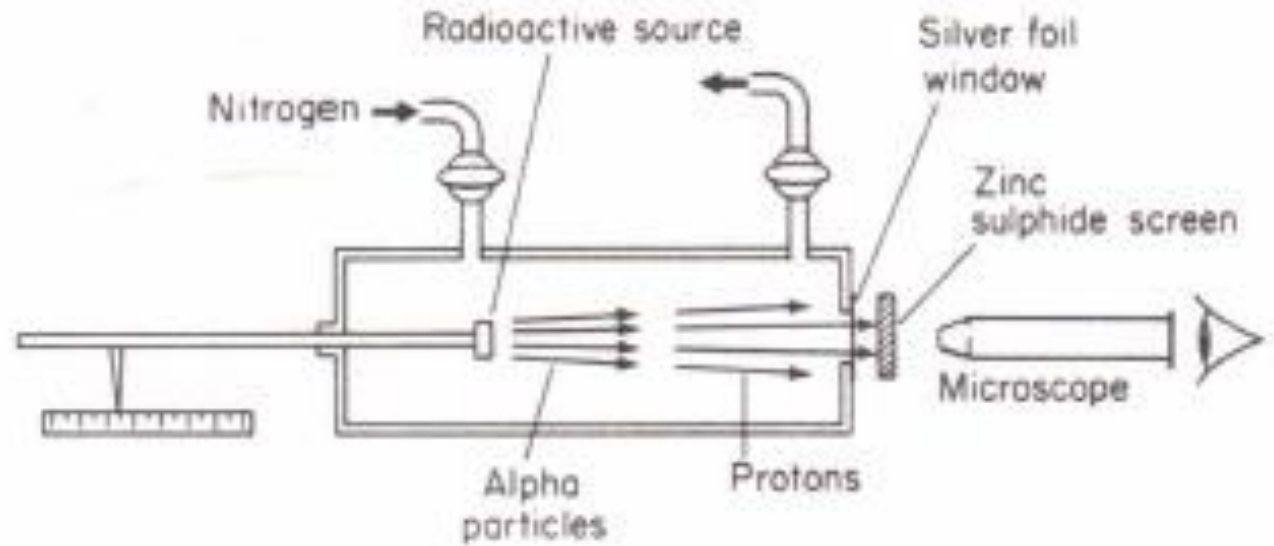
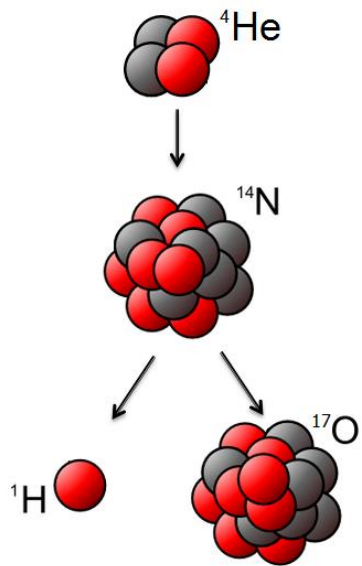
Впервые ядерную реакцию наблюдал Э. Резерфорд в 1919 году, бомбардируя α -частицами ядра атомов азота, в результате чего появились другие частицы с большим пробегом в газе, которые были идентифицированы как протоны.



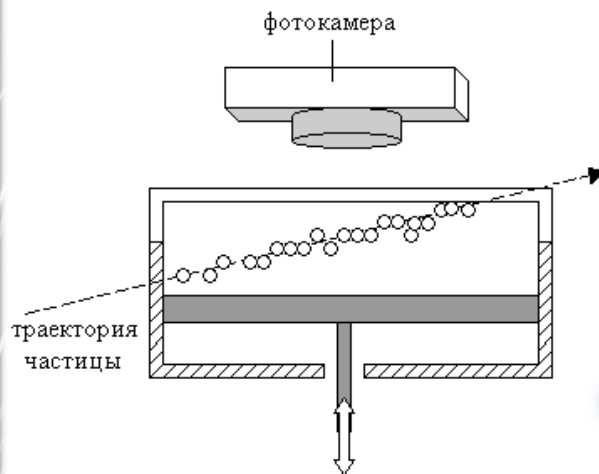
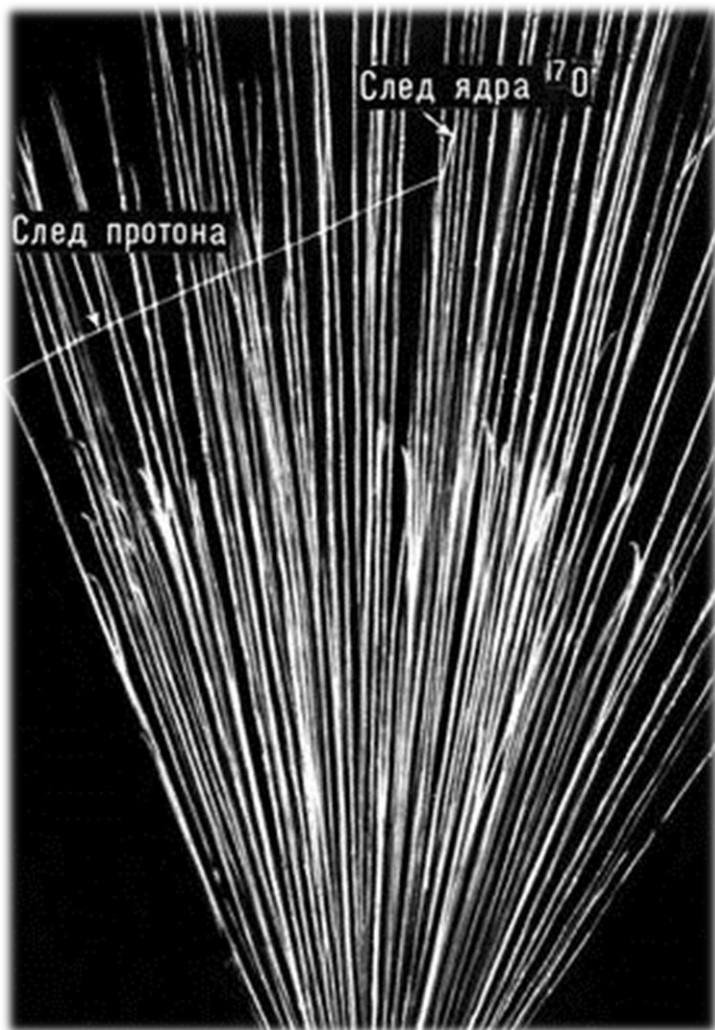
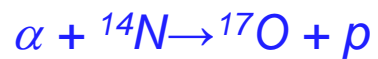
Впоследствии с помощью камеры Вильсона были получены фотографии этого процесса.



Ernest Rutherford, First Baron Rutherford of Nelson (1871–1937)



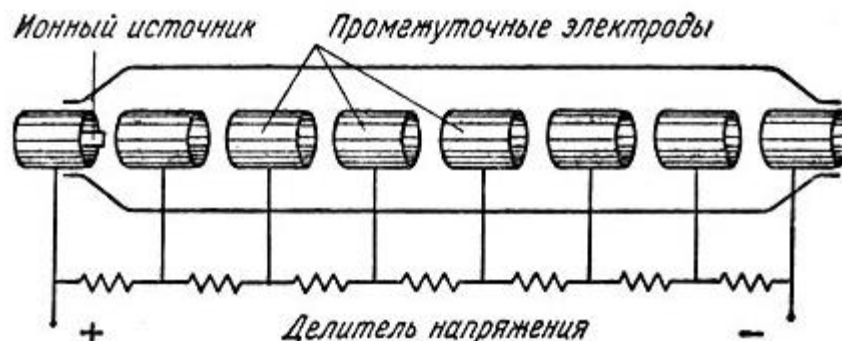
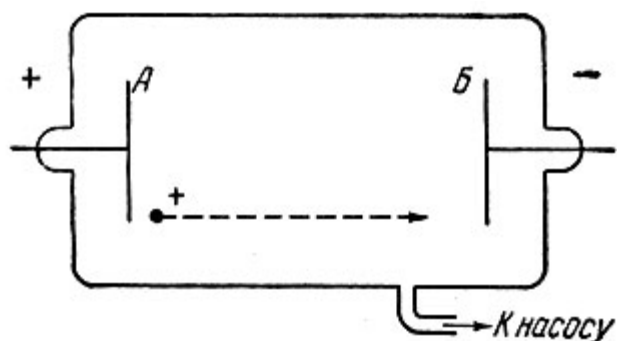
Камера Вильсона (cloud chamber) изобретена в 1912 г



Charles Thomson Rees Wilson
(1868-1959, Н.п.1927)



Ядерные реакции могут протекать при бомбардировке атомов быстрыми заряженными частицами, которые можно получить искусственно с помощью специальных устройств - *ускорителей*.



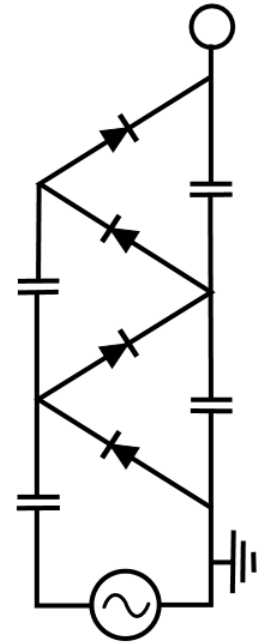
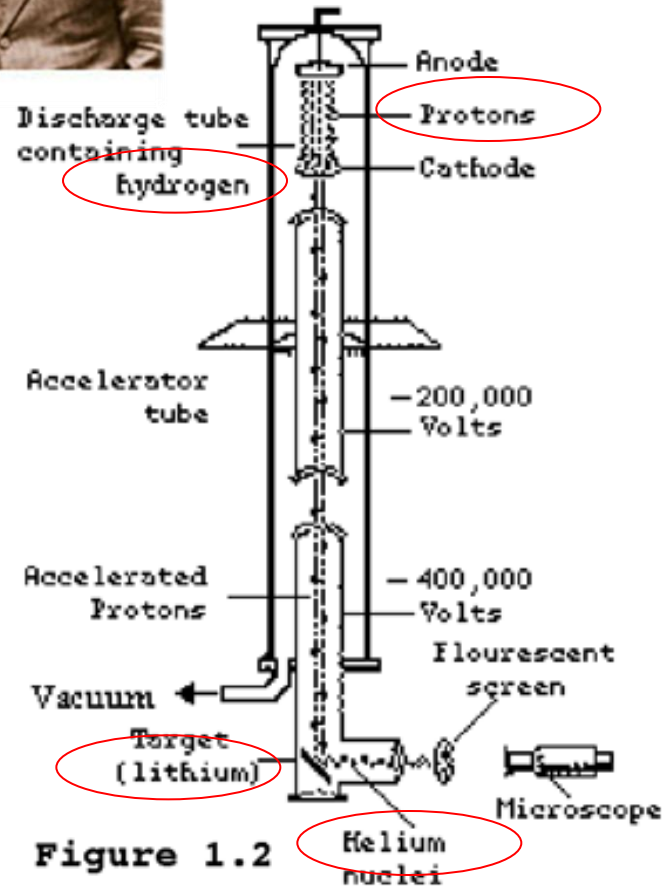
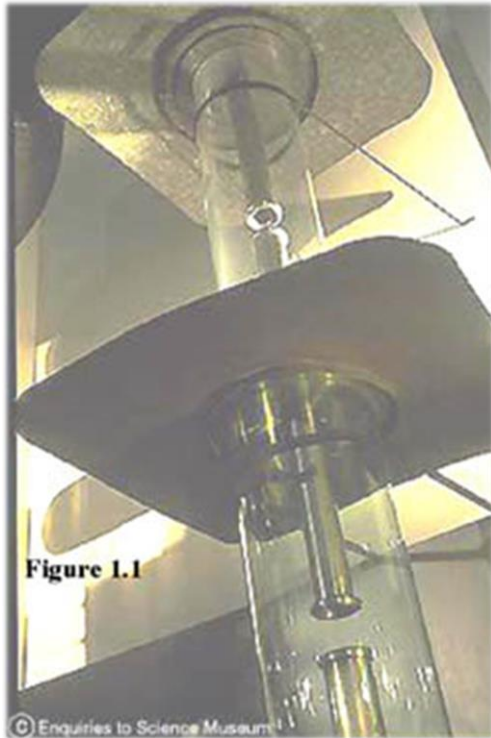
Первый ускоритель был построен учениками Резерфорда *Дж.Кокрофтом и Э.Уолтоном* в 1932 году специально для изучения ядерных реакций, инициированных ускоренными частицами.

С помощью этой установки впервые была осуществлена ядерная реакция





WALTON, RUTHERFORD, AND COCKROFT

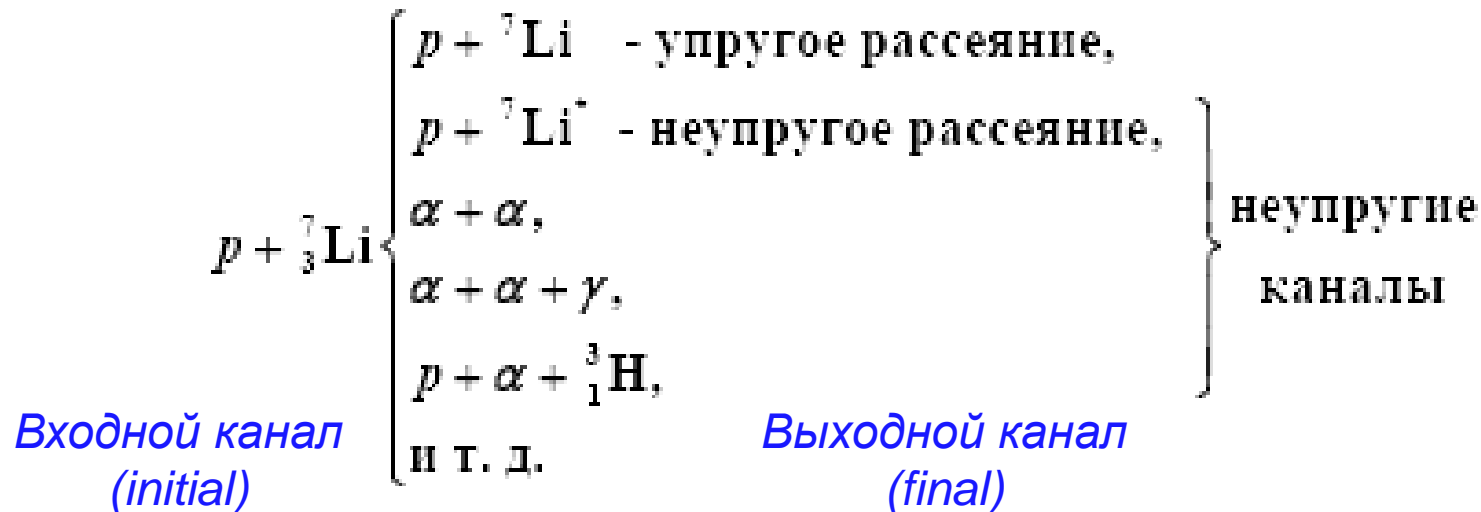


Двухступенчатый каскадный генератор Кокрофта-Уолтона

Джон Кокрофт и Эрнст Уолтон получили **Нобелевскую премию по физике 1951** года за «Трансмутацию атомных ядер с помощью искусственно ускоренных атомных частиц». 8

2. Классификация ядерных реакций

Как правило, ядерная реакция может идти несколькими конкурирующими путями:



Классификация ядерных реакций по типу частиц, вызывающих реакцию

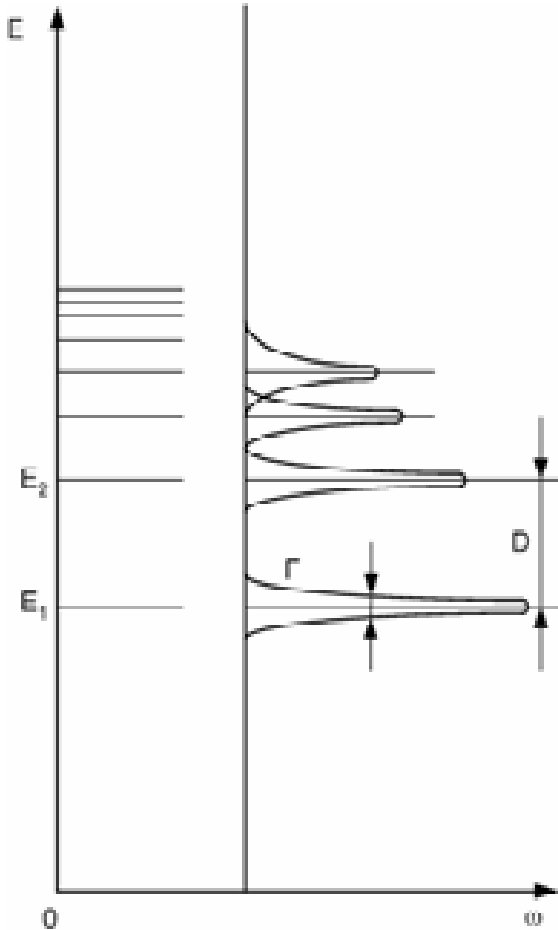
1. Реакции под действием заряженных частиц
2. Реакции под действием нейтронов
3. Реакции под действием γ -квантов (фотоядерные реакции)

Классификация ядерных реакция по механизму реакции

Для классификации по механизму реакции критерием является время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с}$$

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$ то это **прямая реакция**.
 - В такой реакции частица успевает столкнуться с одним (реже с 2-3) нуклонами.
 - Угловое распределение продуктов вытянуто в направлении движения налетающей частицы.
 - Такая реакция вносит существенный вклад в сечение ядерных процессов при больших энергиях.
2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то предполагается, что реакция идёт **через составное ядро**.
(см. далее п.5)



При изучении ядерной реакции представляет интерес идентификация каналов реакции и *сравнение вероятностей* протекания её по *разным каналам* при различных энергиях падающих частиц.

Ядра могут находиться в различных *энергетических состояниях*. Состояние стабильного или радиоактивного ядра, которое соответствует минимальной энергии (массе) E_0 называется *основным*.

Из квантовой механики известно, что между энергией состояния и его временем жизни имеет место соотношение Гейзенберга, через постоянную Планка:

$$\Delta E = \hbar / \Delta t,$$

$$\hbar \equiv \frac{h}{2\pi} = 1,054\,571\,800(13) \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с} = 6,582\,119\,514(40) \cdot 10^{-16} \text{ эВ}\cdot\text{с}$$



Вернер Карл
Гейзенберг
(1901–1976)
Н.п. 1932

3. Законы сохранения в ядерных реакциях

В ядерных реакциях, идущих при относительно небольших энергиях налетающих частиц (<100 МэВ) выполняется ряд базовых законов сохранения:

1. **Закон сохранения электрического заряда:** $\sum q_i = \text{const}$
2. **Закон сохранения числа нуклонов (барионный заряд $B=\text{const}$)**
3. **Закон сохранения энергии.**
4. **Закон сохранения импульса.**
5. **Закон сохранения момента количества движения.**

Все пять базовых законов сохранения выполняются во всех типах реакций, идущих под действием ядерных, электромагнитных и слабых взаимодействий.

В реакциях, идущих в результате *ядерных и электромагнитных взаимодействий*, выполняется также закон сохранения *пространственной чётности*.

В реакциях идущих в результате *ядерных взаимодействий* выполняется закон сохранения *изотопического спина и его проекции*.

Законы сохранения накладывают ограничения на возможность осуществления я.р. Законы сохранения связаны с симметриями физических систем (теорема Нётер):

- однородности *времени* соответствует *закон сохранения энергии*,
- однородности *пространства* соответствует *закон сохранения импульса*,
- *изотропии пространства* соответствует закон сохранения *момента импульса*,
- *калибровочной симметрии* соответствует закон *сохранения электрического заряда*

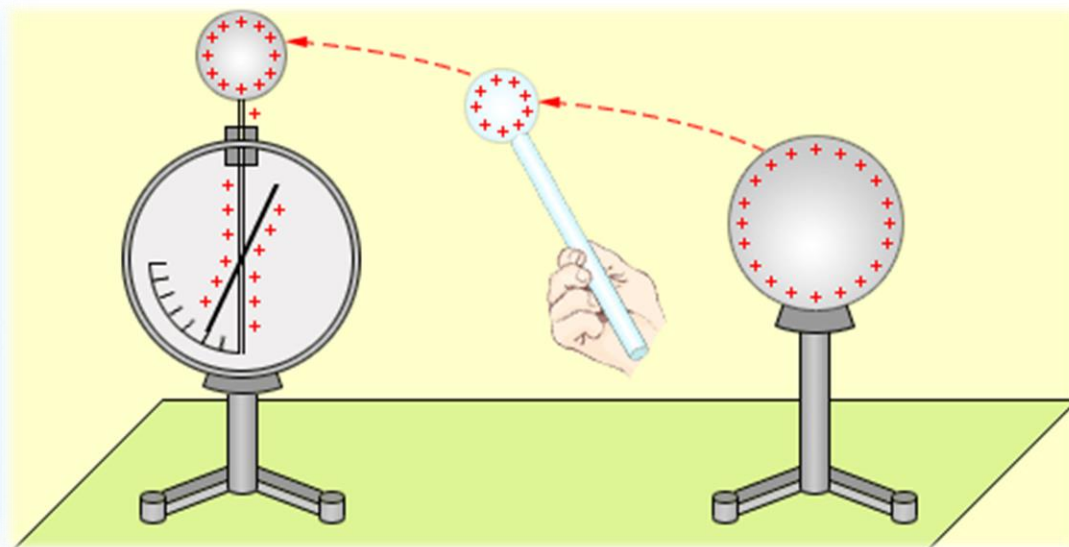
Закон сохранения электрического заряда

$$\sum_i q_i = \text{const}$$

В замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов всех частиц остаётся неизменной

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const}$$

(Закон сохранения электрического заряда)



Закон сохранения барионного заряда

В ядерных реакциях обычного типа (без образования античастиц) сохраняется полное число нуклонов. Сохранение числа нуклонов интерпретируется как сохранение барионного числа B

$$B_n = B_p = 1$$

Если кинетические энергии сталкивающихся нуклонов очень высоки, то возможны реакции рождения нуклонных пар. Поскольку нуклонам и антинуклонам приписываются противоположные знаки, то при любых процессах алгебраическая сумма барионных чисел всегда остаётся неизменной.

Используя законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов можно определить неизвестный продукт реакции.

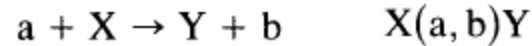
Например, в ядерной реакции



неизвестным продуктом x является α -частица.

Энергия реакции (энергетический выход реакции) –

кинетическая энергия, выделяющаяся или поглощающаяся в ядерной реакции



$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b$$

$$Q = T_{\text{final}} - T_{\text{initial}} \\ = T_Y + T_b - T_X - T_a$$



$$Q = (m_{\text{initial}} - m_{\text{final}}) c^2 \\ = (m_X + m_a - m_Y - m_b) c^2$$

Если $Q > 0$ ($m_{\text{initial}} > m_{\text{final}}$ или $T_{\text{final}} > T_{\text{initial}}$), то реакция сопровождается выделением кинетической энергии за счет уменьшения энергии покоя частиц и называется **экзотерической**.

Если $Q < 0$ ($m_{\text{initial}} < m_{\text{final}}$ или $T_{\text{final}} < T_{\text{initial}}$), то реакция сопровождается возрастанием энергии покоя частиц за счет уменьшения кинетической энергии и называется **эндотерической**.

Порог реакции - минимальная кинетической энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при котором возможна ядерная реакция.

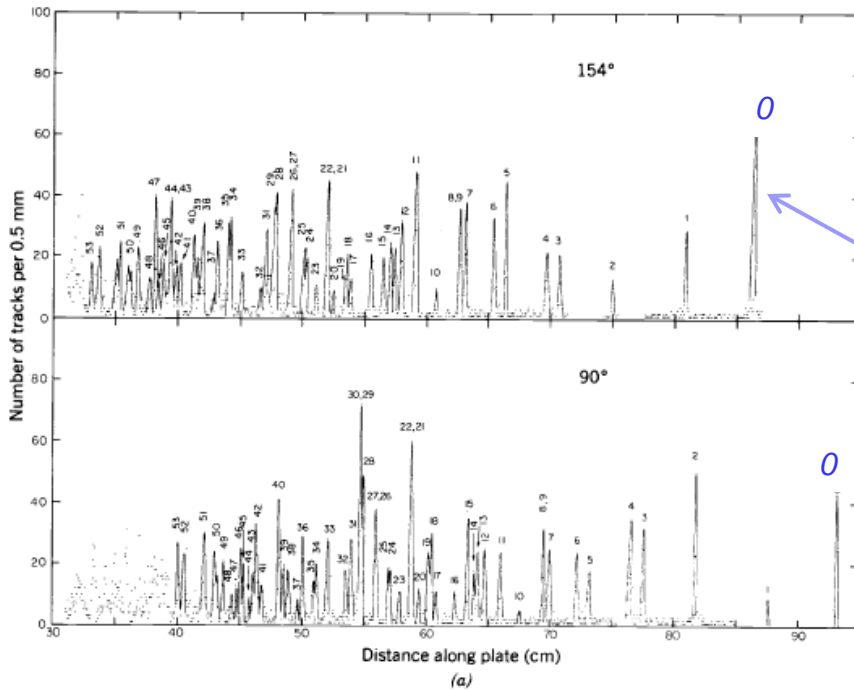
$$T_a^{\text{пор}} = (m_a + m_X + m_Y + m_b) (m_Y + m_b - m_a - m_X) c^2 / 2m_X = |Q| (1 + m_a / m_X + |Q| / 2m_X c^2)$$

Необходимым (но недостаточным!) условием протекания ядерной реакции является

$$Q + E_a > 0$$

Спектры протонов в реакции $^{58}\text{Ni}(^4\text{He}, p)^{61}\text{Cu}$

Схема уровней ядра ^{61}Cu

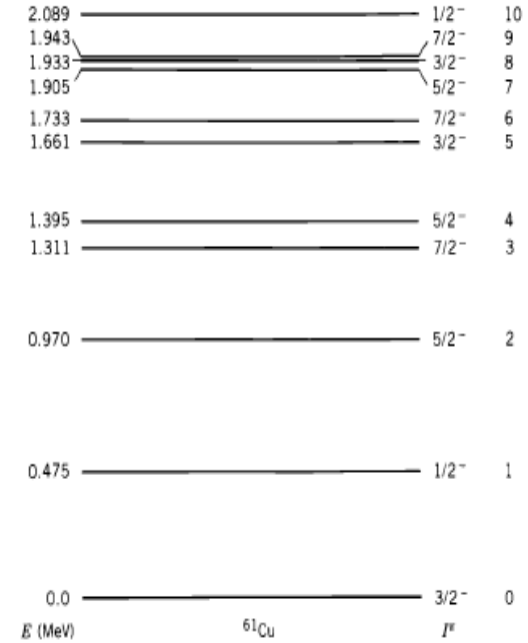


Высшая энергия
протона соотв.
образованию ядра ^{61}Cu
в основном состоянии
(0)

Q_0 - переход в
основное состояние

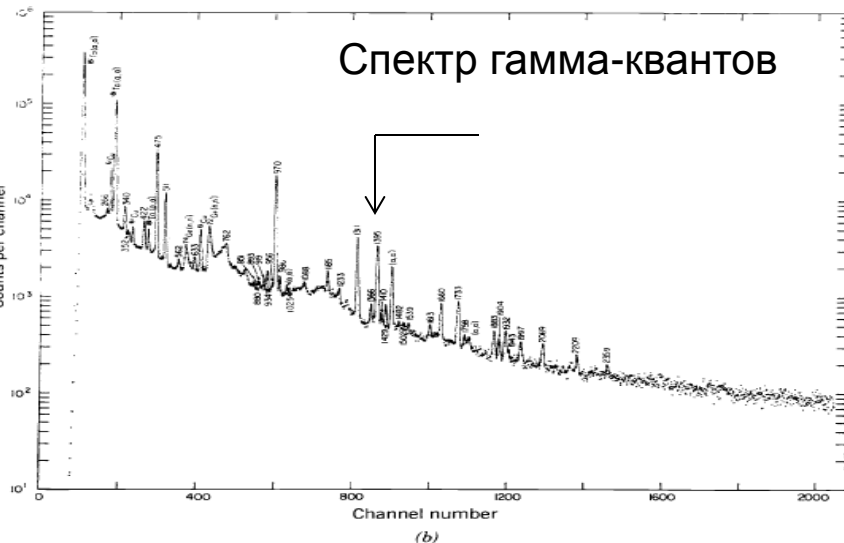
Переход в
возбуждённое
состояние

$$Q_{ex} = (m_x + m_a - m_y - m_b) c^2 = Q_0 - E_{ex}$$



(c)

Peak	Q (MeV)	E_{ex} (MeV)
0	3.152	0.0
1	3.631	0.479
2	4.122	0.970
3	4.464	1.312
4	4.547	1.395
5	4.810	1.658
6	4.884	1.732
7	5.061	1.919
8,9	5.090	1.938
10	5.240	2.088

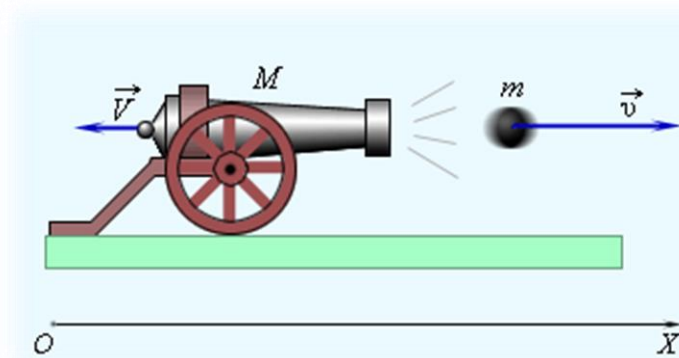
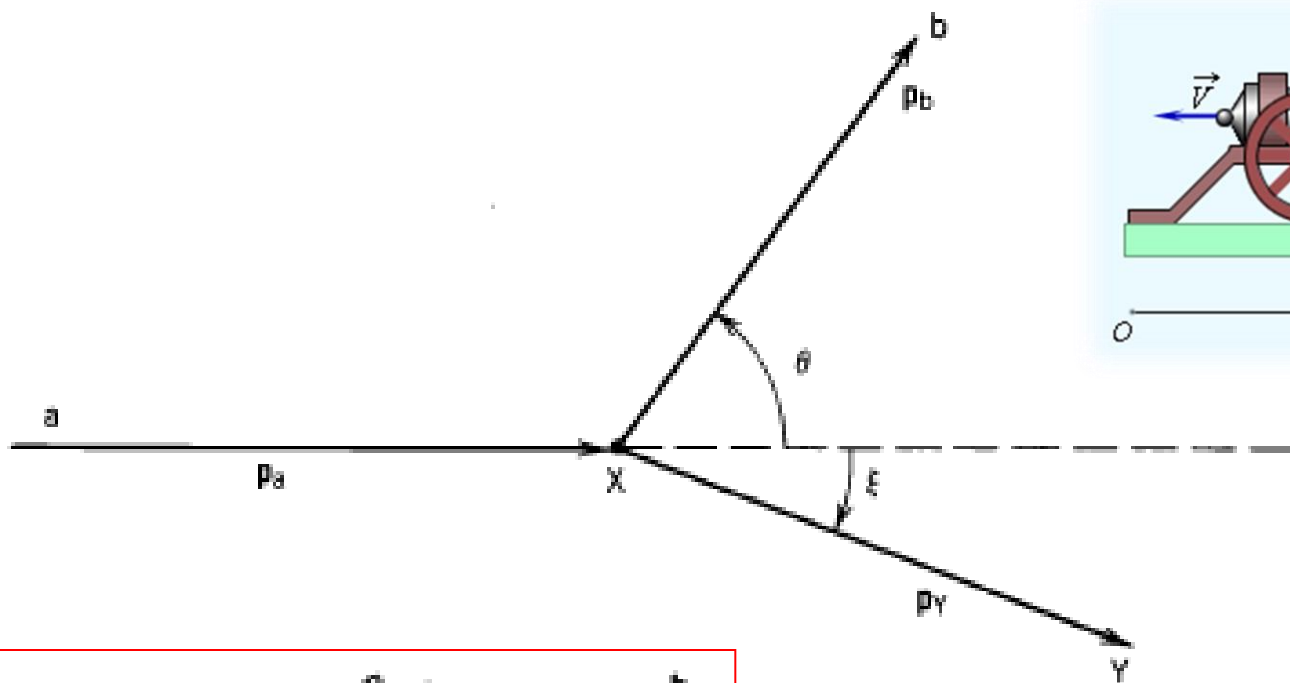


Спектр гамма-квантов

(b)

Закон сохранения импульса

Полный импульс частиц до реакции равен полному импульсу частиц-продуктов реакции.

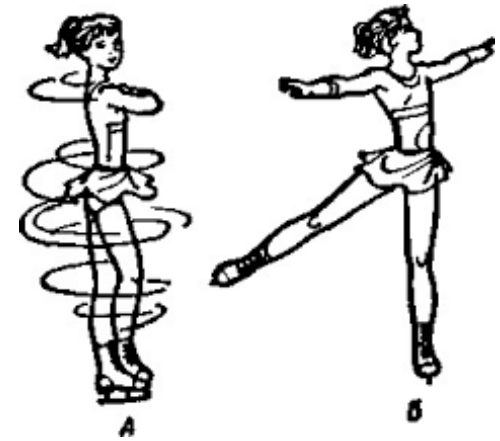


$$p_a = p_b \cos \theta + p_\gamma \cos \xi$$
$$0 = p_b \sin \theta - p_\gamma \sin \xi$$

Момент количества движения

В ядерных реакциях сохраняется полный момент количества движения замкнутой системы

$$\vec{J}$$



Рассмотрим реакцию вида



где O – составное (промежуточное, компаунд) ядро.

Тогда

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB},$$

Здесь $\vec{J}_A, \vec{J}_B, \vec{J}_{aA}$ и \vec{J}_b – спины участвующих в реакции частиц, \vec{l} – относительные орбитальные моменты, характеризующие их относительное движение.

Применение закона сохранения момента количества движения с учётом квантовых особенностей приводит к определённым правилам отбора. Например, процессы с излучением γ -кванта невозможны при переходах ядер между состояниями с нулевыми моментами, так как γ -квант уносит целочисленный момент ($\neq 0$).

Чётность

В сильных и электромагнитных взаимодействиях **пространственная чётность P** сохраняется.

Применительно к ядерной реакции



закон сохранения чётности записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{l_{Aa}} = P_B P_b (-1)^{l_{Bb}}$$

Закон сохранения чётности приводит к определённым правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий.

Простое правило отбора возникает **для упругого рассеяния частиц** (например, нуклонов) на ядрах: в процессе рассеяния **/ может изменяться только на чётное** число. Это заключение следует из того, что при упругом рассеянии ни состояние ядра, ни состояние бомбардирующей частицы не изменилось. Единственное, что с ними может произойти – это переориентация спина, при которой чётность сохраняется. Но тогда должна сохраняться и чётность волновой функции, описывающей относительное движение частиц.

Правила отбора по чётности возникают при рассмотрении процессов с участием двух тождественных частиц. Простейший пример такого рода – распад составной системы на две тождественные частицы с нулевыми спинами. При **этом чётная система A может, а нечётная не может, распасться на две тождественные частицы!**



Изотопический спин

— квантовое число, отражающее свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия (Гейзенберг, 1932).

$$Q = \frac{B}{2} + \frac{S}{2} + I_3.$$

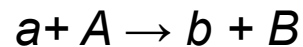
Частица	Изотопический спин	Проекция изотопического спина				
		-1	-1/2	0	+1/2	+1
л-мезон	1	π^-		π^0		π^+
К-мезон	1/2		K^0		K^+	
	1/2		K^-		K^0	
Нуклон	1/2		n		p	
	1/2		\bar{p}		\bar{n}	
Λ-гиперон	0			Λ^0		
	0			$\bar{\Lambda}^0$		
Σ-гиперон	1	Σ^-		Σ^0		Σ^+
	1	$\bar{\Sigma}^+$		$\bar{\Sigma}^0$		$\bar{\Sigma}^-$
Ξ-гиперон	1/2		Ξ^0		Ξ^+	
	1/2		$\bar{\Xi}^0$		$\bar{\Xi}^+$	
Ω-	0			Ω^-		

С точки зрения сильного взаимодействия, протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Изоспин I одинаков для всех адронов, образующих изотопический мультиплет, число адронов в таком мультиплете равно $2I+1$. У каждого адрона в изомультиплете своя проекция изоспина I_z и свой электрический заряд, но все остальные квантовые числа одинаковы. Так, изодублет нуклонов ($I=1/2$) состоит из двух членов: протона и нейтрона с $I_z=\pm 1/2$. Изотриплет пионов

$$\pi^+, \pi^0, \pi^-$$

имеет изоспин 1 и проекции изоспина +1, 0, -1.

Законы сохранения изоспина I и его проекции I_3 в реакции



$$\bar{I}_a + \bar{I}_A = \bar{I}_b + \bar{I}_B,$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B$$

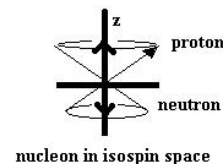
Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет приближённо вычислять сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней в случаях, когда эффекты несохраняющих изоспин взаимодействий малы

Группа	Название частицы	Символ		Заряд, ед. e	Масса покоя, ед. m_e	Спин, ед. \hbar	Изоспин I	Ленточное число L	Барьонное число B	Странность S	Приблизительное время жизни, с	
		частицы	анти-частицы									
ФОТОНЫ	Фотон	γ		0	0	1	—	0	0	0	Стабилен	
ЛЕПТОНЫ	Электрон	e^-	e^+	1	1	$1/2$	—	+1	0	0	Стабилен	
	Электронное нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	Стабильно	
	Мюон	μ^-	μ^+	1	206,8	$1/2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-6}$	
	Мюонное нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	Стабильно	
	Таон	τ^-	τ^+	1	3487	$1/2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-12}$	
	Таонное нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	?	
МЕЗОНЫ	Пионы	π^0		0	264,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-16}$	
		π^+	π^-	1	273,1	0	1	0	0	0	$\approx 10^{-8}$	
	Каоны	K^0	\bar{K}^0	0	974,0	0	$1/2$	0	0	+1	$10^{-10} - 10^{-8}$	
		K^+	K^-	1	966,2	0	$1/2$	0	0	+1	$\approx 10^{-8}$	
	Эта-мезон	η^0		1	1074	0	—	0	0	0	$\approx 10^{-19}$	
АДРОНЫ	Барьоны	Протон	p	\bar{p}	1	1836,2	$1/2$	$1/2$	0	+1	0	Стабилен
		Нейтрон	n	\bar{n}	0	1838,7	$1/2$	$1/2$	0	+1	0	$\approx 10^3$
	Гипероны:	лямбда	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	0	2183	$1/2$	0	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		сигма	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	0	2334	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-20}$
			Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1	2328	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
	Σ^-		$\bar{\Sigma}^-$	1	2343	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$	
	кси	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	0	2573	$1/2$	$1/2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$	
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1	2586	$1/2$	$1/2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$	
		омега	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1	3273	$3/2$	0	0	+1	-3	$\approx 10^{-10}$

Квантовое число определяющее количество зарядов состояний мультиплета в сильном взаимодействии.

N — нуклон

$$I_N = \frac{1}{2}$$



$$(I_p)_z = +\frac{1}{2}; (I_n)_z = -\frac{1}{2}$$

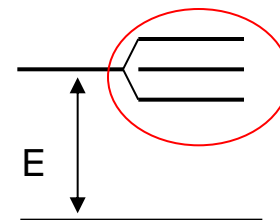
π — мезон

$$I_\pi = 1$$

$$(I_{\pi^+})_z = +1;$$

$$(I_{\pi^0})_z = 0;$$

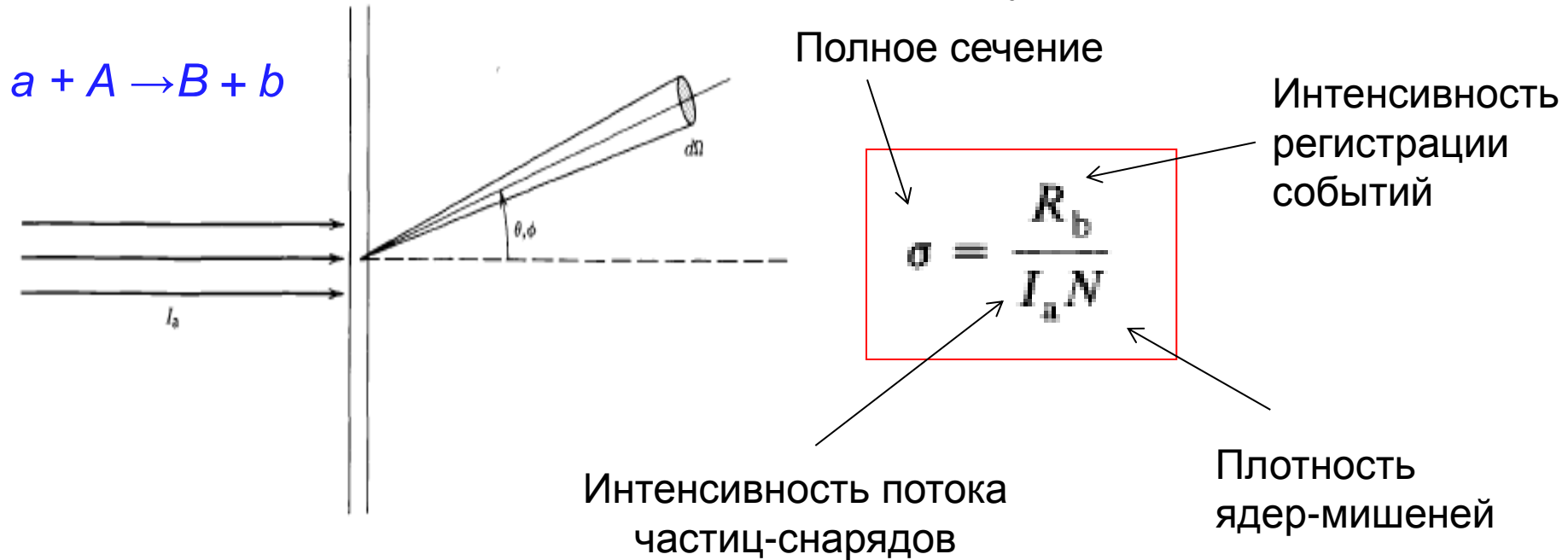
$$(I_{\pi^-})_z = -1$$



Мультиплет содержит $2I + 1$ частиц $\rightarrow \Delta E$

4. Сечение ядерной реакции

Вероятность протекания ядерной реакции характеризуют **эффективным сечением**



Дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_a N}$$

Дважды дифференциальное сечение

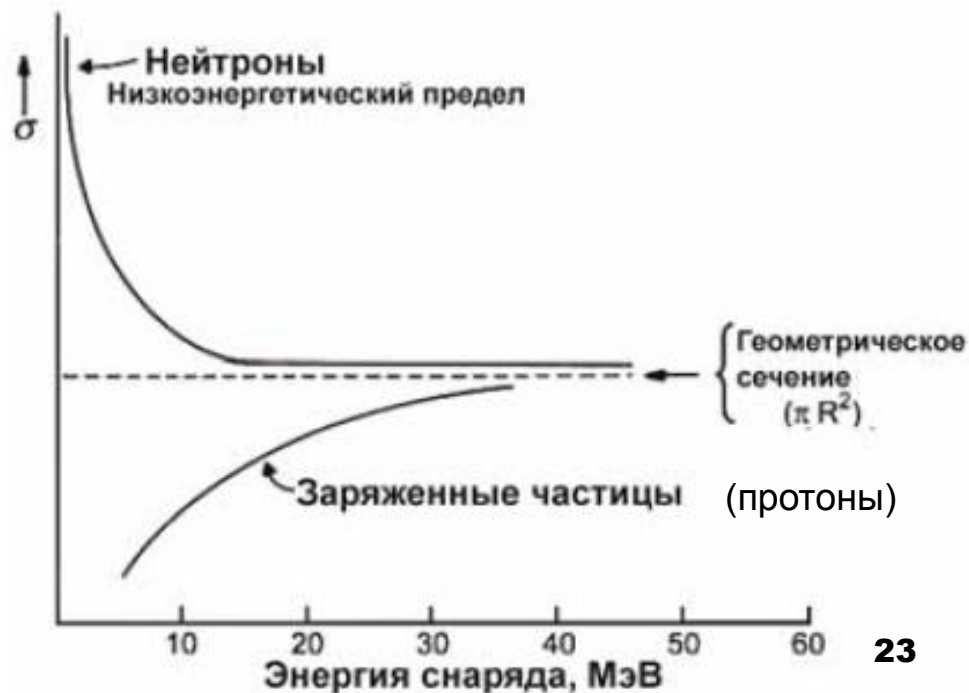
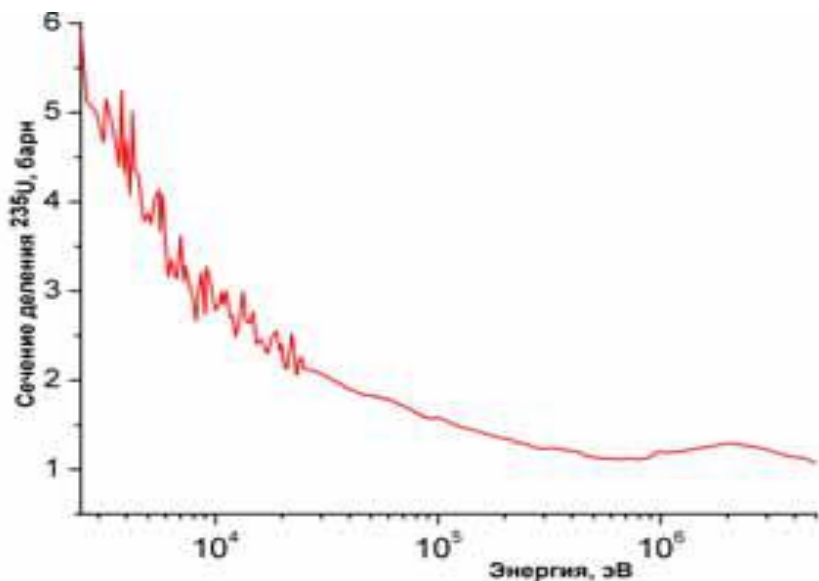
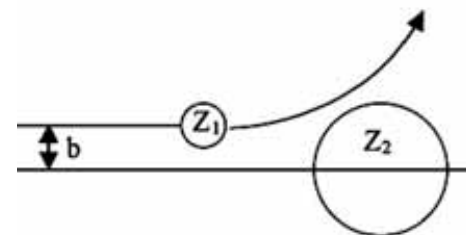
$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega dE_b}$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} dE_b, \quad \frac{d\sigma_{ab}}{dE_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega, \quad \sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega dE_b} d\Omega dE_b$$

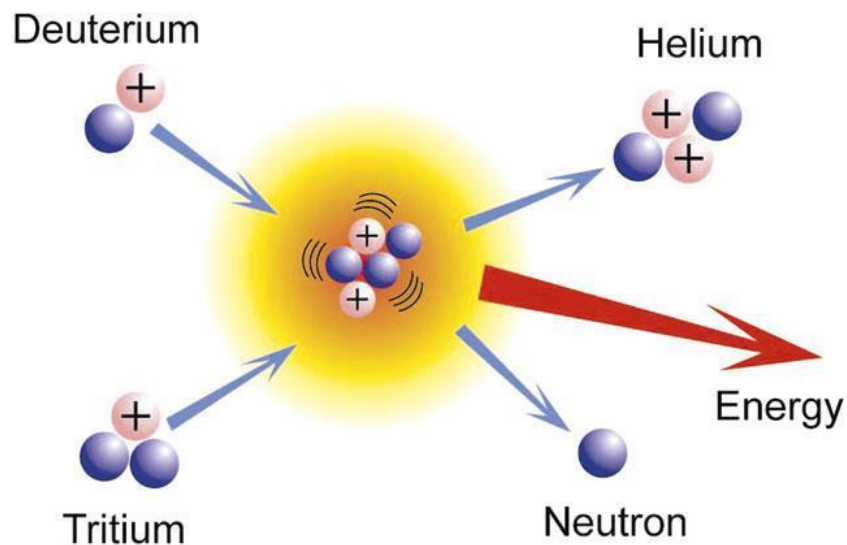
Поперечное сечение захвата нейтронов некоторыми элементами, барн

Элемент	При 0,025 эВ		При 1 МэВ	
	захват	рассеяние	захват	рассеяние
H	0,32	20 – 80	$<10^{-4}$	4
D ₂ O	$9 \cdot 10^{-4}$	15	$<10^{-4}$	14
Be	$9 \cdot 10^{-3}$	6,9	$<10^{-4}$	3
B	718	3,8	$<10^{-4}$	2
C	$4,5 \cdot 10^{-3}$	4,8	$<10^{-4}$	2,5
Al	0,22	1,6	$4 \cdot 10^{-4}$	3
Fe	2,5	11,0	$8 \cdot 10^{-3}$	3
Zr	0,4	8,4	$3 \cdot 10^{-2}$	7
Cd	3500	6,5	10^{-1}	7

1 барн = 10^{-28} м² = 10^{-24} см²



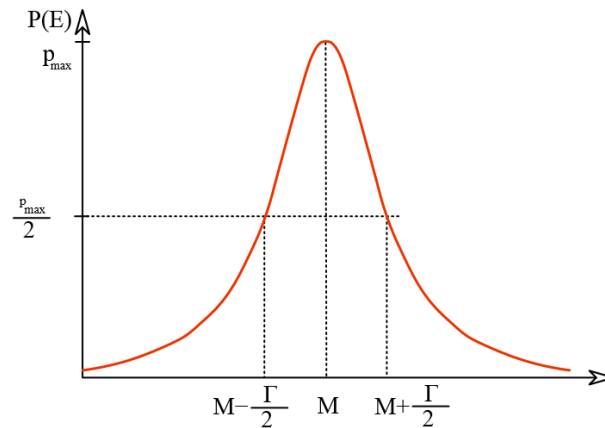
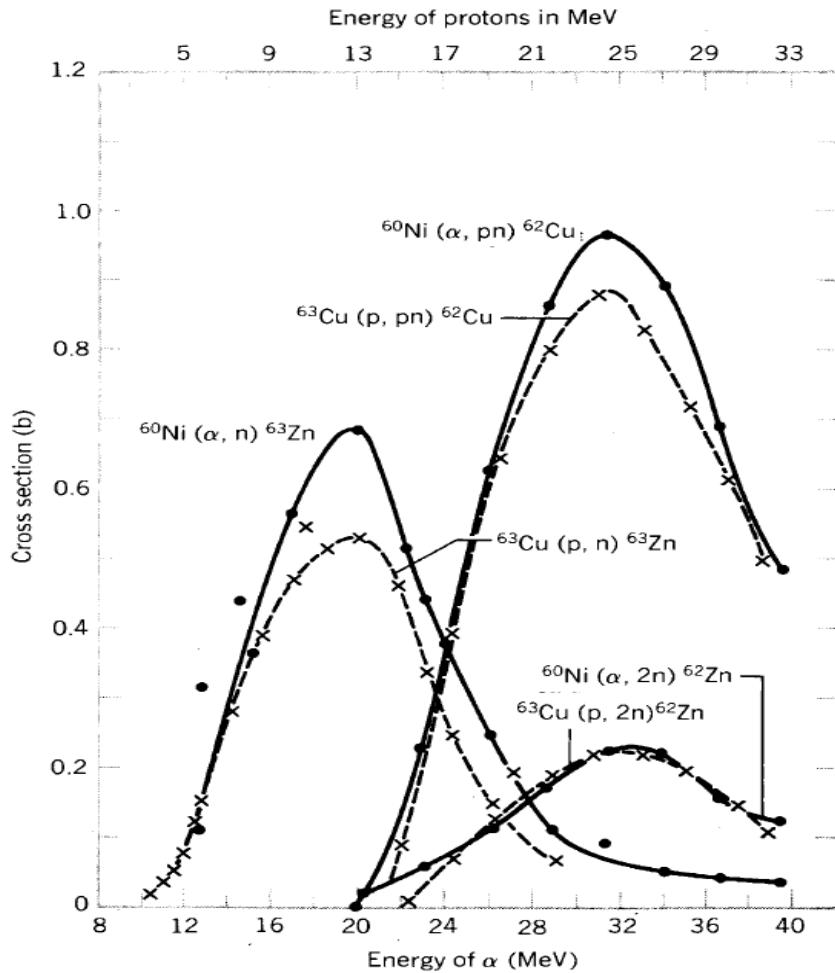
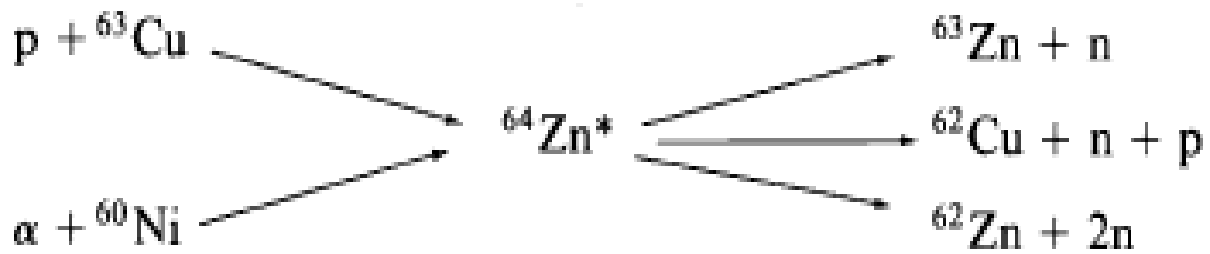
5. Теория ядерных реакций Бора



Нильс Бор
(1885-1962), Н.п.1922
"for his services in the
investigation of the
structure of atoms and of
the radiation emanating
from them"

В 1936 г. Нильс Бор предложил модель, согласно которой ядерная реакция может проходить в два этапа через образование составного ядра:

- 1) поглощение налетающей частицы ядром с образованием составного ядра и
- 2) распад образовавшегося составного ядра.



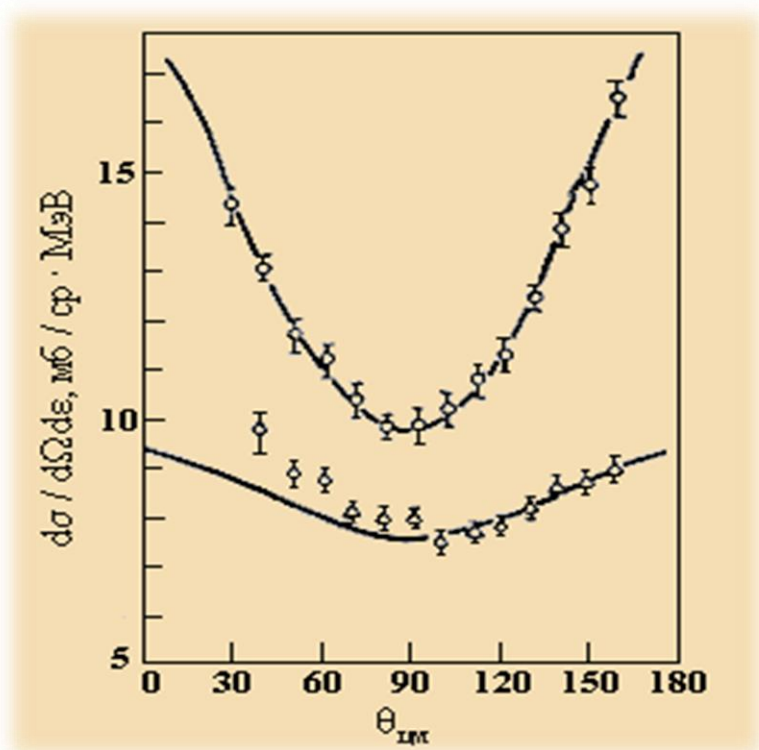
Ширина распада Γ связана с временем жизни τ соотношением неопределённости Гейзенберга

$$\Gamma \tau \sim \hbar$$

Вероятность распада по каналу b

$$W_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_i \Gamma_i}$$

Угловые распределения продуктов реакций в с.ц.и., идущих через составное ядро, симметричны относительно 90° относительно направления пучка



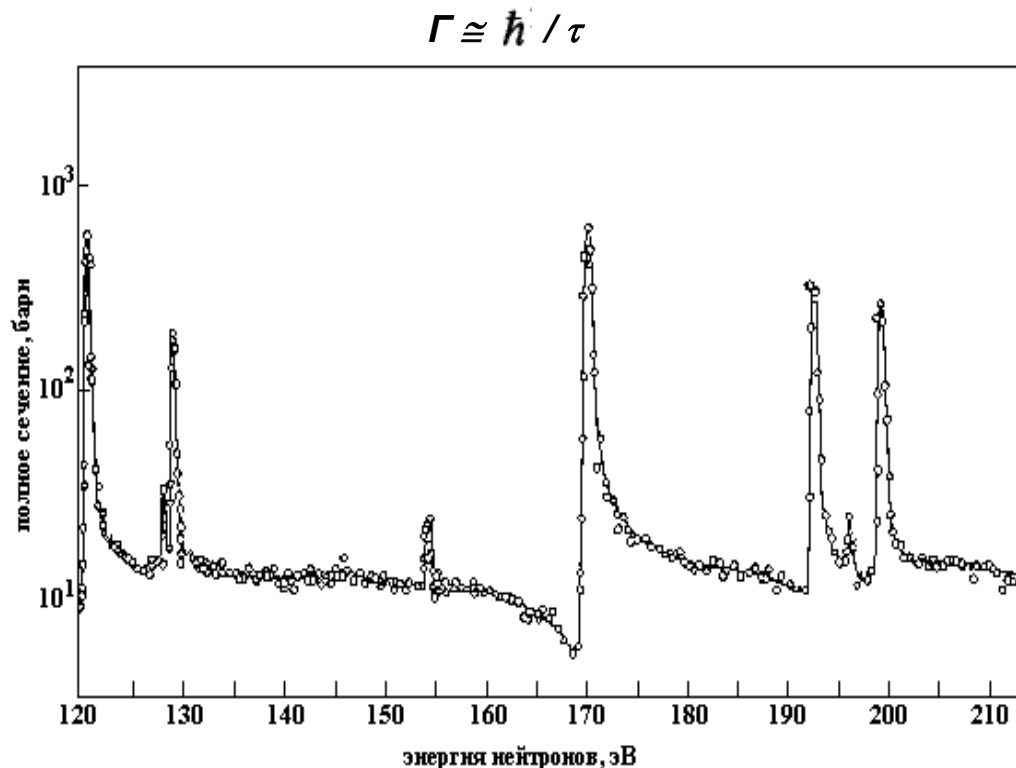
Угловые распределения протонов с энергией 3.3 МэВ из реакций (α, p) - верхняя кривая и (p, p') - нижняя кривая.

В том и другом случае возбуждается одно и то же составное ядро ^{59}Co с одной и той же энергией возбуждения.

Концепция составного ядра применима главным образом для средних и тяжелых ядер и для энергий возбуждения вплоть до нескольких десятков МэВ. При больших энергиях длина свободного пробега нуклона в ядре становится больше радиуса ядра и вероятность захвата нуклона ядром уже не равна единице.

Резонансные реакции

При *небольших энергиях возбуждения* ядра спектр возбужденных состояний имеет дискретный характер. Возбужденные состояния ядра имеют короткое время жизни τ . В соответствии с принципом неопределённости энергия точно не определена и возбужденное состояние характеризуется шириной



Зависимость полного сечения реакции $n + {}^{232}\text{Th}$ от энергии нейтронов

Концепция составного ядра была сформулирована Н.Бором для объяснения резонансной структуры сечений захвата нейтронов и протонов низких энергий атомными ядрами. Резонансы отвечают различным возбужденным состояниям составного ядра.

Сечение образования промежуточного ядра в области изолированного резонанса описывается формулой Брейта-Вигнера

В реакции $a + x \rightarrow c \rightarrow b + y$, идущей через состояние составного ядра c со спином Γ^c в случае, когда во входном ($a + x$) и выходном ($b + y$) каналах орбитальный момент $l = 0$, формула Брейта-Вигнера имеет вид

$$\sigma_{ab} = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{2\Gamma^c + 1}{(2I_a + 1)(2I_x + 1)} \frac{\Gamma_a^c \cdot \Gamma_b^c}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4},$$

$\hat{\lambda} = \sqrt{\frac{(m_a + m_x)}{2m_a m_x E}}$ — длина волны де Бройля, m_a, m_x, I_a, I_x — массы и спины частиц a и x , E — кинетическая энергия частиц a и x в системе центра инерции, Γ_a^c, Γ_b^c —

парциальные ширины уровня составного ядра c , связанные с вероятностями его распада по каналам a и b , $\Gamma = \sum \Gamma_i$ — полная ширина уровня.

Для реакции (n, n') формула Брейта-Вигнера имеет вид

$$\sigma(n, n') = \frac{2\Gamma^c + 1}{(2\Gamma^c + 1)(2I_n + 1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}.$$

Вместо ЗАКЛЮЧЕНИЯ:



«И это чудо, что несмотря на поразительную сложность мира, мы можем обнаружить в его явлениях некоторую закономерность»

Э. Шрёдингер

Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. §§32-38
2. K.S. Krane. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons, 1988. §§11.1-11.12;
<http://faculty.kfupm.edu.sa/PHYS/aanaqvi/Introductory-Nuclear-Physics-new-Krane.pdf>
3. И.Н. Бекман. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.
Лекция 16. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.
<http://profbeckman.narod.ru/YadFiz.files/L16.pdf>