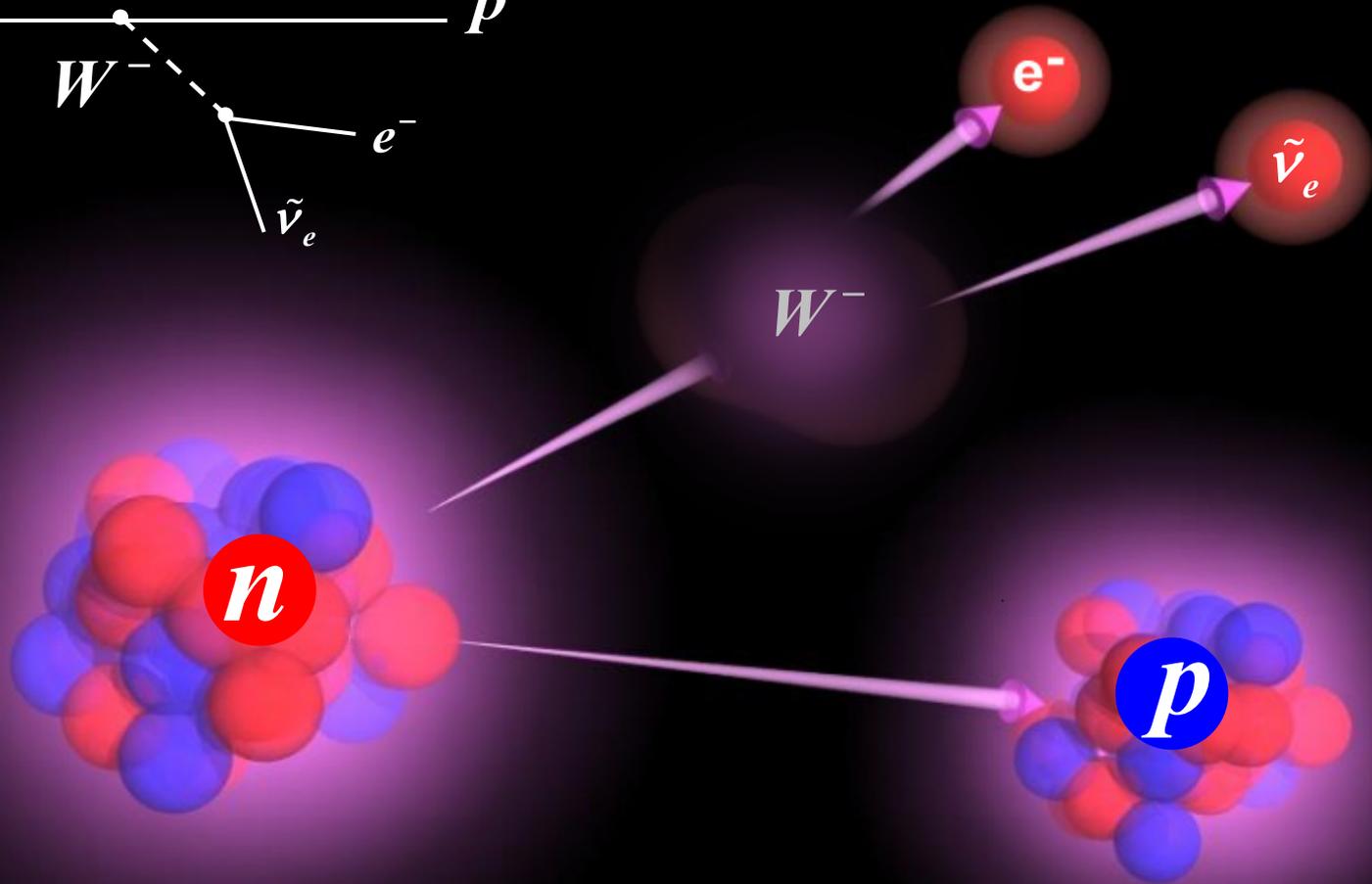
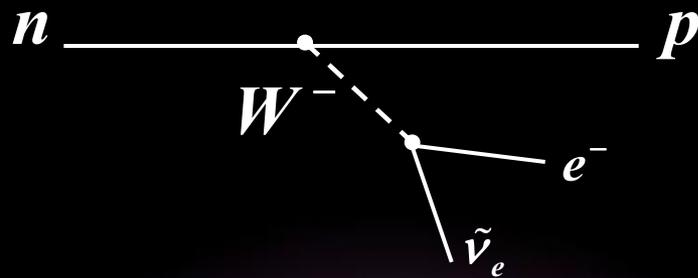
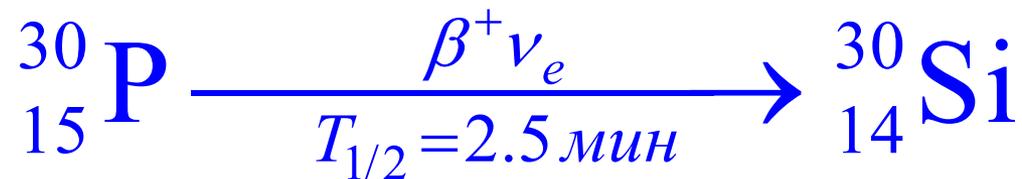
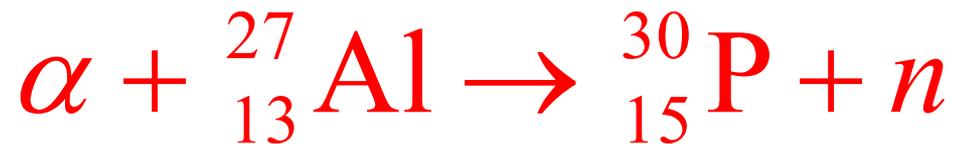
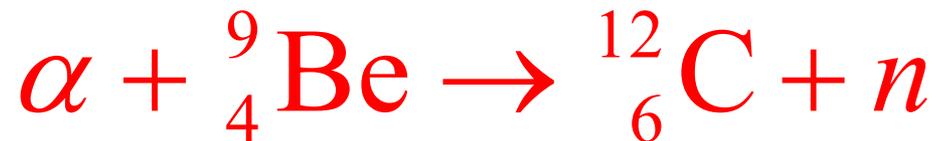
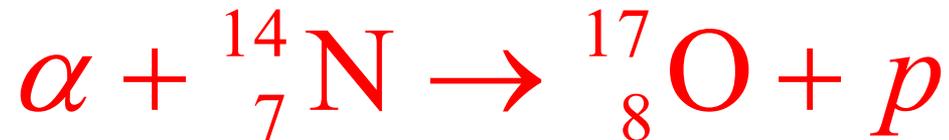


Рождение и жизнь атомных ядер



ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерные реакции



1911 г. Опыты по рассеянию α -частиц

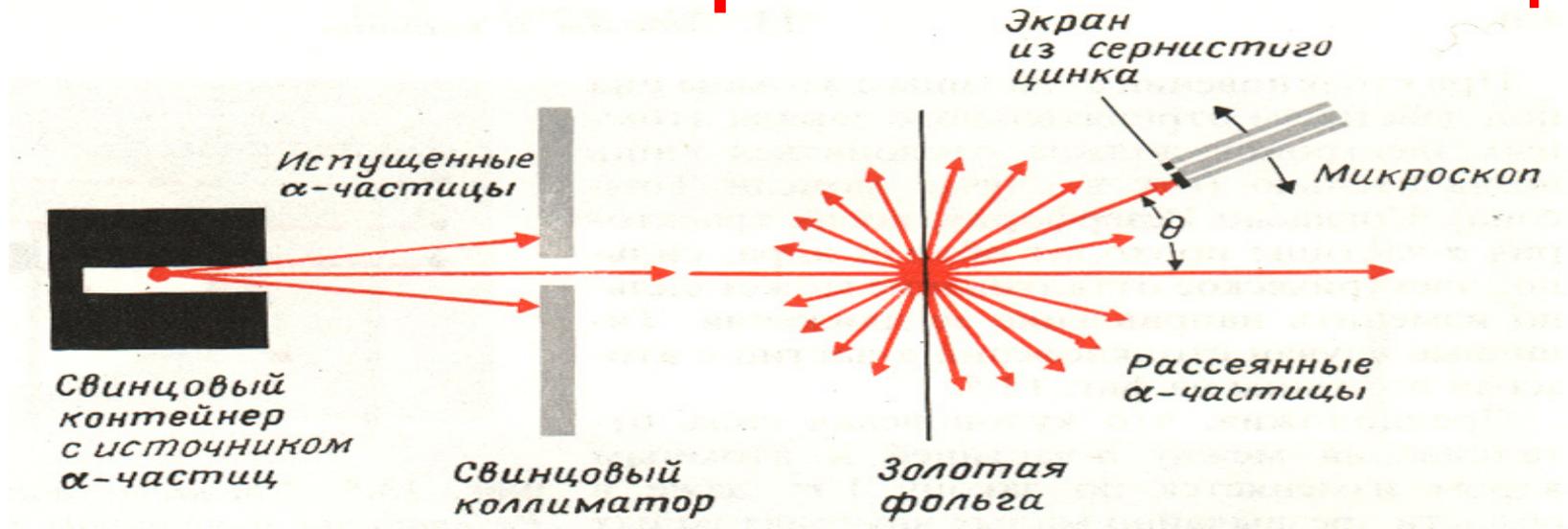
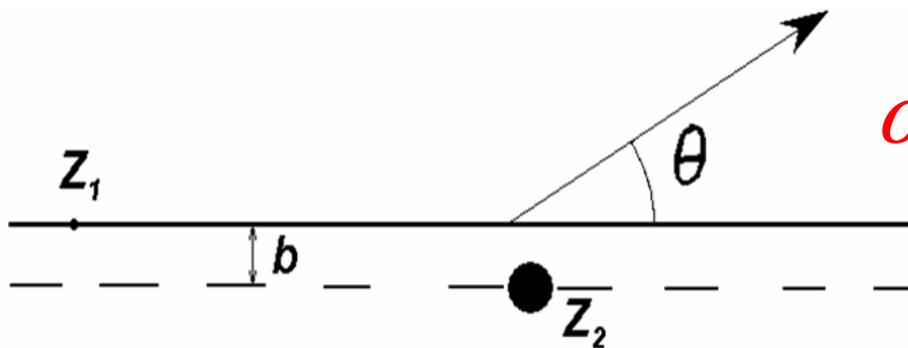


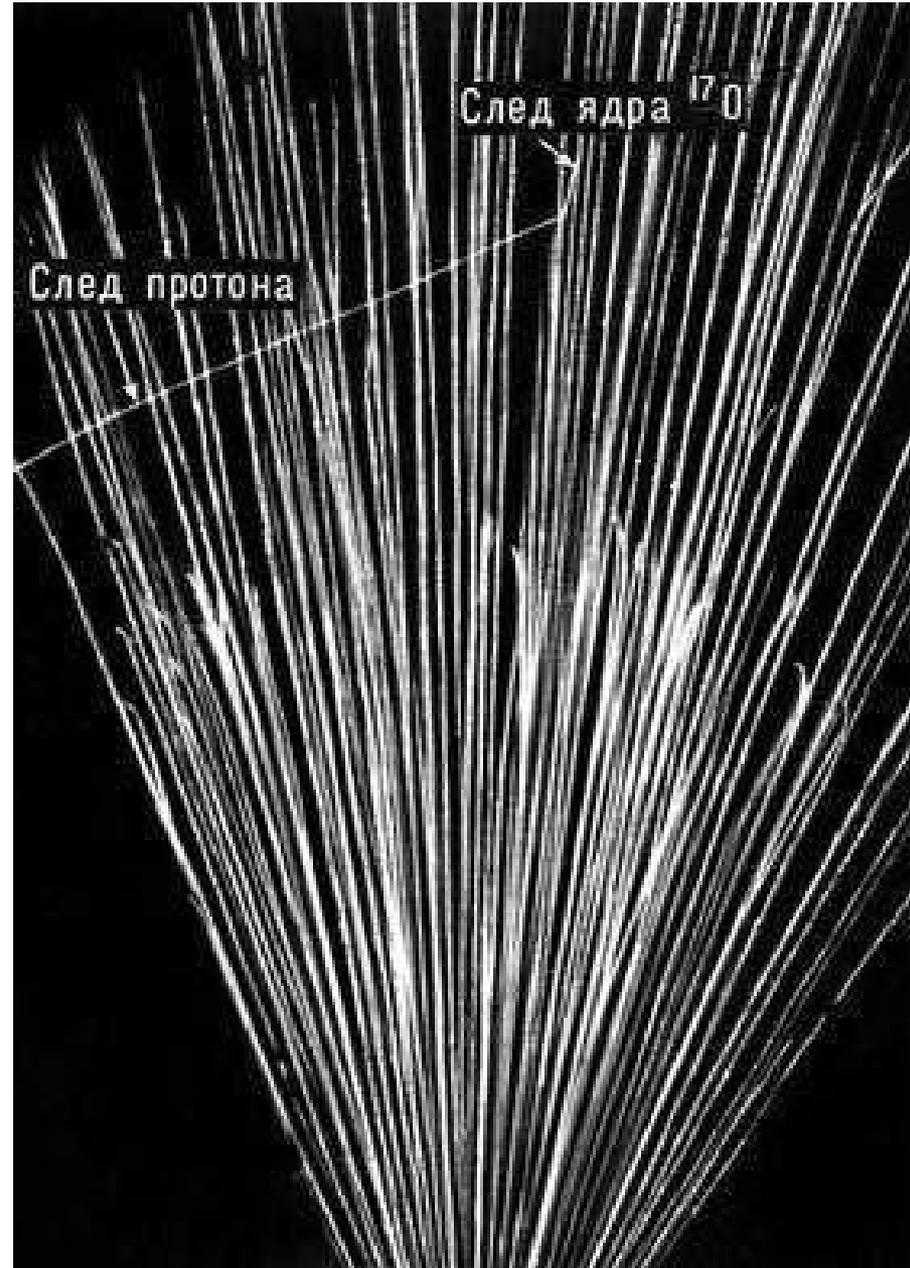
Схема эксперимента, в котором исследовалось рассеяние альфа-частиц



Из опытов по рассеянию α -частиц следовало, что масса атома практически полностью сосредоточена в небольшой центральной части атома – атомном ядре.

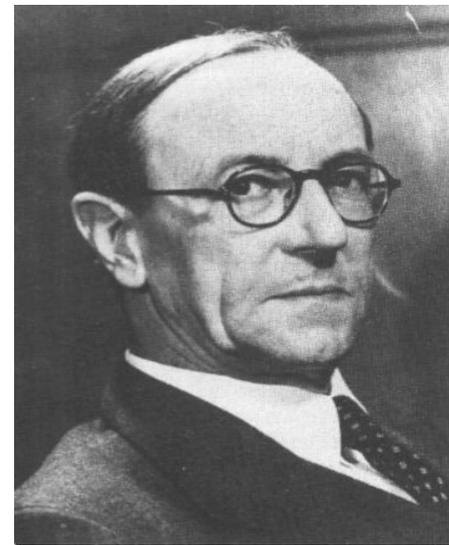
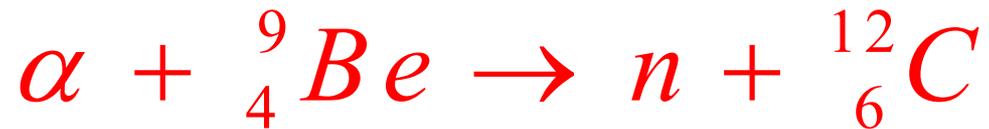
1911 г.

Э. Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ и доказал наличие в атомном ядре протонов.

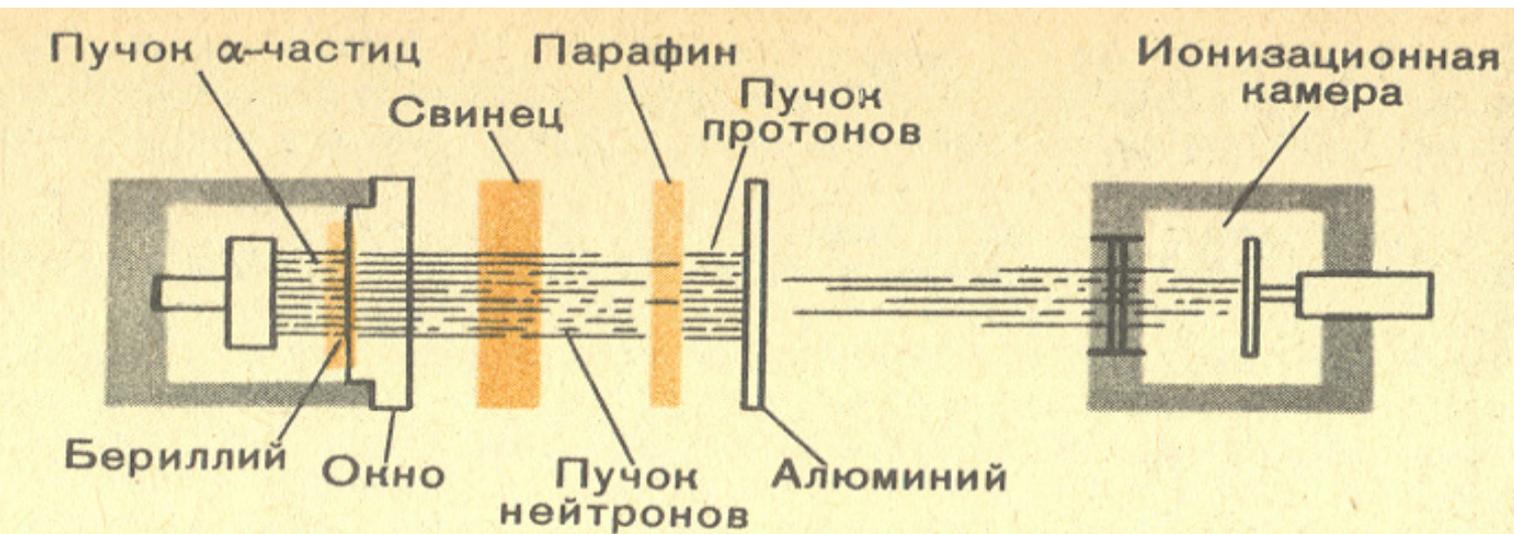


Открытие нейтрона

1932 г.



Дж. Чадвик
1891 - 1974



Нобелевская премия по физике

1935 г. – Дж. Чедвик

За открытие нейтрона



Джон Кокрофт
1897-1967



Томас Уолтон
1903-1995

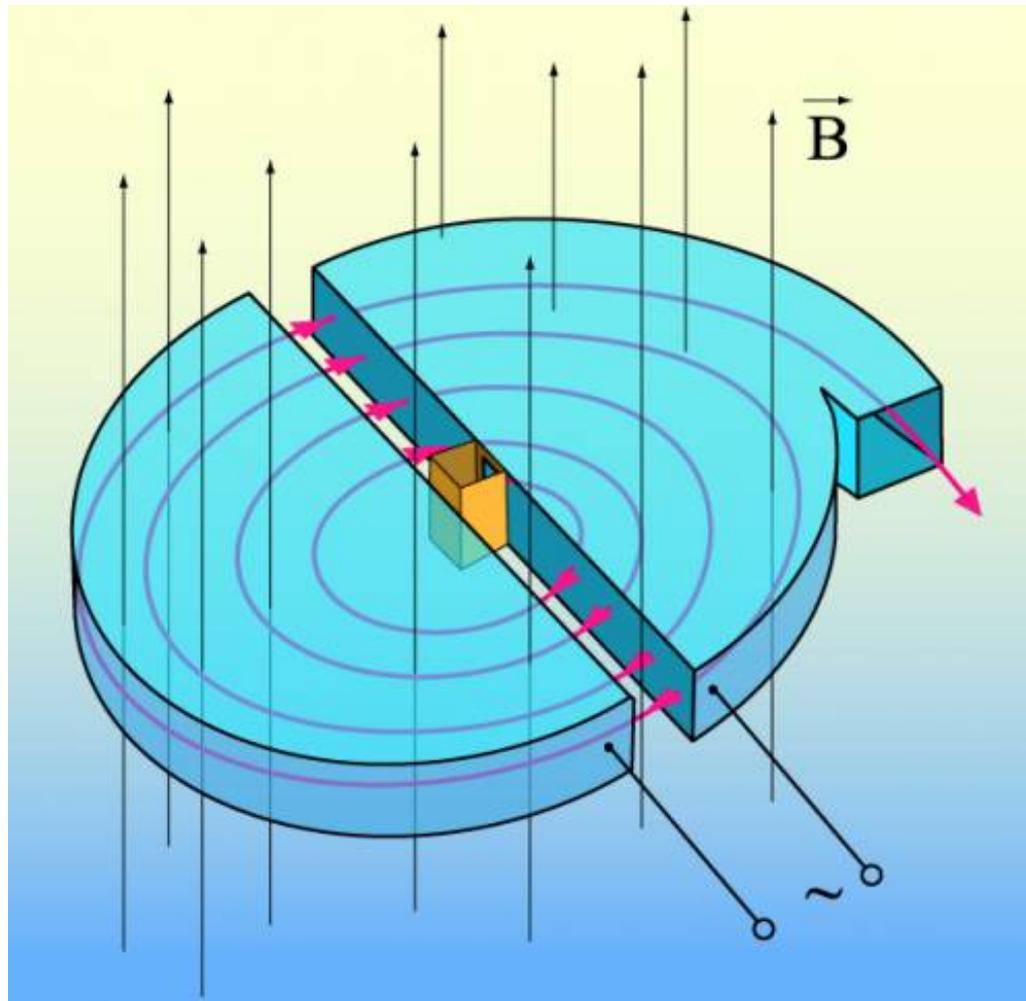
1932 г.

Джон Кокрофт и Томас Уолтон пучком протонов расщепили ядра бора и лития

Ускорители

1929 г.

Э. Лоуренс предложил идею циклотрона



Сечение реакции σ и число событий N

$$\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

$$N = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \sigma$$

- N – число событий в секунду,
- j – поток частиц a через 1 см^2 поверхности мишени,
- n – число частиц b в 1 см^3 мишени,
- s – площадь мишени в см^2 ,
- l – толщина мишени в см ,
- σ – сечение реакции.

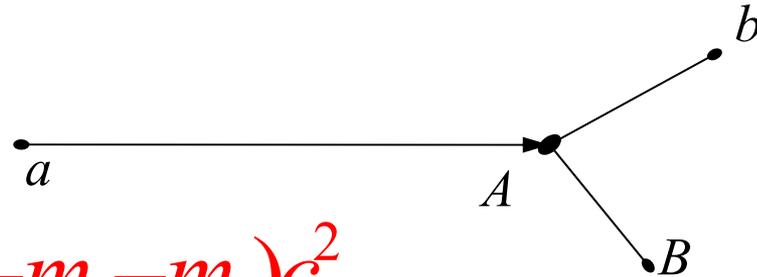
$$\begin{array}{c} N \\ \left| \frac{\text{события}}{\text{сек}} \right| = \left| \frac{j}{\text{сек} \times \text{см}^2} \right| \left| \frac{n}{\text{см}^3} \right| \left| l \right| \left| s \right| \left| \sigma \right| \\ \left| \text{см} \right| \left| \text{см}^2 \right| \left| \text{см}^2 \right| \end{array}$$

Законы сохранения в ядерных реакциях



1. Закон сохранения числа нуклонов
2. Закон сохранения электрического заряда
3. Закон сохранения энергии
4. Закон сохранения импульса

Энергия реакции Q



$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$$

Порог реакции

$$E_{\text{порог}} = \frac{(m_a + m_A - m_b - m_B)(m_a + m_A + m_b + m_B)c^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{Q}{2m_A} \right) \approx |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right)$$

Модели ядерных реакций

Составное ядро

(механизм предложен Нильсом Бором в 1936 г.)

Если реализуется вариант реакции через составное ядро, то энергия частицы-снаряда a делится среди многих нуклонов ядра. Каждый из них имеет энергию недостаточную для вылета из ядра. Проходит много времени прежде чем в результате случайных соударений нуклонов на одном из них (или группе связанных нуклонов) сконцентрируется энергия достаточная для вылета из ядра и частица b вылетает из ядра:



Составное ядро

Вероятность образования составного ядра нейтроном σ_{nc} определяется произведением вероятностей трёх последовательных процессов:

- 1) вероятности попадания нейтрона в область действия ядерных сил. Эффективное сечение этого процесса σ_0 ;
- 2) вероятности P проникновения нейтрона внутрь ядра;
- 3) вероятности ξ захвата нейтрона ядром.

$$\sigma_{nc} = \sigma_0 \cdot P \cdot \xi$$

Составное ядро

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса R описывается величиной

$$\sigma = \pi R^2$$

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны $\hat{\lambda}_n$, которая зависит от энергии нейтрона E

$$\hat{\lambda}_n (\text{ФМ}) = \frac{4,5}{\sqrt{E (\text{МэВ})}}$$

$$\sigma_0 = \pi (R + \hat{\lambda}_n)^2$$

Составное ядро

Важнейшей особенностью реакций, идущих через составное ядро является независимость процесса его распада от способа образования.

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} W_b$$

σ_{aC} – сечение образования составного ядра частицей a ,

W_b – вероятность распада составного ядра с вылетом частицы b .

$$\sum_b W_b = 1.$$

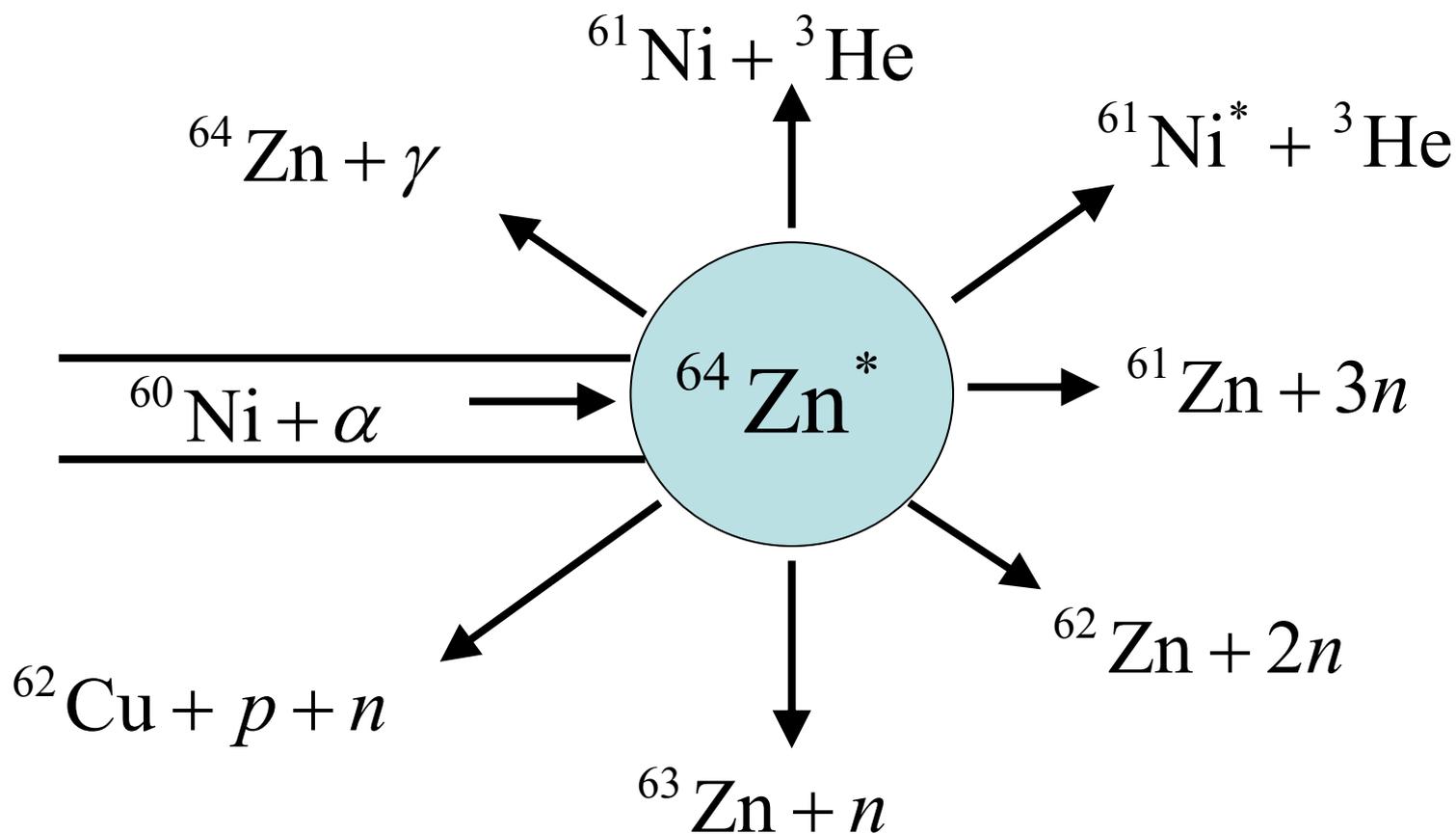
Если ядерное состояние может распадаться с вылетом различных частиц, то полная ширина Γ является суммой **парциальных ширин**

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{\text{все}} \Gamma_i.$$

Учитывая то, что $W_b = \Gamma_b / \Gamma$,

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}.$$

Входной и выходной каналы реакции

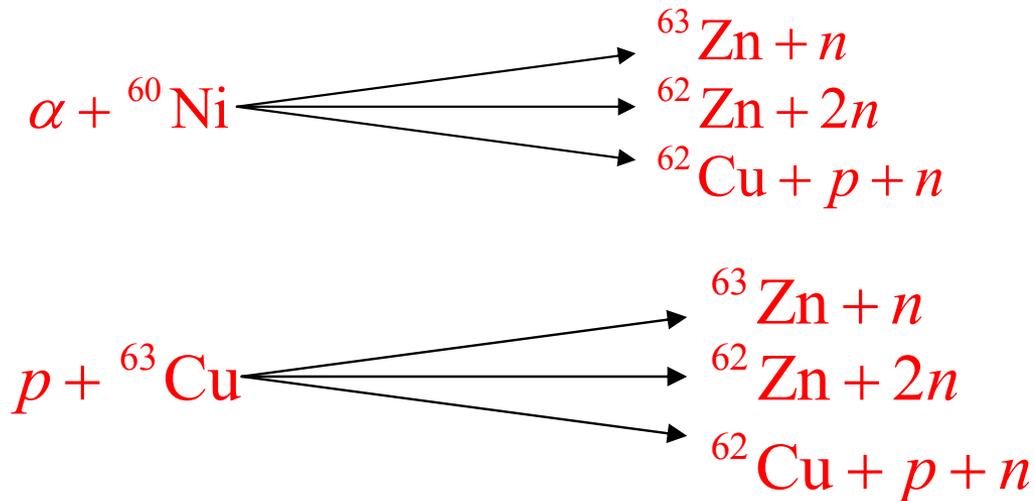
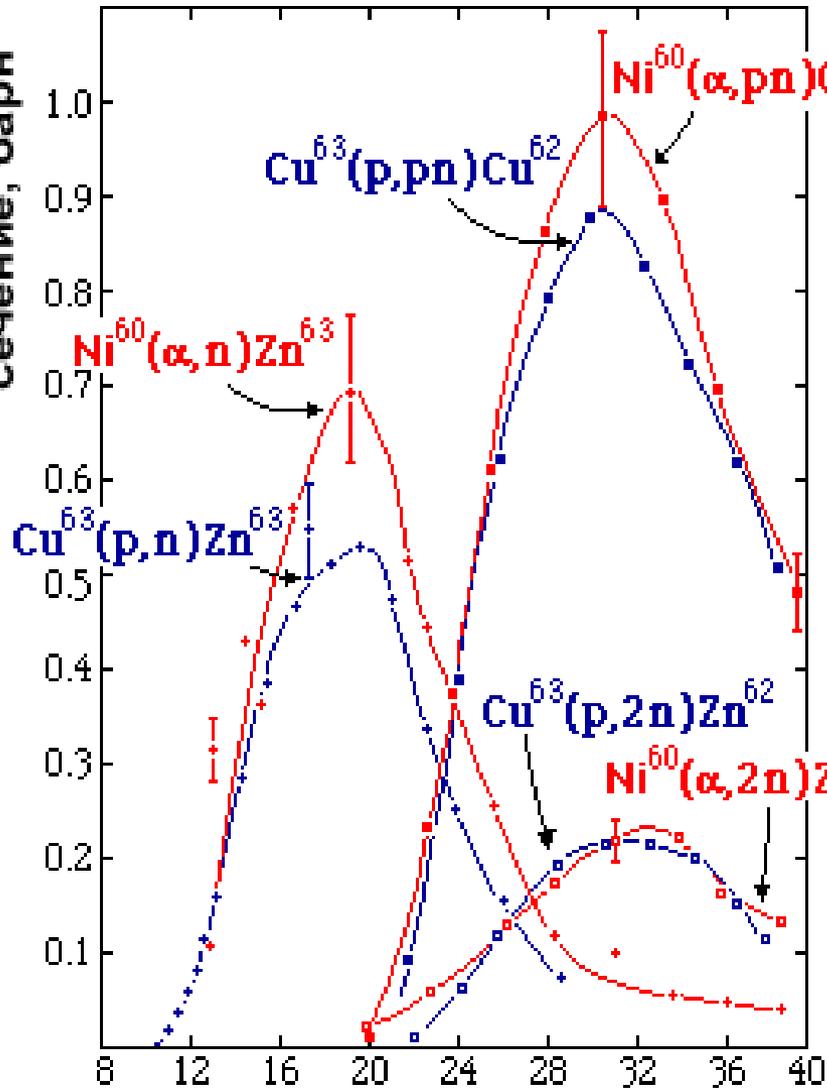


Составное ядро ^{64}Zn

энергия протона, МэВ

5 9 13 17 21 25 29 33

сечение, барн



Формула Брейта-Вигнера

Сечения рассеяния нейтронов в районе изолированного уровня определяется формулой Брейта-Вигнера

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} .$$

$\frac{\Gamma}{\hbar}$ — полная вероятность распада уровня составного ядра в единицу времени;

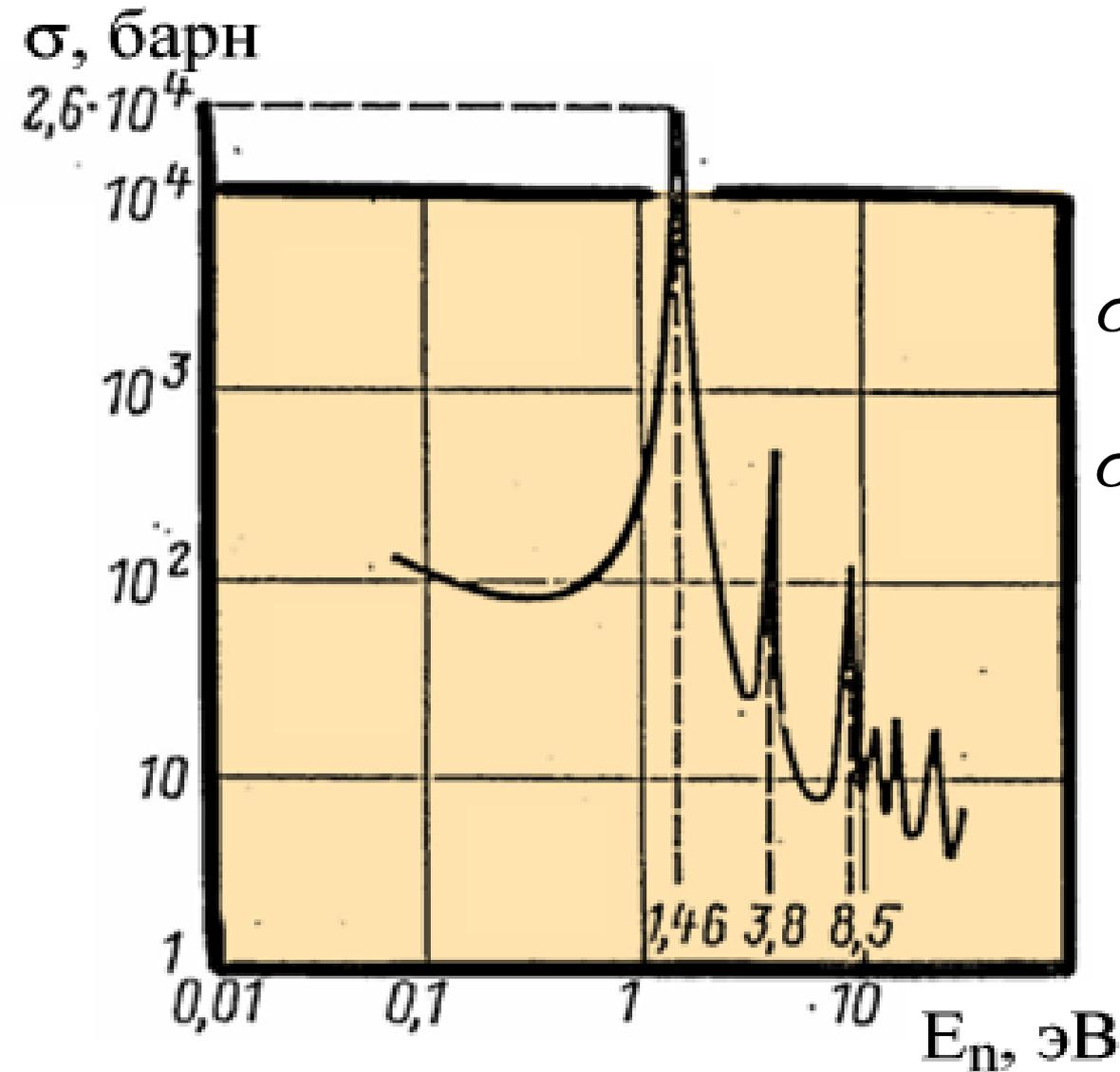
$\frac{\Gamma_a}{\hbar}$, $\frac{\Gamma_b}{\hbar}$, $\frac{\Gamma_n}{\hbar}$ — вероятности распада уровня составного ядра в единицу времени с вылетом частиц a , b и нейтрона.

Сумма всех парциальных ширин Γ_a , Γ_b , Γ_n , ... даёт полную ширину уровня:

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_n + \dots$$

Γ – ширина уровня на половине высоты.

Тепловые нейтроны ($E \leq 10$ эВ)

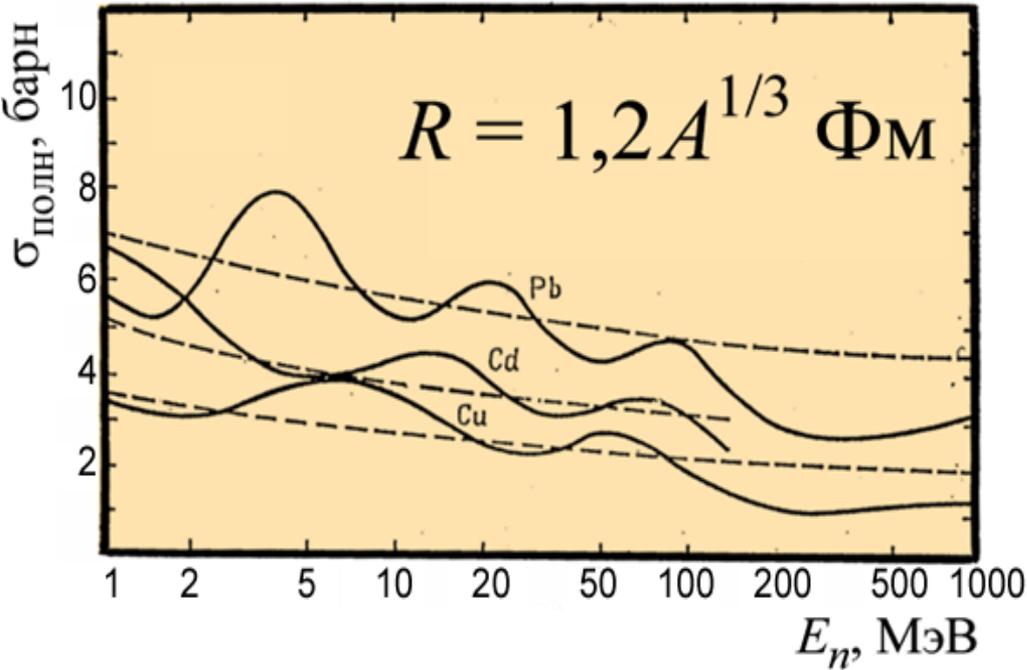


$$\sigma(^{113}_{48}\text{Cd}) = 2,6 \cdot 10^4 \text{ барн}$$

$$\sigma(^{135}_{54}\text{Xe}) = 3,5 \cdot 10^6 \text{ барн}$$

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v_n}$$

Быстрые нейтроны ($E > 1$ МэВ)



$$\sigma_{nC} \approx \pi(R + \lambda_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2}$$

$$k \approx k_0 \quad \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \approx 1$$

- Упругое дифракционное рассеяние

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{дифр}} = R^2 \left| \frac{J_1\left(\frac{R}{\lambda} \theta\right)}{\theta} \right|^2 \quad \sigma_{\text{дифр}} = \pi R^2$$

- Сечение неупругого рассеяния $\sigma_{nC} = \pi R^2$

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{nC} + \sigma_{\text{дифр}} = 2\pi R^2$$

Составное ядро

Какие причины делают составное ядро долгоживущим?

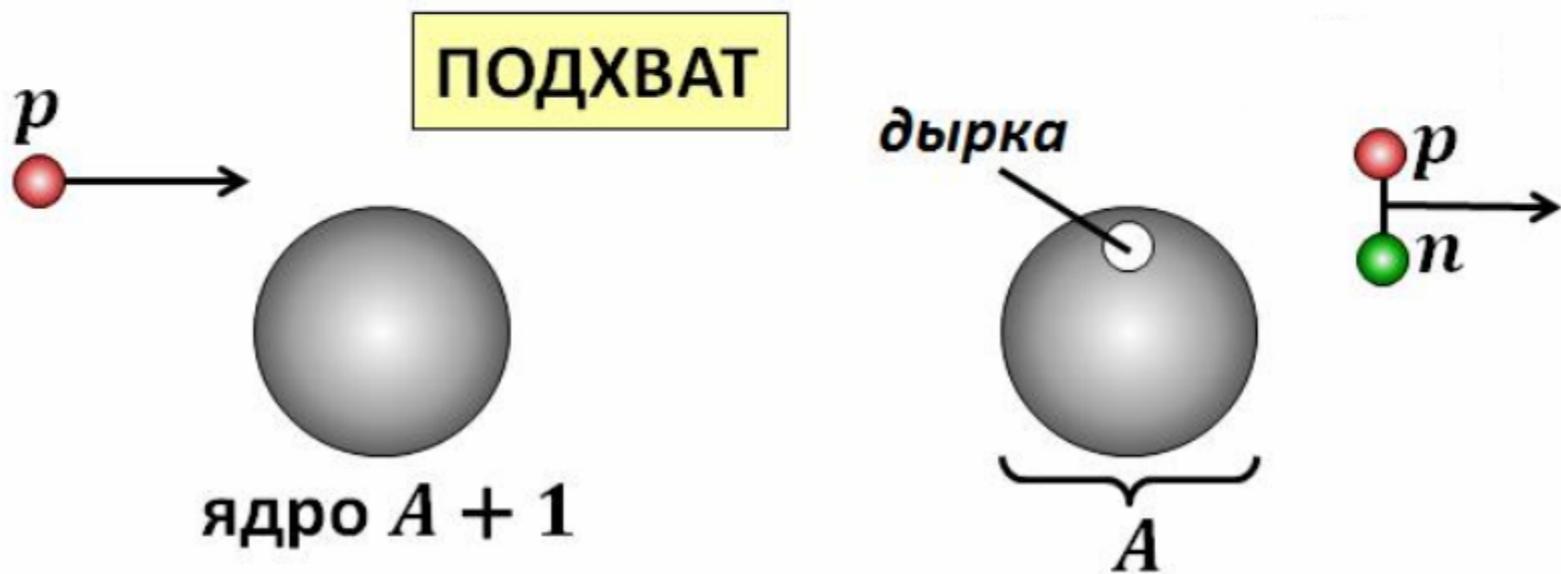
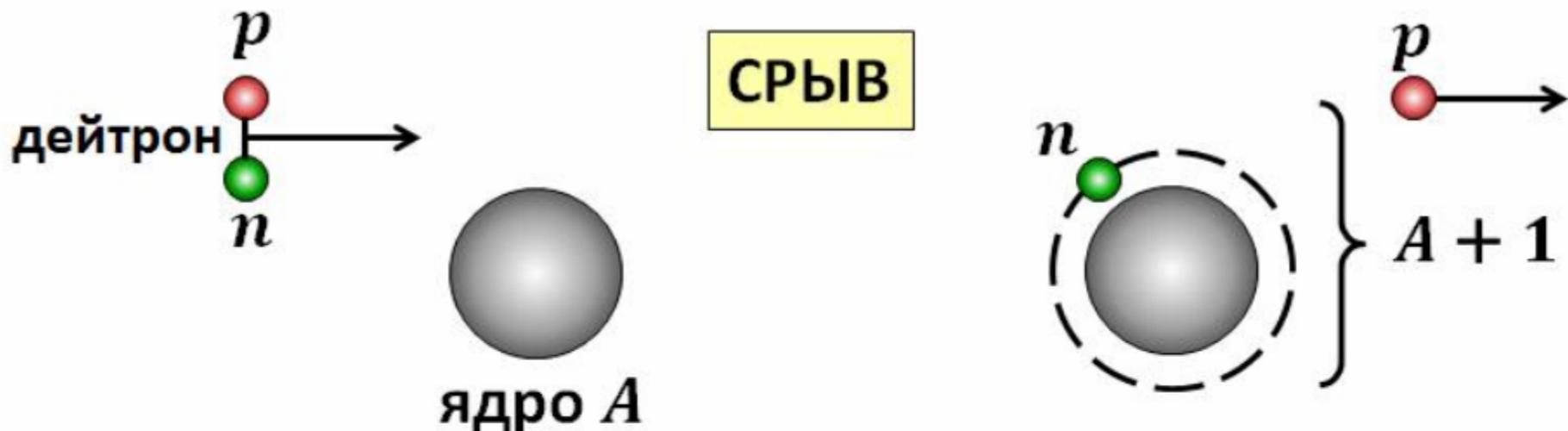
Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

Во-вторых, малая проницаемость потенциального барьера для заряженных частиц на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

В-третьих, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

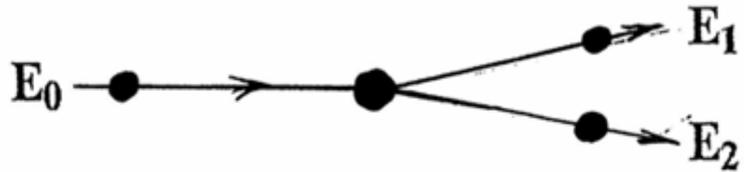
В-четвертых, в реакциях с испусканием γ -квантов, на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании γ -кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

Пример: реакции однонуклонной передачи (срыва и подхвата нуклона)



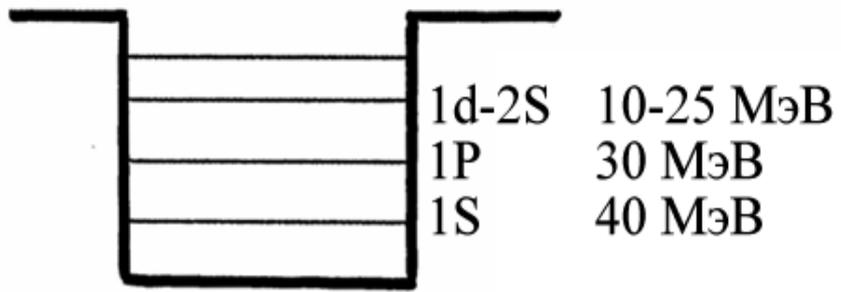
$$\lambda_p \ll R_{\text{ядра}}$$

$$E_p \approx 100 \text{ МэВ}$$



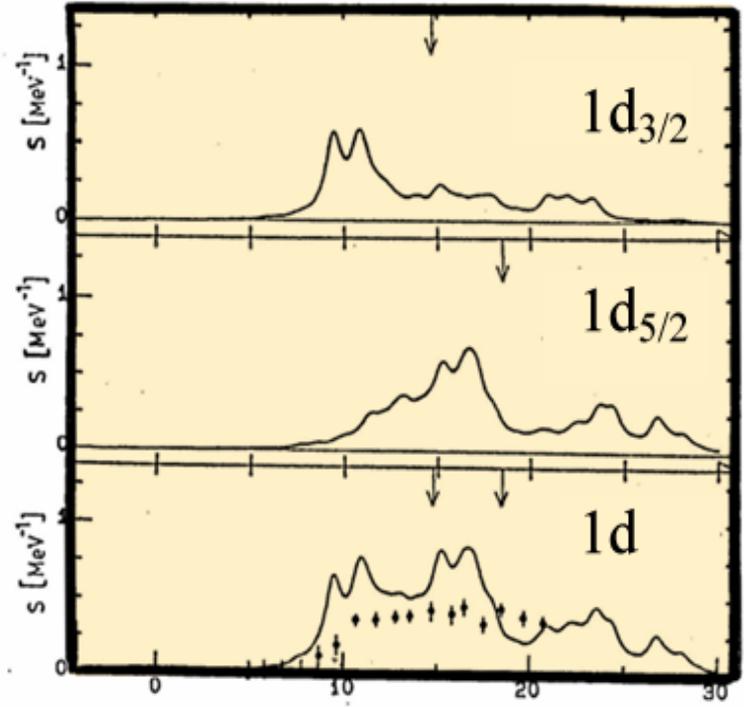
$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R$$

- E_L - энергия связи нуклона на оболочке (n, L, j)
- E_0 - энергия налетающего протона
- $E_{1,2}$ - энергии вылетающих протонов
- E_R - энергия ядра отдачи



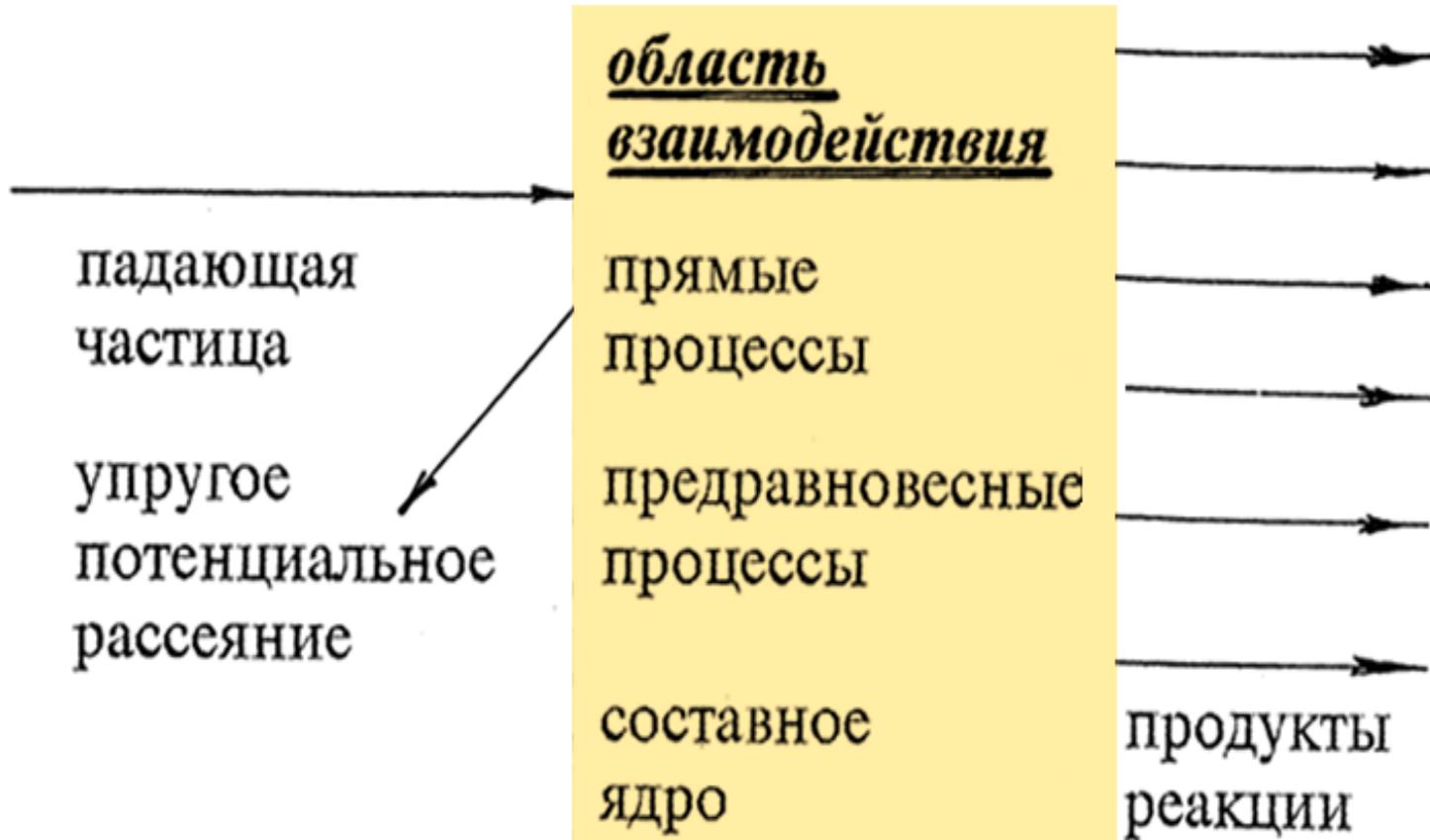
⁴⁰₂₀Ca

Реакции (p,2p)



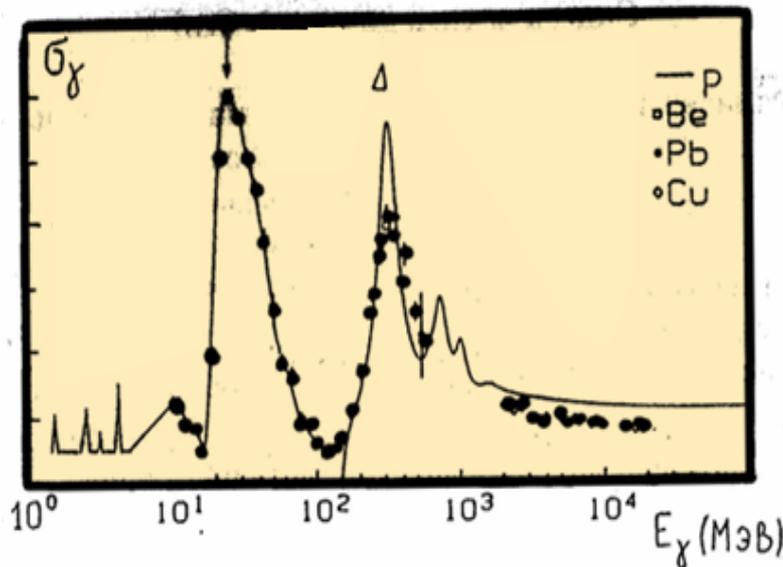
E, МэВ

Ядерные реакции



ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

Взаимодействие γ -квантов с атомными ядрами



При небольших энергиях γ -квантов $E_\gamma < 5 \div 10$ МэВ в сечении реакции наблюдаются чётко выраженные резонансы, соответствующие возбуждению отдельных уровней ядра. В области энергий $E_\gamma \approx 10 \div 40$ МэВ в ядре возбуждается гигантский дипольный резонанс, который можно интерпретировать как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитной волны. В результате поглощения γ -кванта из возбужденного состояния ядра испускаются протоны и нейтроны. При энергиях $E_\gamma > 100$ МэВ γ -кванты взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. При этом образуются возбужденные состояния нуклона — Δ и N-резонансы, распадающиеся с испусканием π -мезонов.

Формула Резерфорда

Рассеяние точечной заряженной частицы на точечном объекте

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

z_1 - заряд налетающей частицы,

z_2 - заряд рассеивающей частицы,

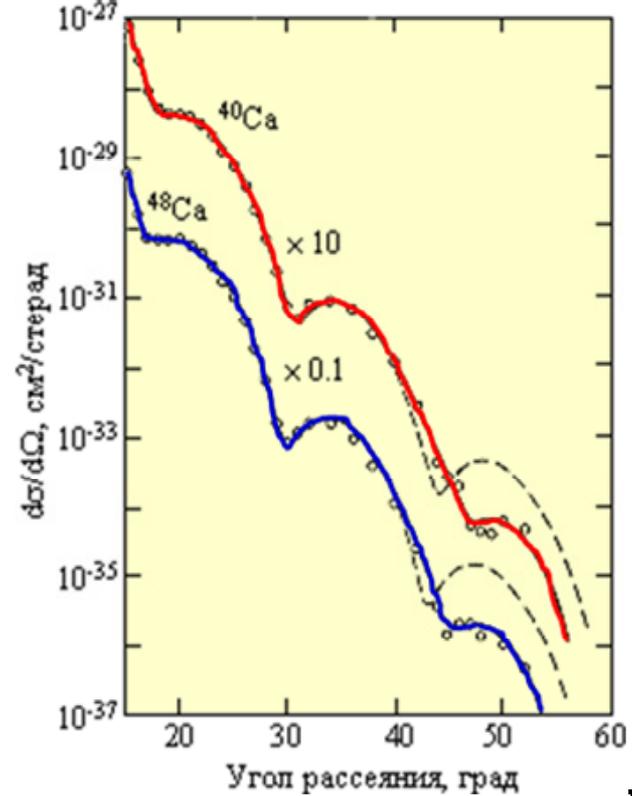
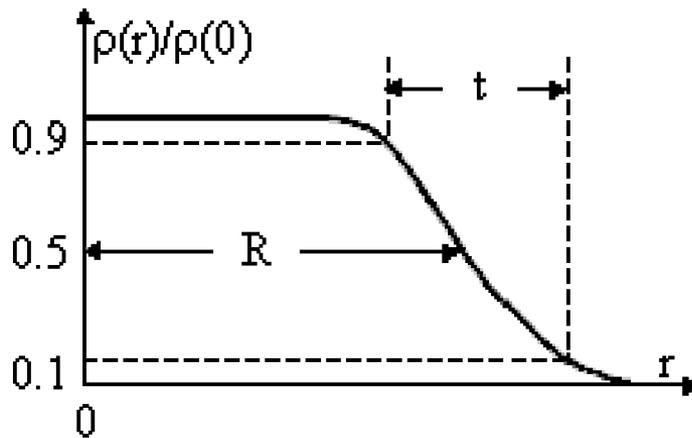
E - кинетическая энергия налетающей частицы,

θ - угол рассеяния налетающей частицы.

Формула Мотта

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}} = \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2} \frac{\cos^2 \theta / 2}{\left(1 + \frac{2E \sin^2 \theta / 2}{mc^2} \right)}$$

Размер ядра



$$R = 1,2A^{1/3}$$

$$t = 2,5 \text{ фМ}$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}$$

ρ_0 — плотность ядерной материи в центре ядра,

R — радиус ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза,

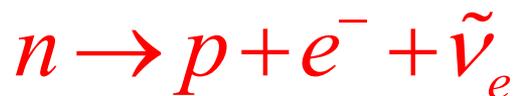
t — параметр диффузности (спад плотности от $0.9 \rho_0$ до $0.1 \rho_0$).

$$t = 4,4a.$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{экс}} = |F(q^2)|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}$$

Электронное антинейтрино

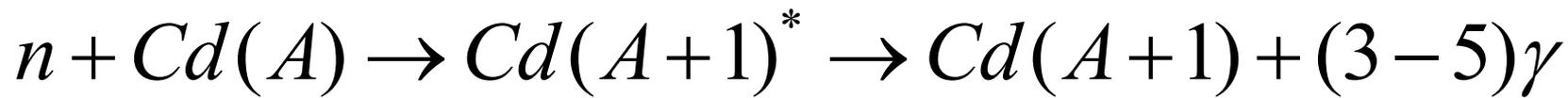
1953–1956. Ф. Райнес, К. Козн



Первое свидетельство существования нейтрино

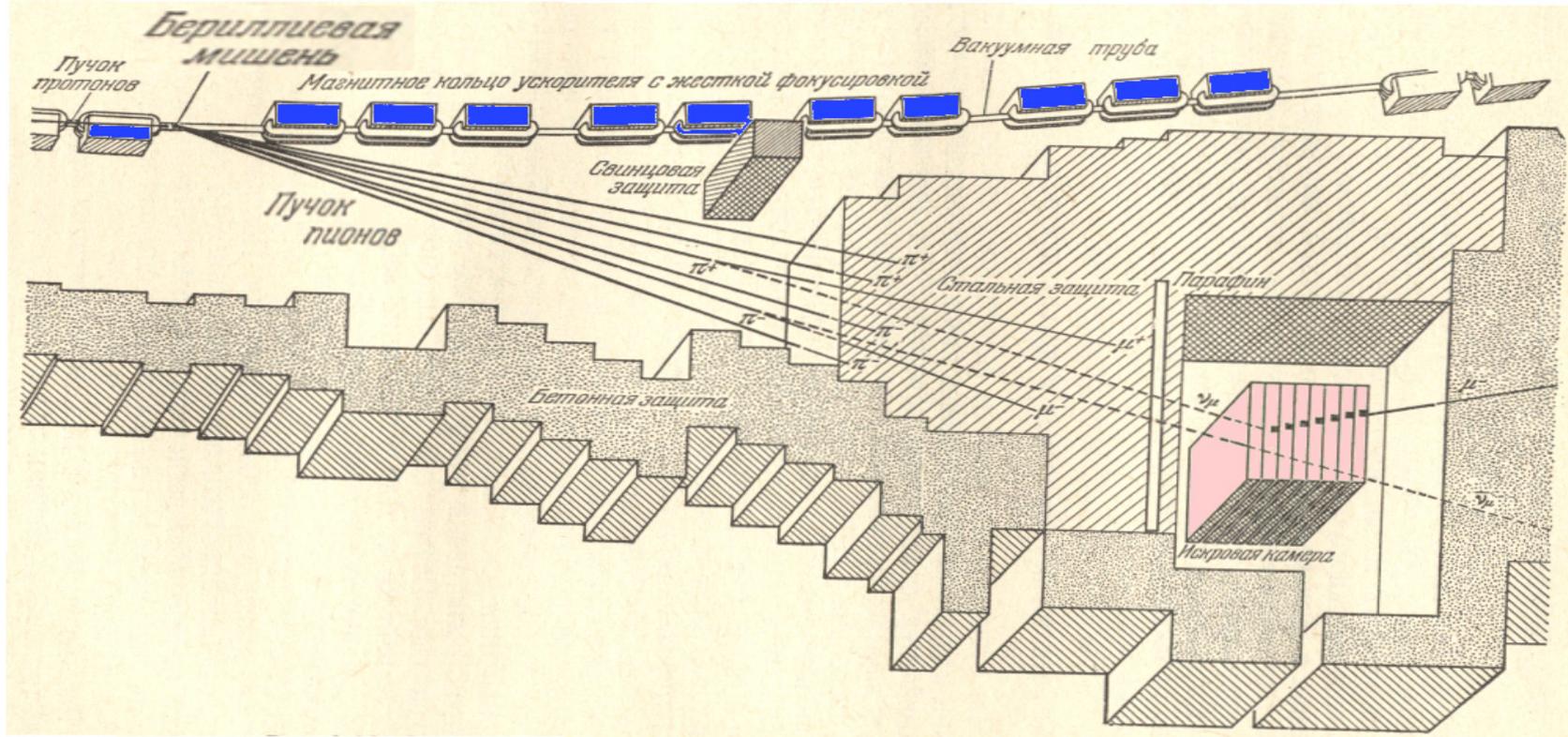


Источник антинейтрино – ядерный реактор



$$\sigma(\tilde{\nu}_e p) = 10^{-43} \text{ см}^2 \quad t = 200 \text{ часов. } N = 567. \text{ Фон} = 209$$

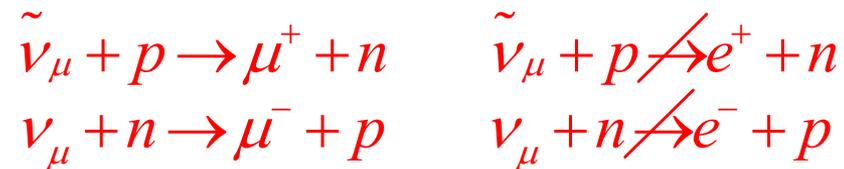




Мюонные нейтрино образовывались в результате распада π^+ , π^- - мезонов.



Мюонные нейтрино детектировались в искровых камерах по результатам их взаимодействия с протонами и нейтронами вещества искровых камер.



В искровых камерах наблюдались только положительно и отрицательно заряженные мюоны. Не было зарегистрировано ни одного случая образования электронов или позитронов.

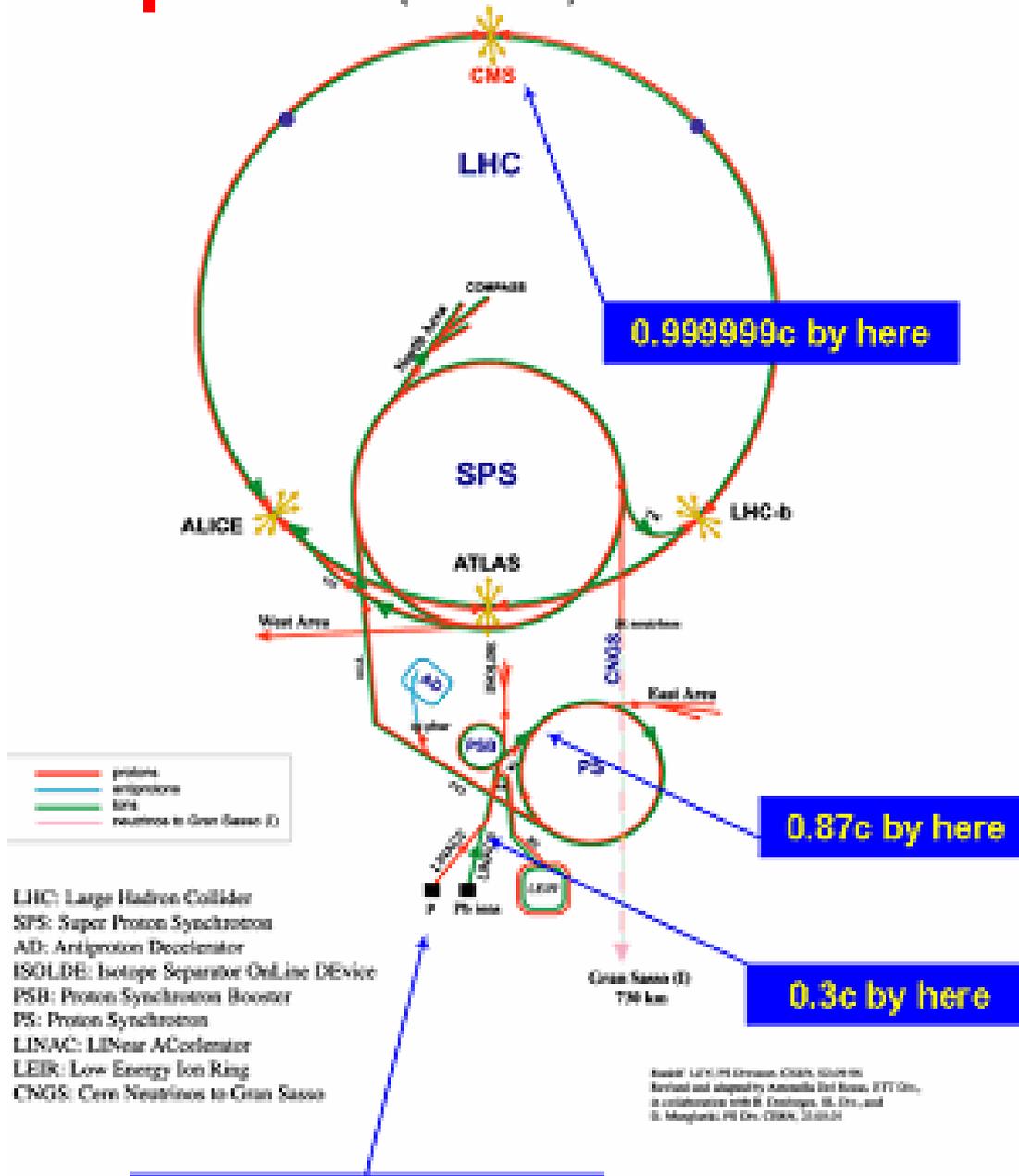
Столкновения релятивистских ядер

CERN - ЦЕРН

Европейская организация ядерных исследований



Ускорительный комплекс ЦЕРН





Длина тоннеля – 27 км

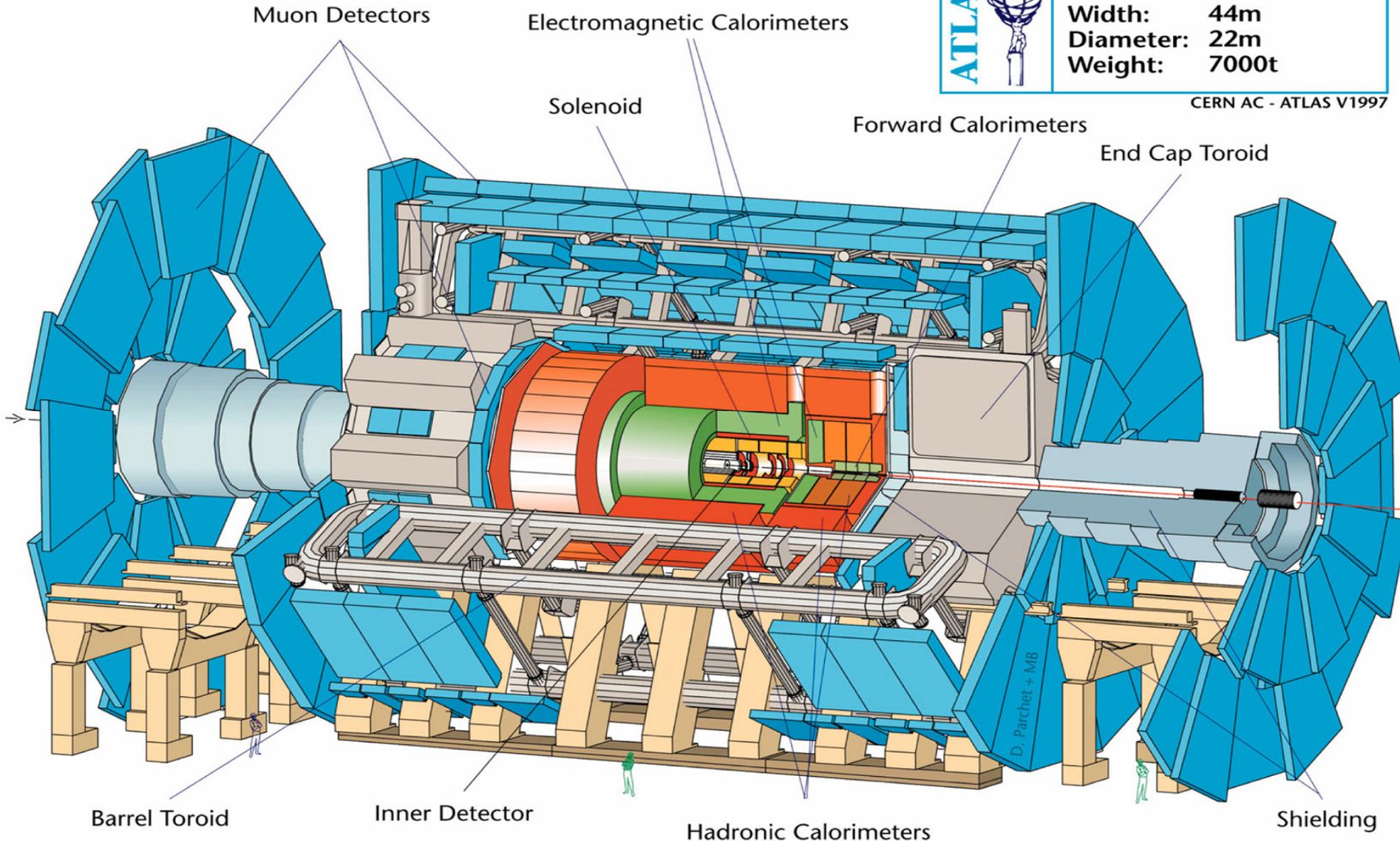
Детектор ATLAS

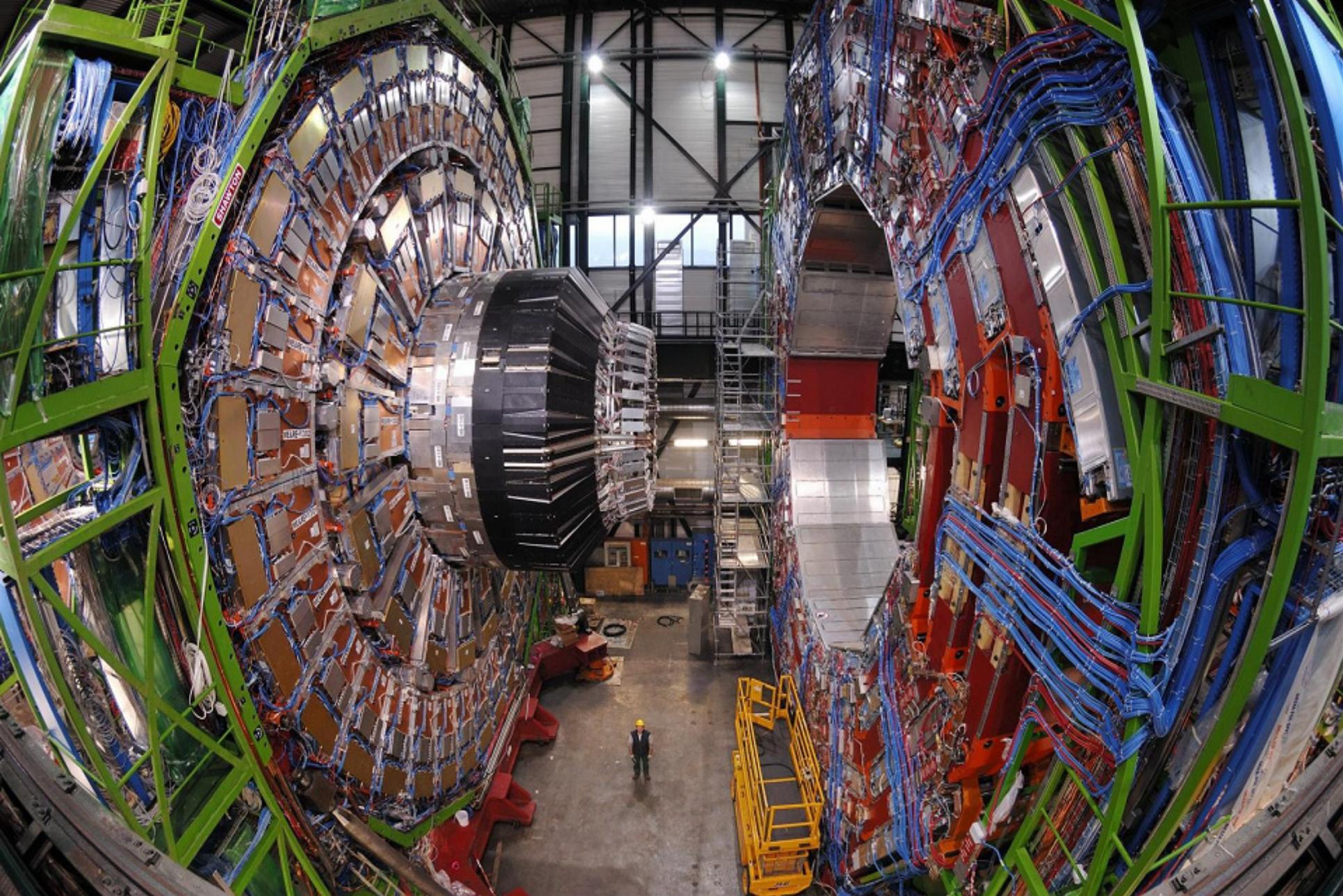


Detector characteristics

Width: 44m
Diameter: 22m
Weight: 7000t

CERN AC - ATLAS V1997

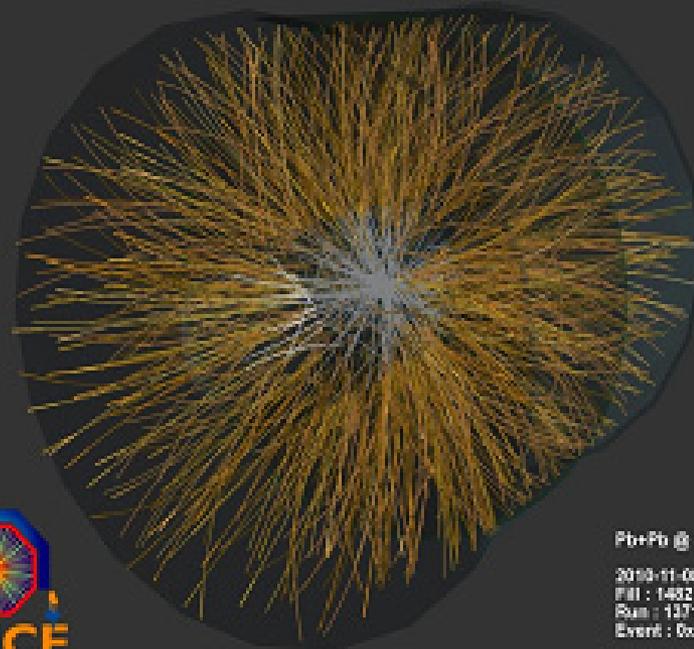
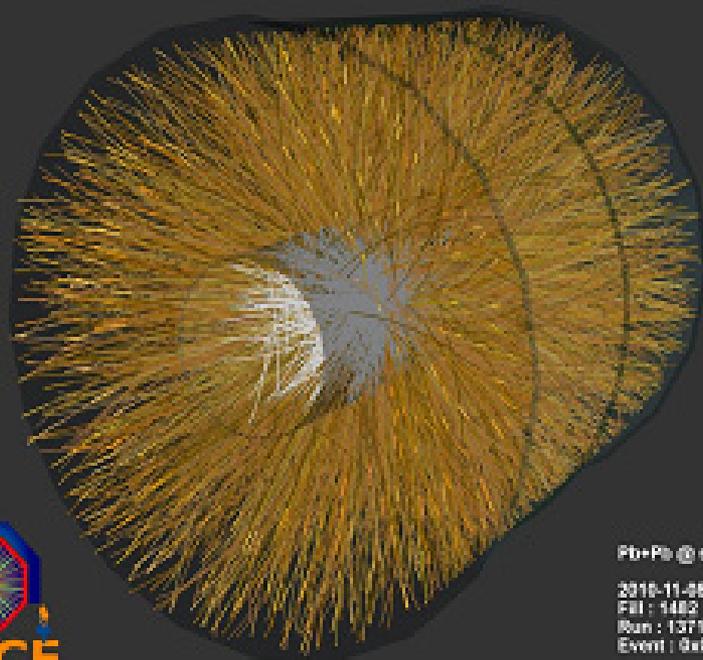




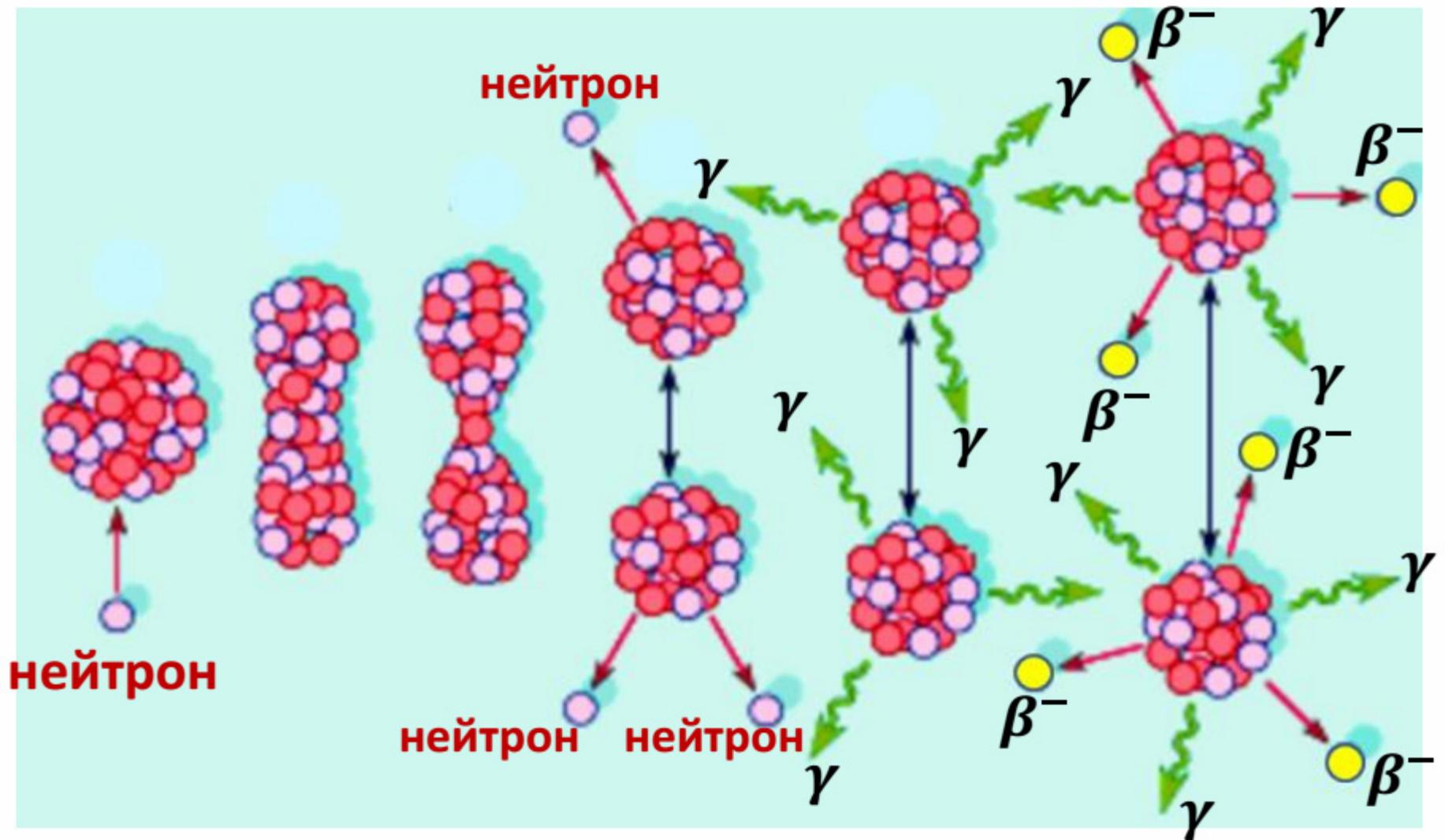
CMS

Courtesy CMS/CERN

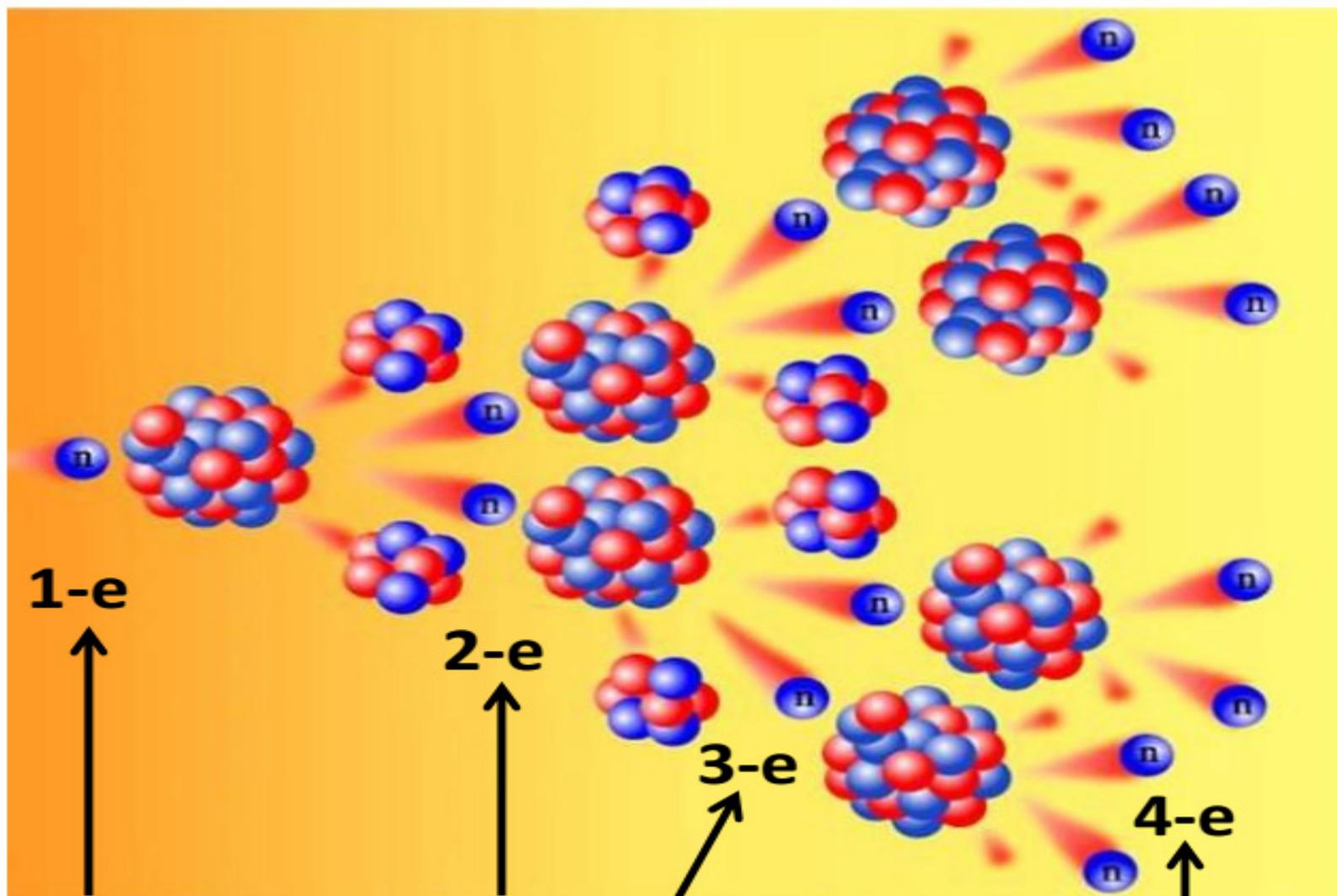
Столкновения ионов свинца Pb + Pb



Деление ядер

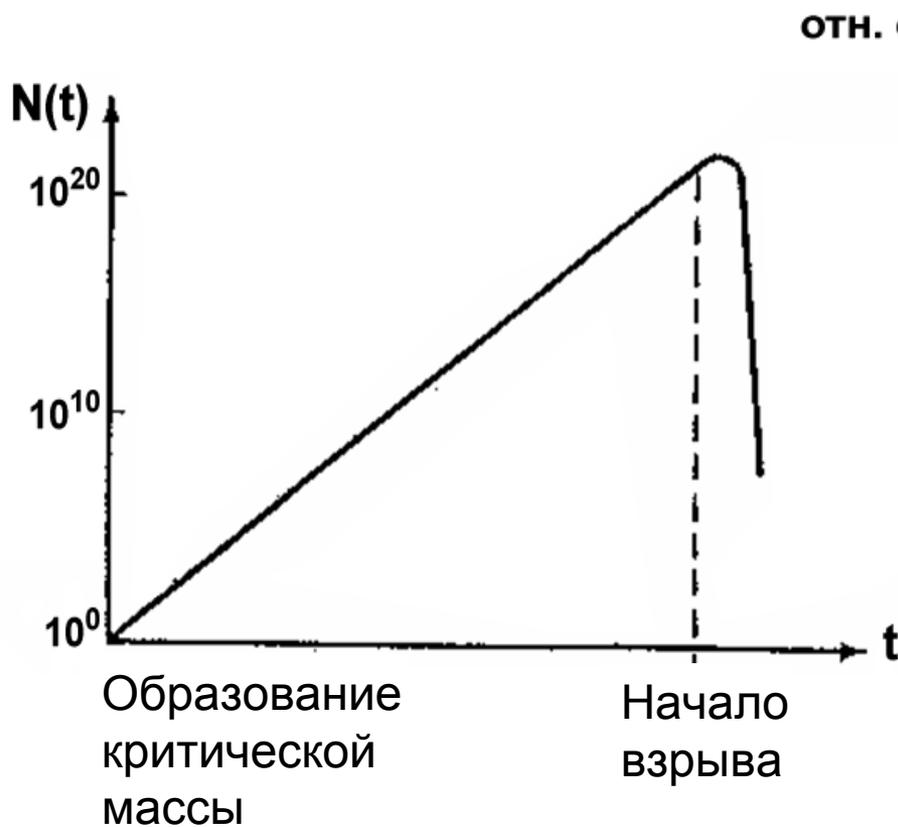


Цепная реакция деления

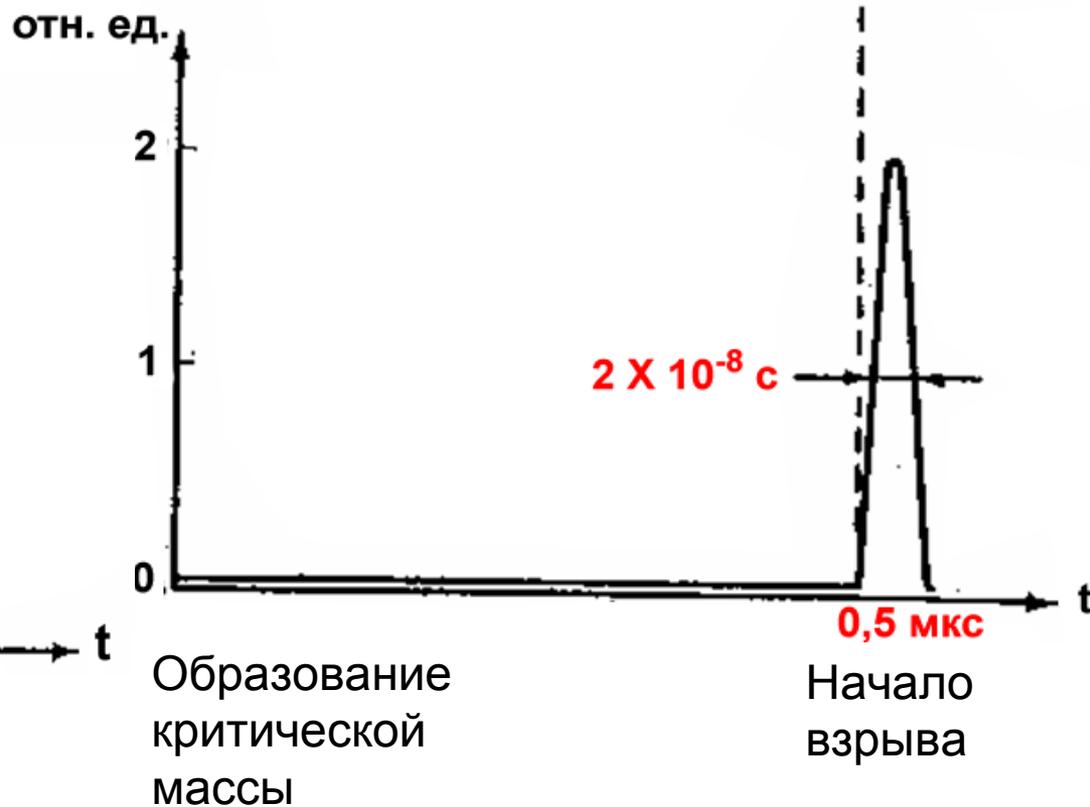


Поколения нейтронов

Ядерный взрыв



Зависимость от времени числа нейтронов при ядерном взрыве.

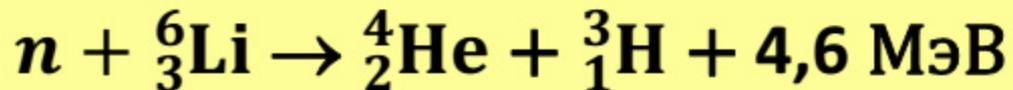


Зависимость от времени энергии ядерного взрыва.

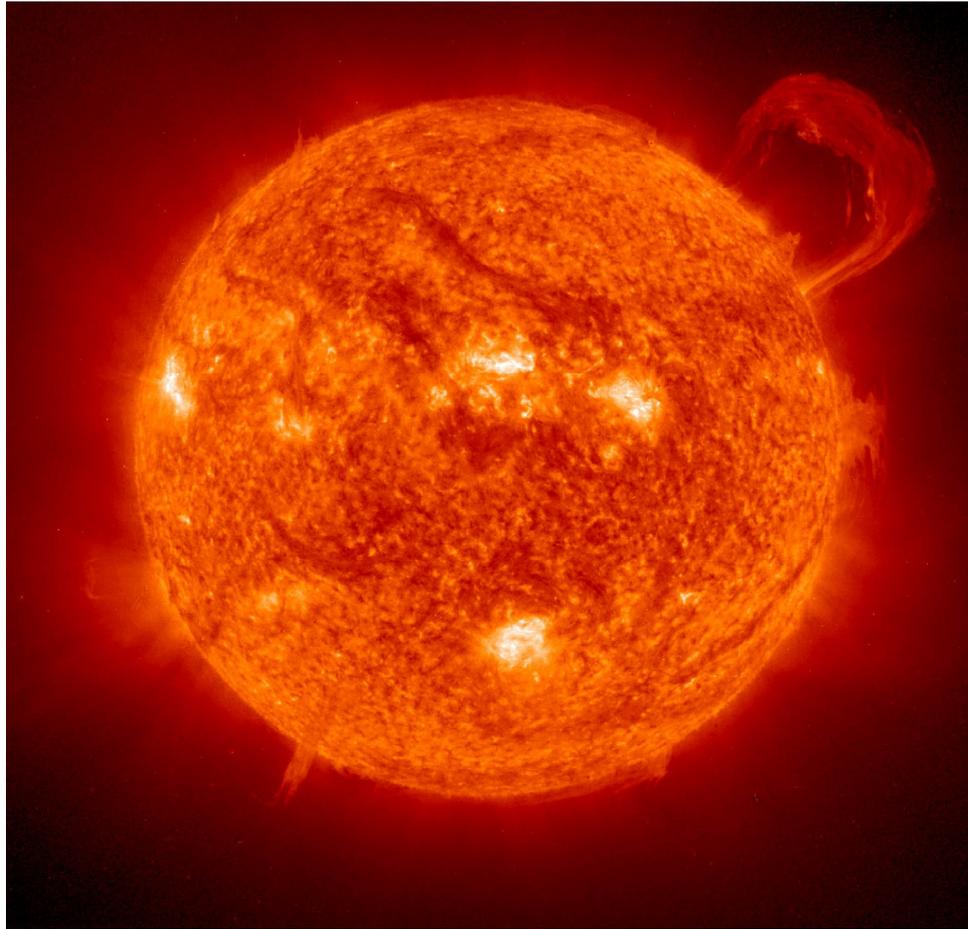
Реакции синтеза

Реакция	Энерго-выделение, МэВ	Сечение (барны), энергия 1 МэВ
$p + p \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$	2, 2	10^{-23}
$p + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$	5, 5	10^{-6}
* ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$	3, 3	0, 09
* ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$	17, 6	5, 0

Важная для термоядерного проекта реакция:



Солнце



Масса Солнца $2 \cdot 10^{27}$ тонн

Масса Солнца уменьшается на 4,3 млн. тонн в секунду