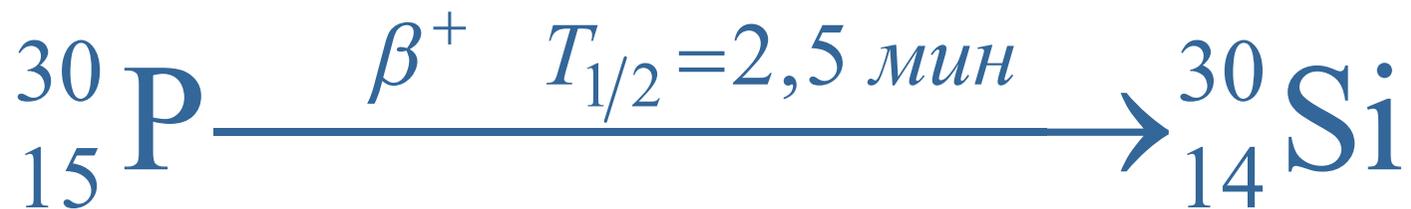
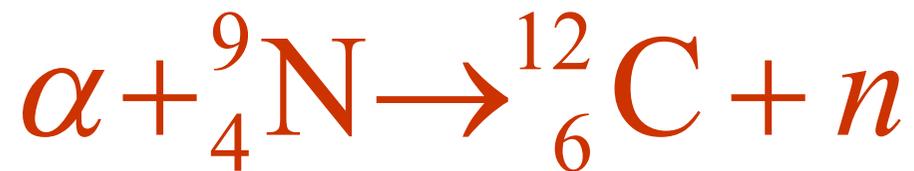
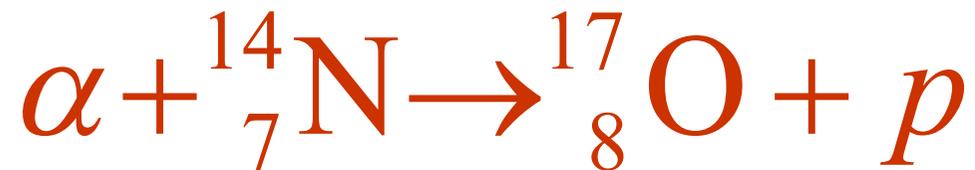


Мир атомных ядер

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерные реакции



1911 г. Опыты по рассеянию α -частиц

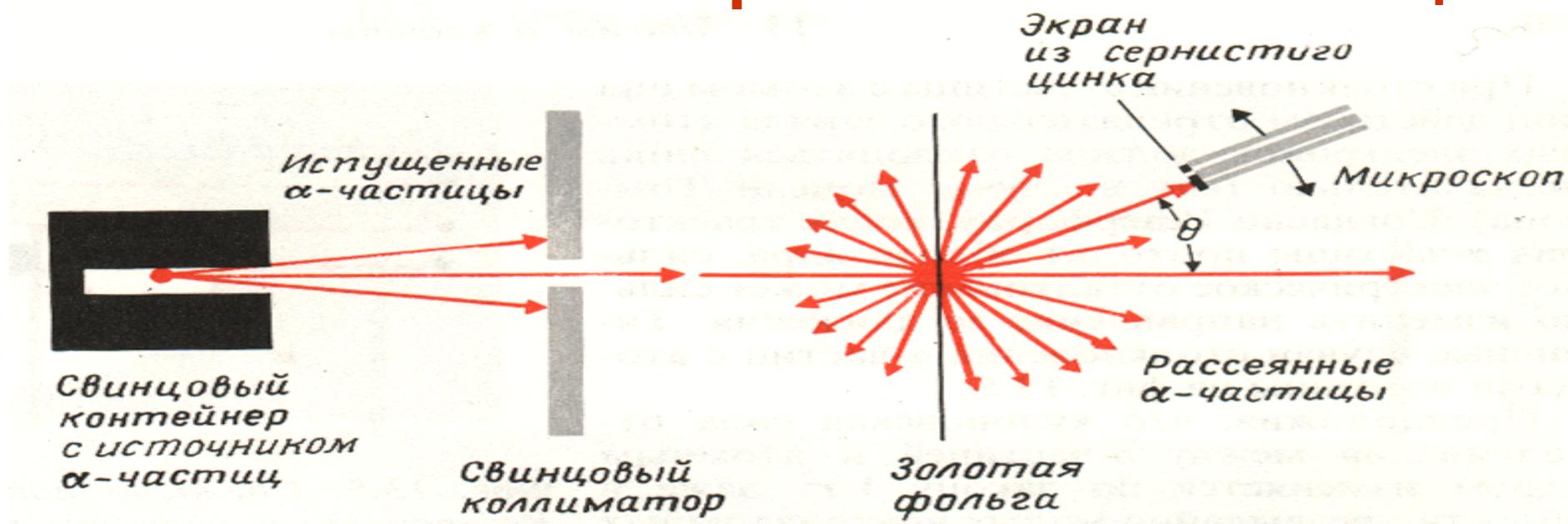
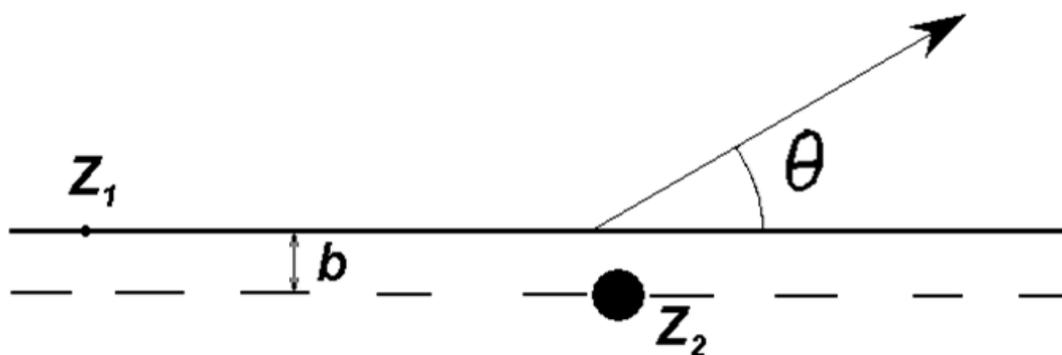


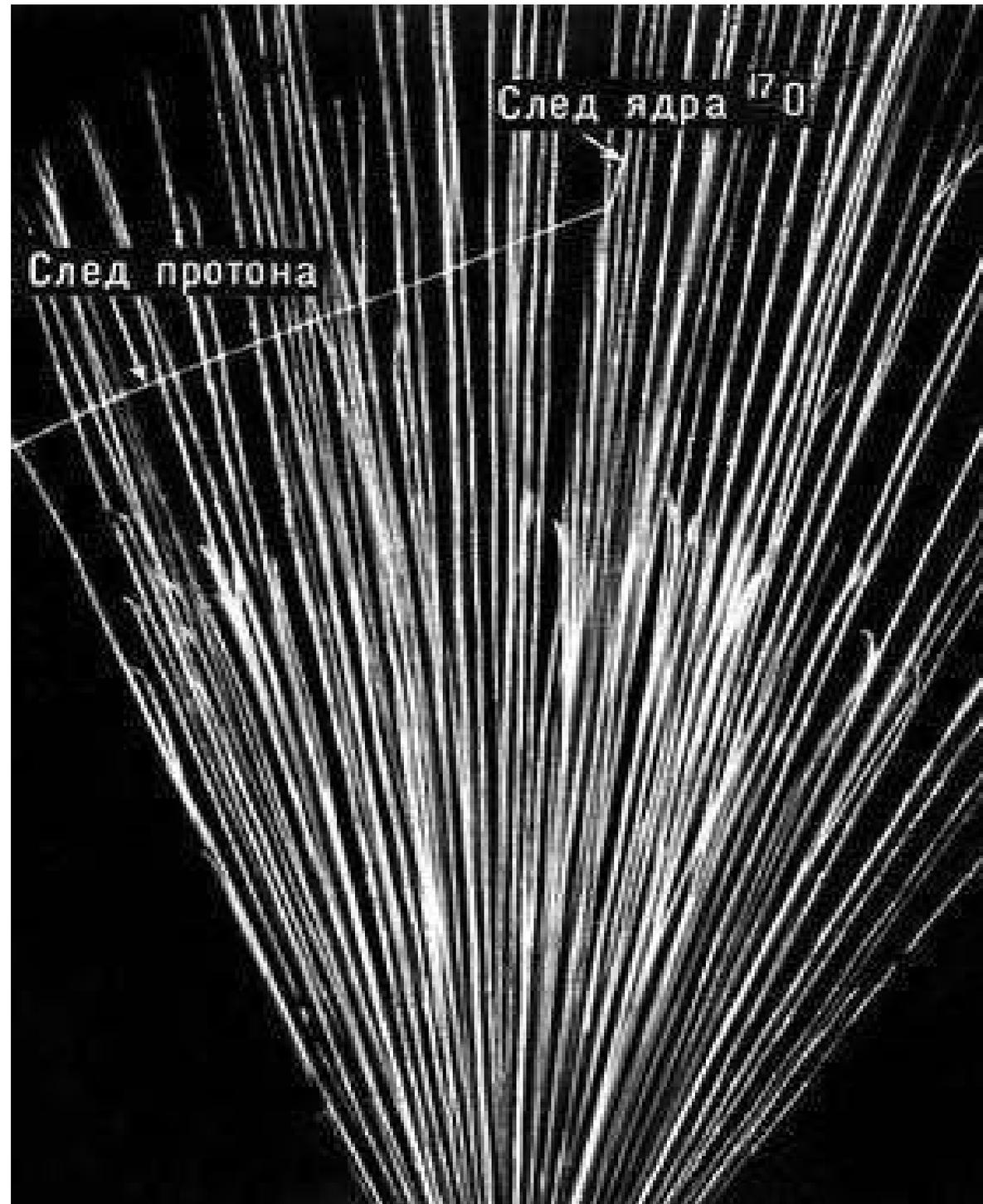
Схема эксперимента, в котором исследовалось рассеяние альфа-частиц



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

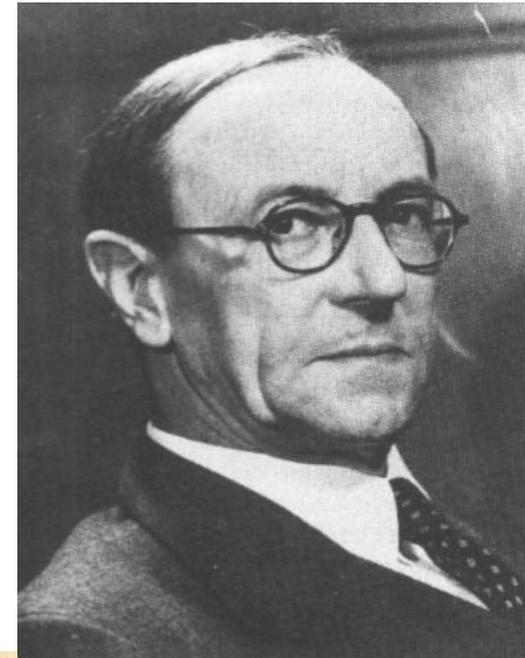
1911 г.

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

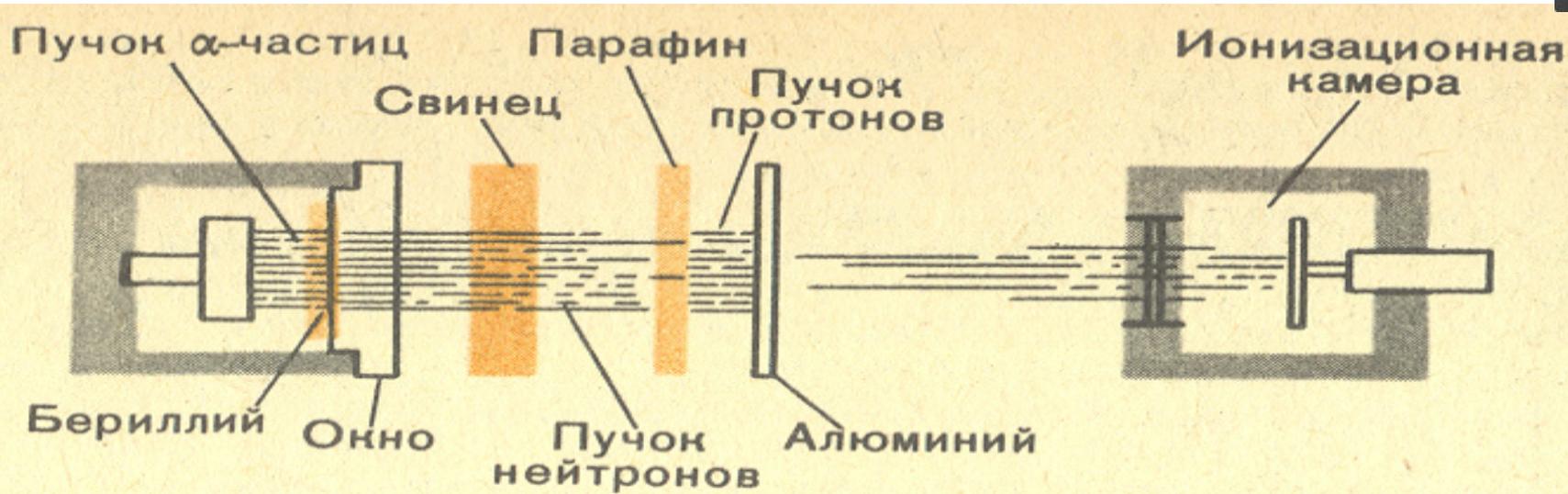


Открытие нейтрона

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

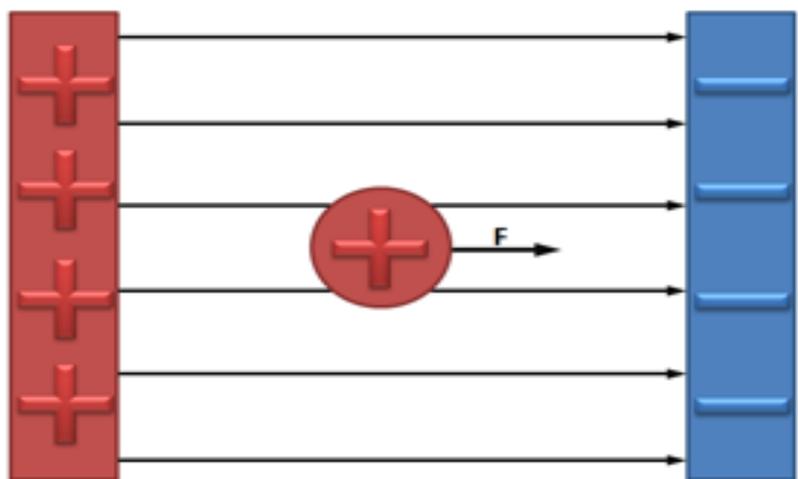
1932 г.

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

УСКОРИТЕЛИ

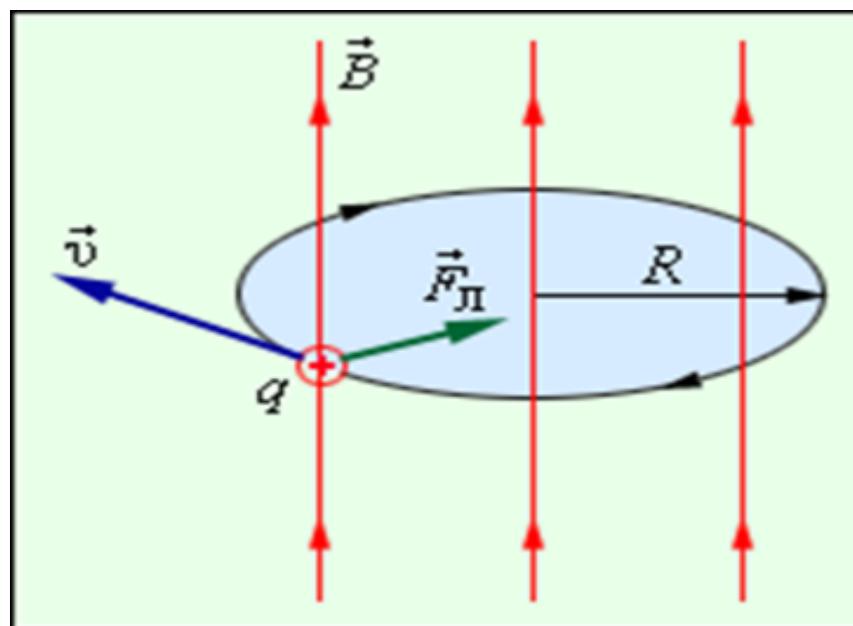
Движение частиц в электромагнитном поле

Электрическое поле



$$E_{\text{кин}} = q(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Магнитное поле



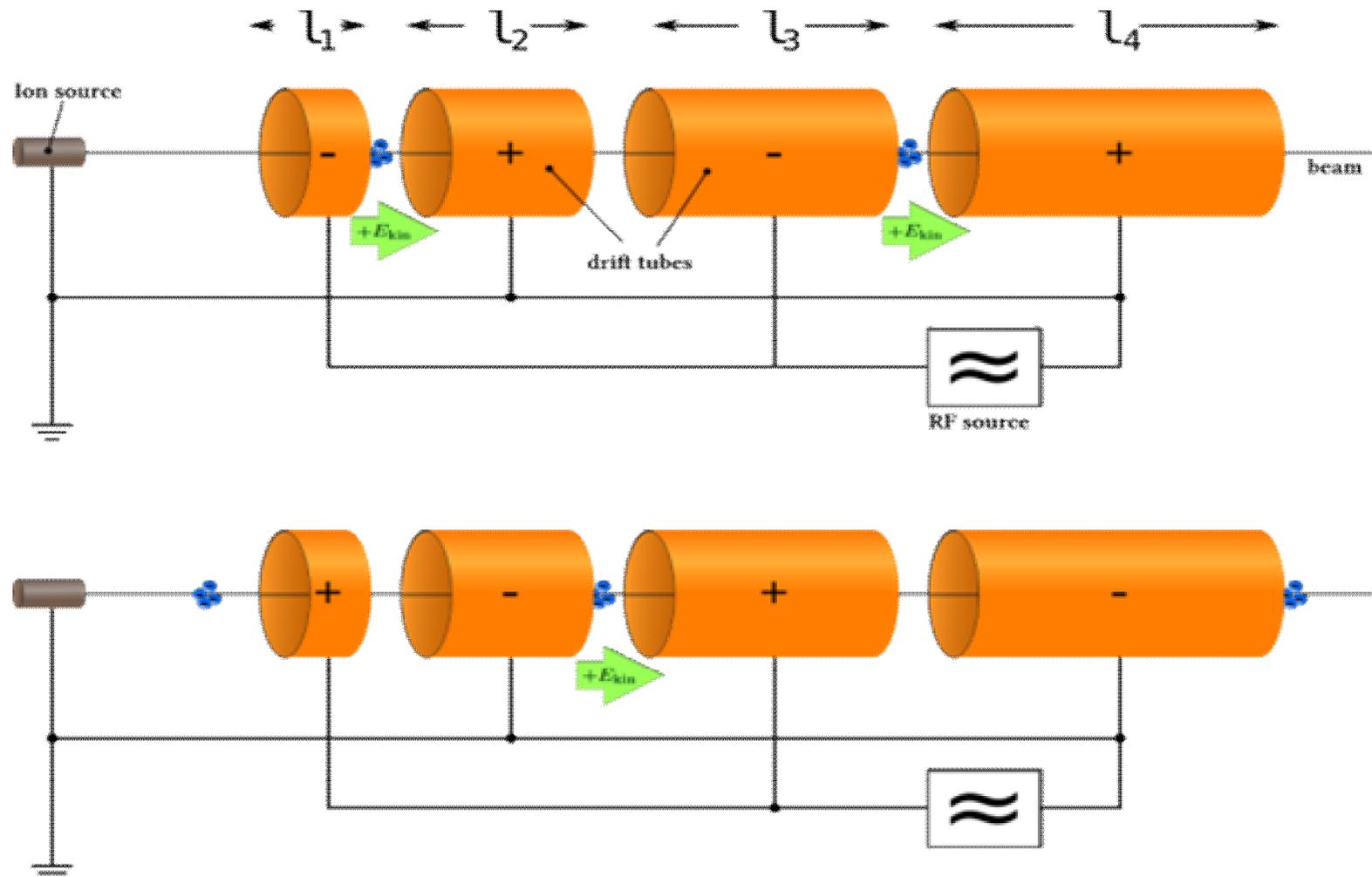
$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

Линейный ускоритель

1925 г. Г. Изинг Схема линейного ускорителя

1928 г. Р. Видероз Дрейфовая трубка

1946 г. Л. Альварец, В. Панофски Беркли, США ($E_{кин}(p) = 32$ МэВ)





Циклотрон

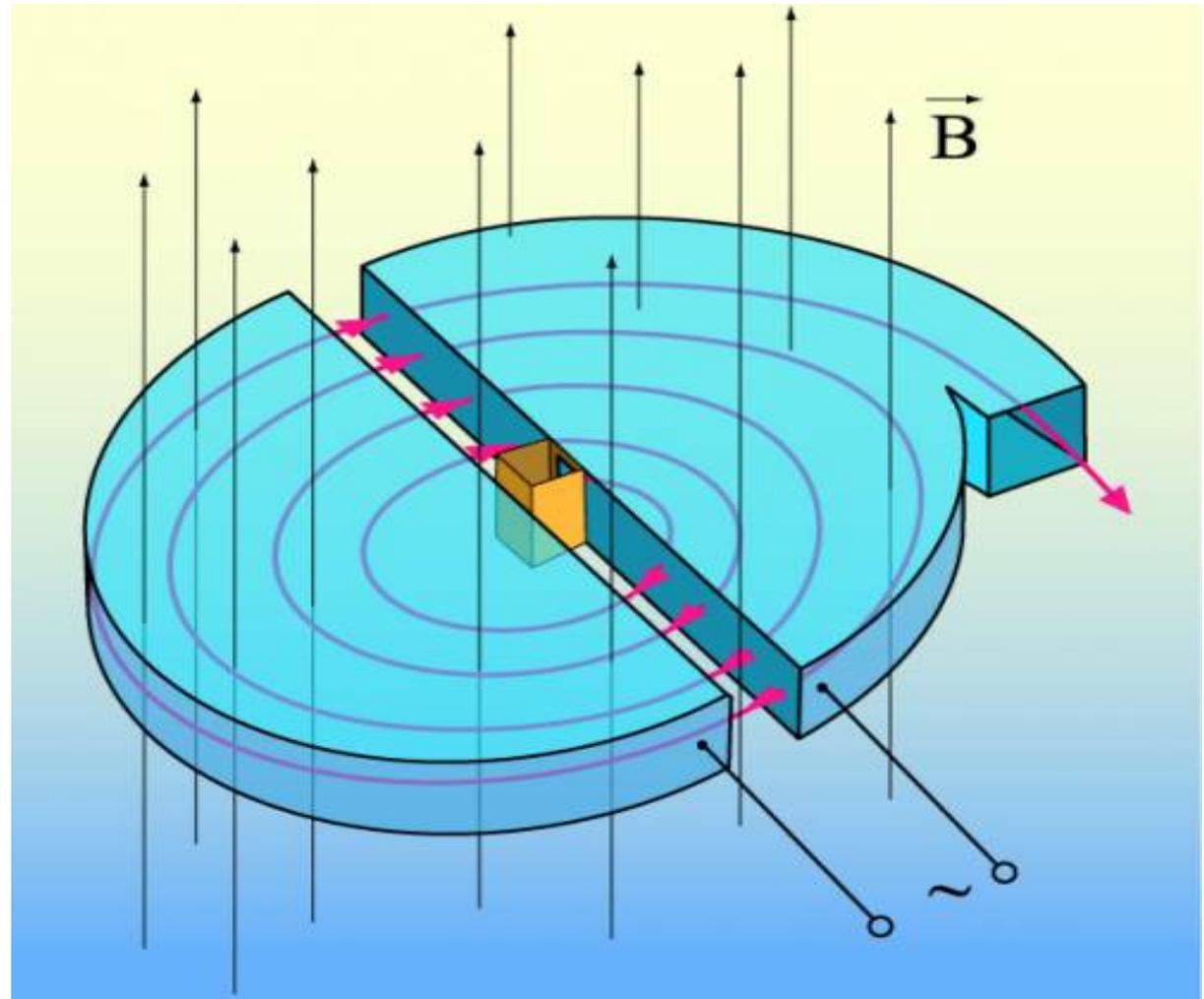
1929 г. Э. Лоуренс предложил идею циклотрона

1932 г. $E_{\text{кин}}(\mathbf{p}) = 1,2 \text{ МэВ}$ ($D = 25 \text{ см}$)

$$\omega = \frac{v}{R} = v \frac{qB}{mv} = \frac{qB}{m}$$

Максимальная кинетическая энергия протонов

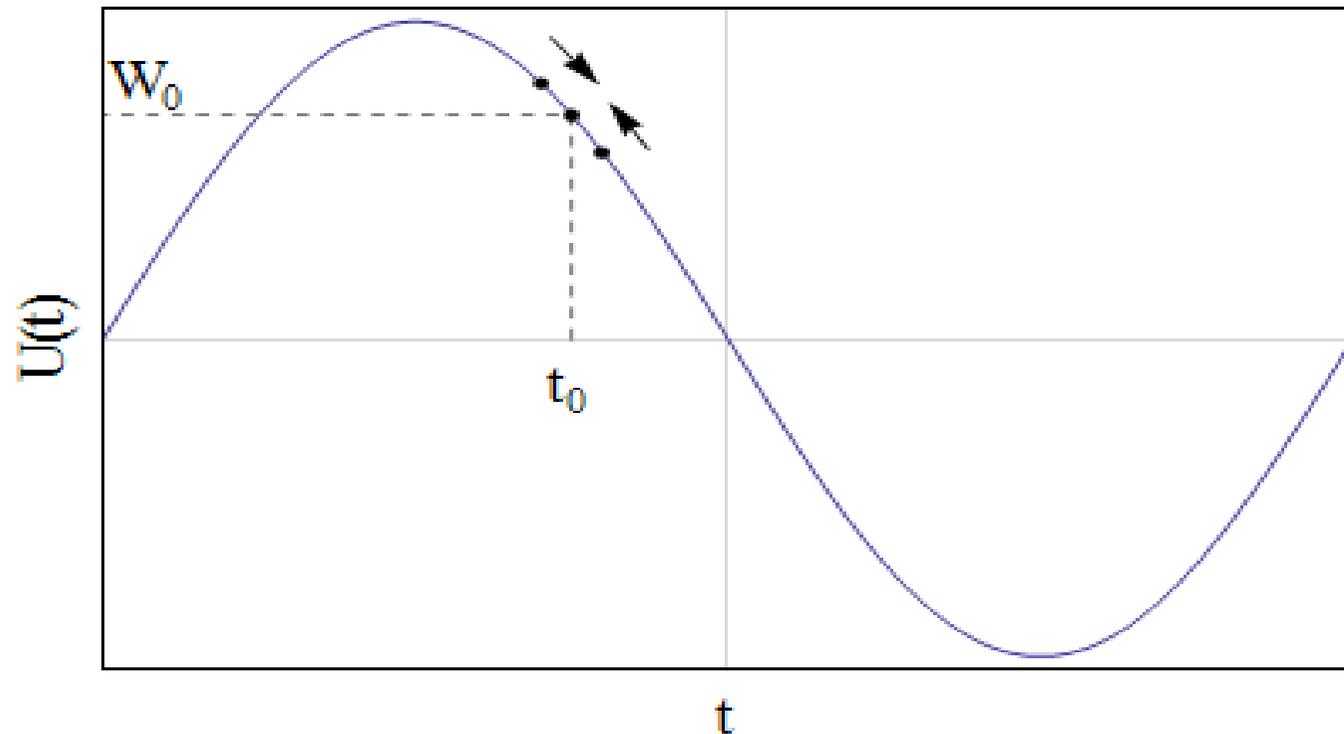
$E_{\text{кин}}(\mathbf{p}) = 22 \text{ МэВ}$ (1939 г.)



Принцип автофазировки



1944 г. В. Векслер , Принцип автофазировки
1945 г. US patent 2615129, Edwin McMillan,
«Synchro-Cyclotron», issued 1952-10-21



В.И. Векслер, Э. Макмиллан 1963 г.

Синхроциклотрон

1947 г. Синхротрон
электроны 30 МэВ,
ФИАН, Москва

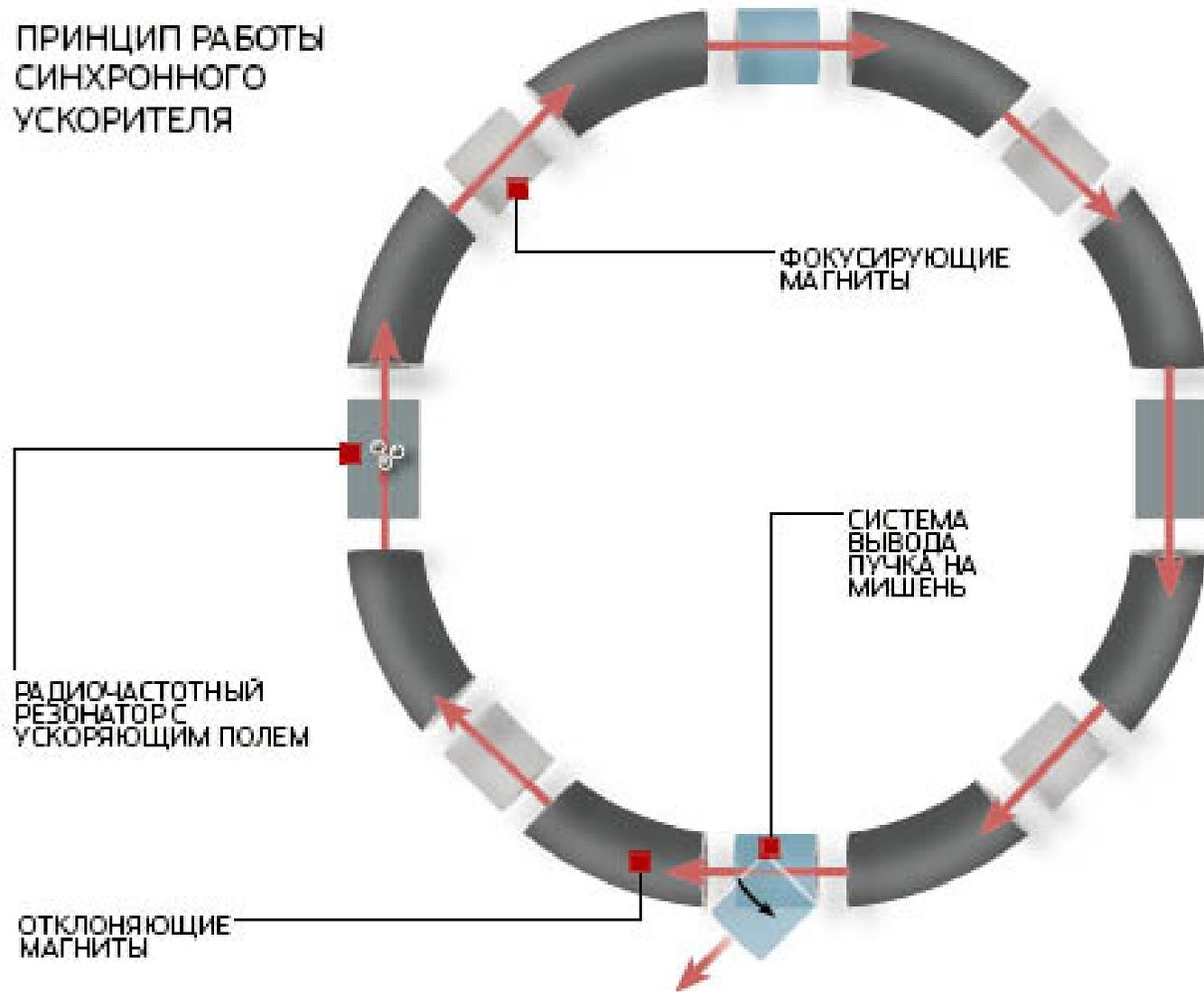
1949 г. Фазотрон
протоны 680 МэВ,
Дубна, СССР

1953 г. Космотрон протоны
3,3 ГэВ,
Беркли, США

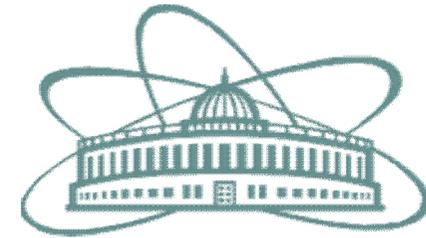
.....

1957 г. Синхрофазотрон
Протоны 10 ГэВ
Дубна, ОИЯИ

ПРИНЦИП РАБОТЫ
СИНХРОННОГО
УСКОРИТЕЛЯ



Синхрофазотрон



Объединенный институт
ядерных исследований,
Дубна, СССР

$$E(p) = 10 \text{ ГэВ} = 10^{10} \text{ эВ}$$

Диаметр магнита 60 м

вес магнита 36 000 т



**ЗАКОНЫ
СОХРАНЕНИЯ
В ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЯХ**

Сечение реакции σ и число событий N

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

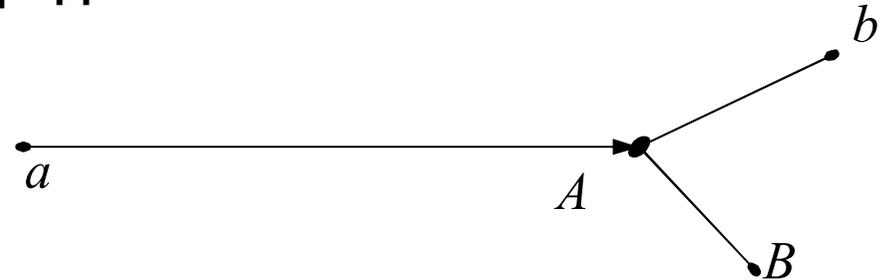
- N – число событий в секунду,
- j – поток частиц a через 1 см^2 поверхности мишени,
- n – число частиц b в 1 см^3 мишени,
- s – площадь мишени в см^2 ,
- l – толщина мишени в см ,
- σ – сечение реакции.

$$\begin{array}{ccccccc} N & & j & & n & & l & s & \sigma \\ \left| \frac{\text{события}}{\text{сек}} \right| & = & \left| \frac{\text{число частиц } a}{\text{сек} \times \text{см}^2} \right| & \left| \frac{\text{число частиц } b}{\text{см}^3} \right| & | \text{см} | & | \text{см}^2 | & | \text{см}^2 | \end{array}$$

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

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

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

Законы сохранения момента количества движения J и четности P

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

\vec{J} – спины участвующих в реакции частиц и ядер,
 \vec{l} – их относительные орбитальные моменты количества движения.

Если налетающей частицей является фотон, то в левой части соотношения слагаемое относительного углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона. Это же справедливо и для правой части соотношения, если реакция завершается вылетом фотона.

Сохранение чётности

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}.$$

В ядерных реакциях происходящих за счет слабых взаимодействий чётность не сохраняется.

Закон сохранения изоспина I

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

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

**Изоспин сохраняется в сильных взаимодействиях.
Проекция изоспина I_3 сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях.**

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

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

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

Составное ядро

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования.

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} W_b \quad (*)$$

σ_{aC} – сечение образования составного ядра частицей a , W_b – вероятность распада составного ядра (с вылетом частицы b). $\sum_b W_b = 1$.

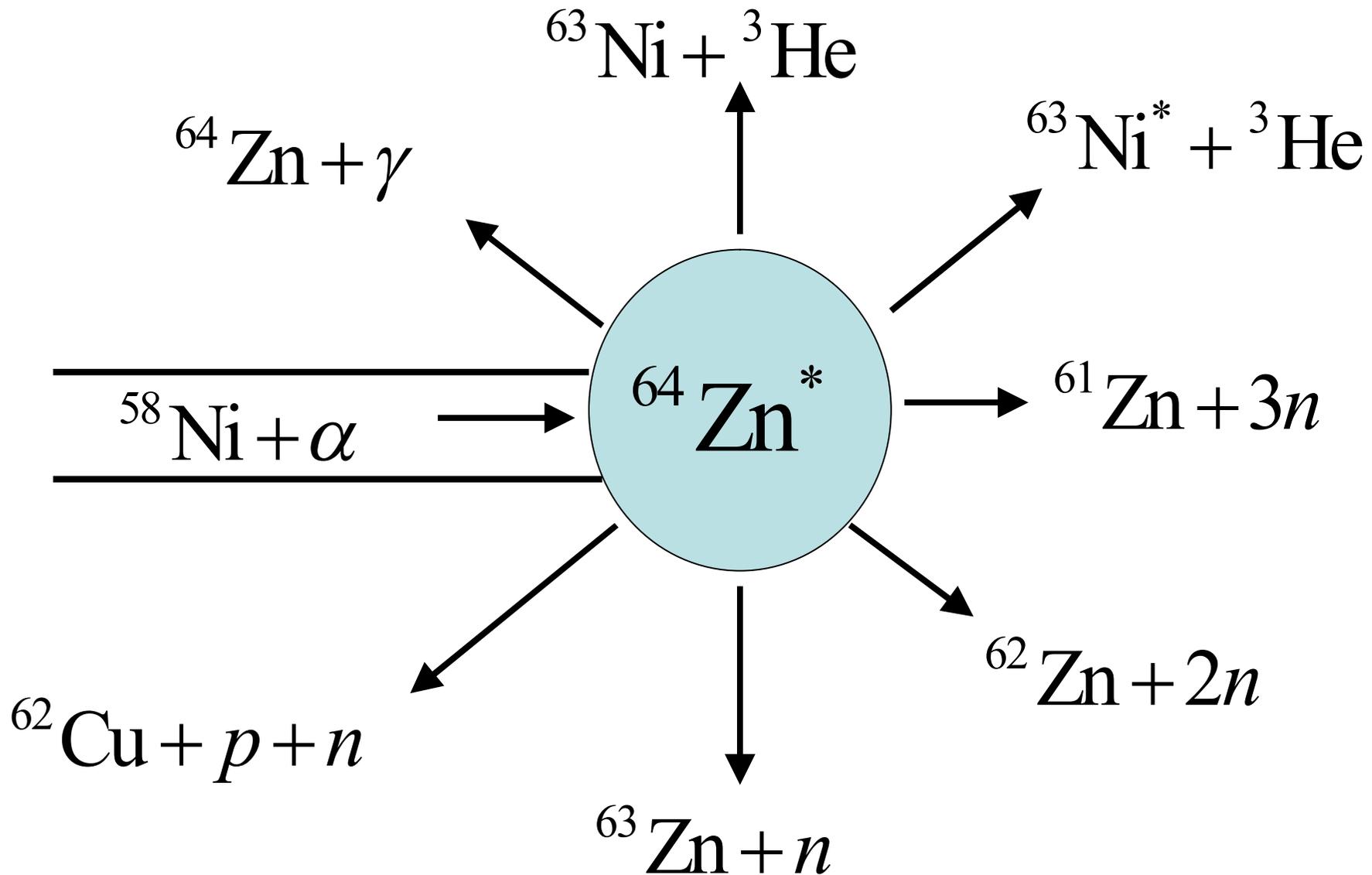
Если ядерное состояние может распадаться с вылетом различных частиц, то полная ширина Γ является суммой *парциальных ширин*

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

Учитывая то, что $W_b = \Gamma_b / \Gamma$, (*) можно записать в виде

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

Входной и выходной каналы реакции

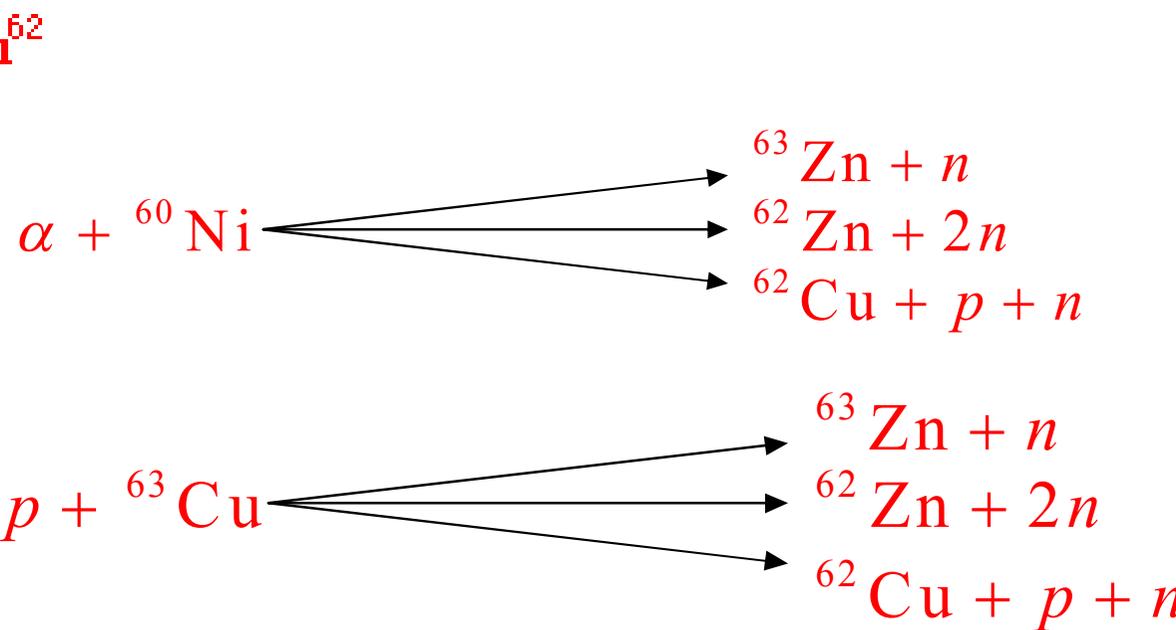
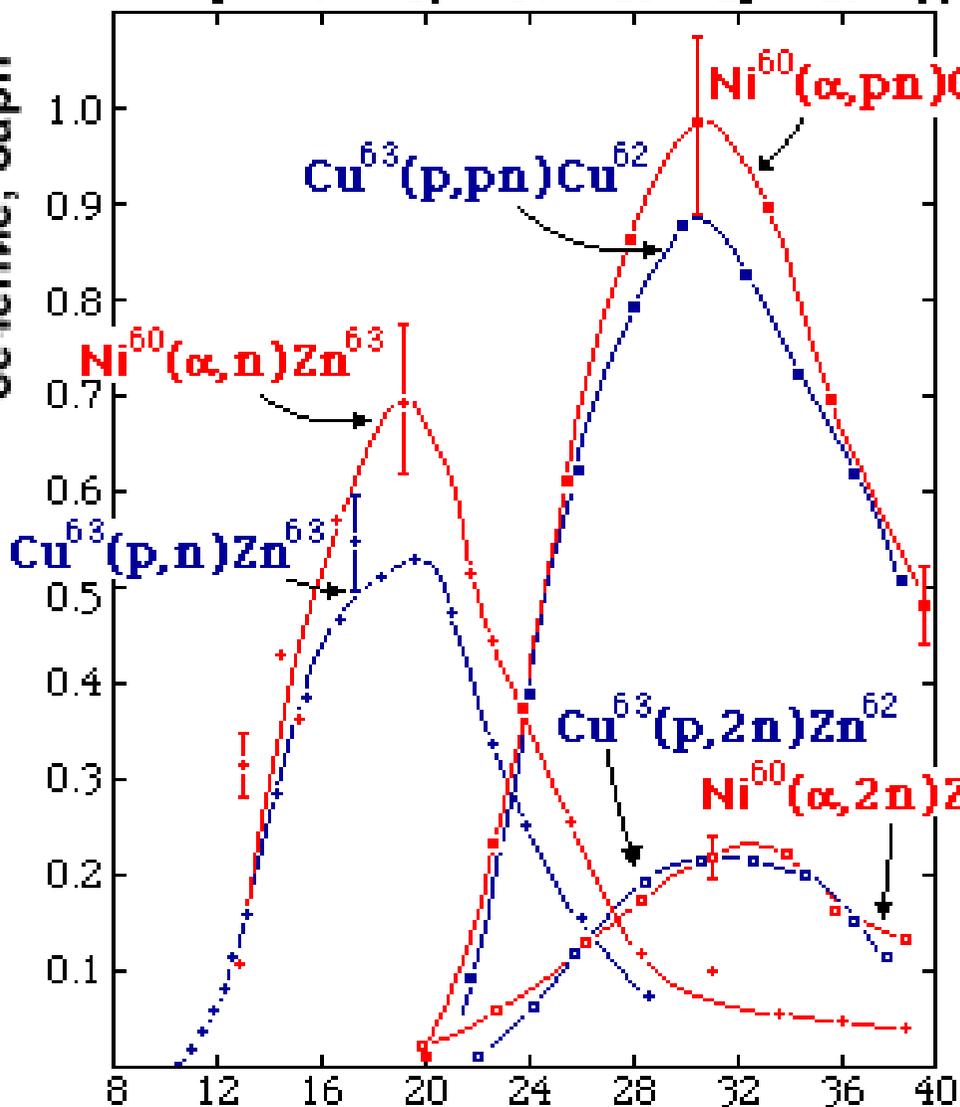


Составное ядро ^{64}Zn

энергия протона, МэВ

5 9 13 17 21 25 29 33

сечение, барн



энергия α -частицы, МэВ

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.

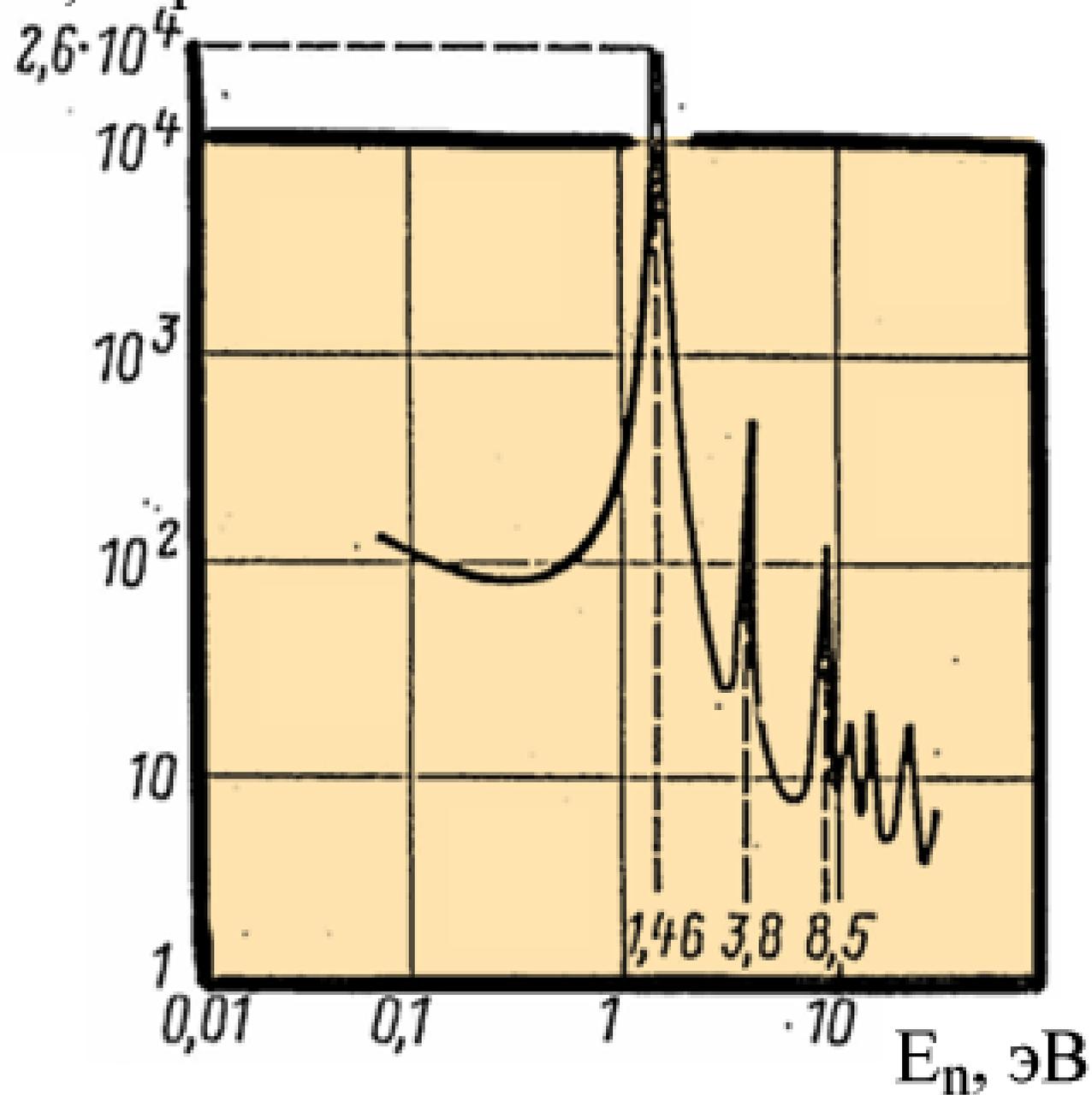
Сумма всех парциальных ширин Γ_a , Γ_b , Γ_n , ... даёт полную ширину уровня:

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

Γ – ширина уровня на половине высоты.

Тепловые нейтроны ($E \leq 10$ эВ)

σ , барн



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

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

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

Составное ядро

Какие причины делают составное ядро долгоживущим?

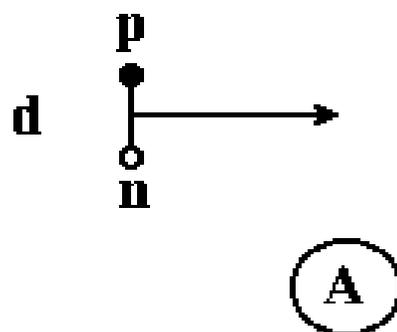
Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета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

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

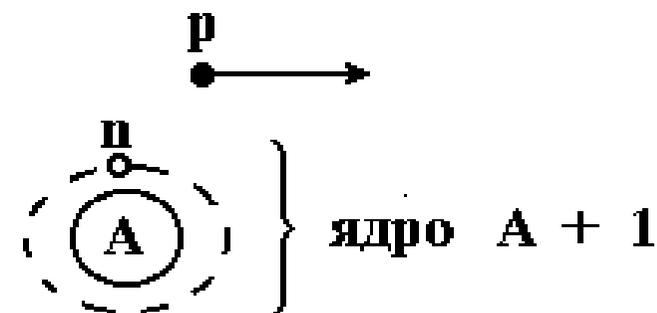
В-третьих, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

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.

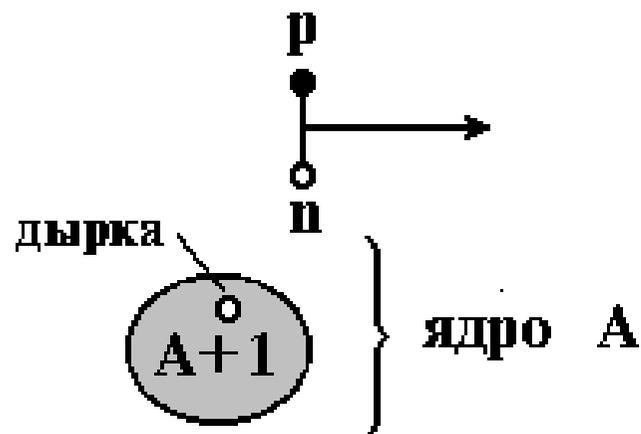
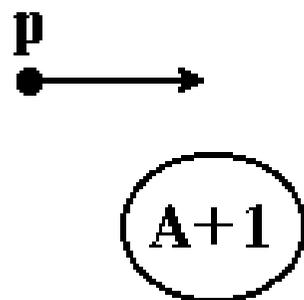
Реакции срыва и подхвата



СРЫВ



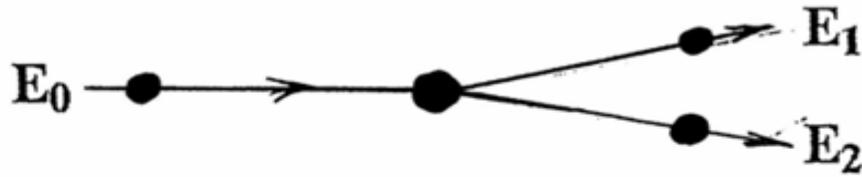
ПОДХВАТ



Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата (d, p) , (d, n) , (p, d) , $({}^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) и т. д. Эти реакции называют также **реакциями однонуклонной передачи**, так как в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном.

$$\lambda_p \ll R_{\text{ядра}}$$

$$E_p \approx 100 \text{ МэВ}$$



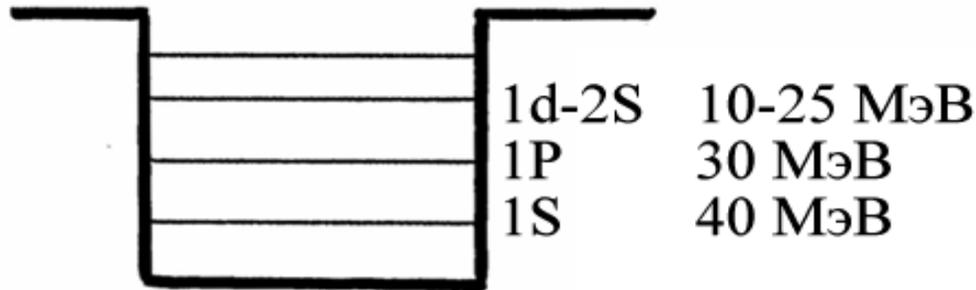
$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R$$

E_L - энергия связи нуклона на оболочке (n, L, j)

E_0 - энергия налетающего протона

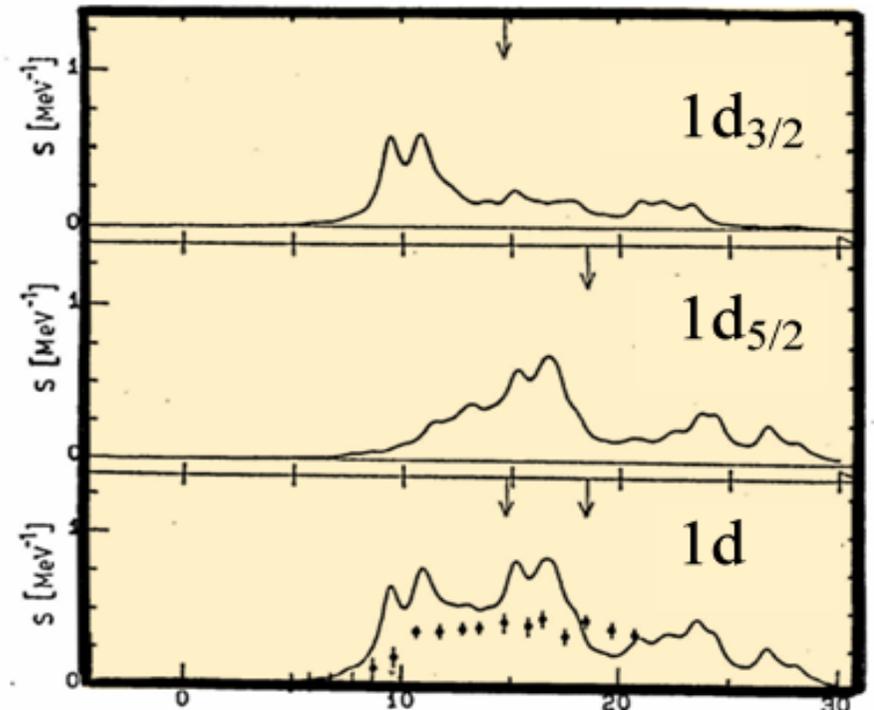
$E_{1,2}$ - энергии вылетающих протонов

E_R - энергия ядра отдачи



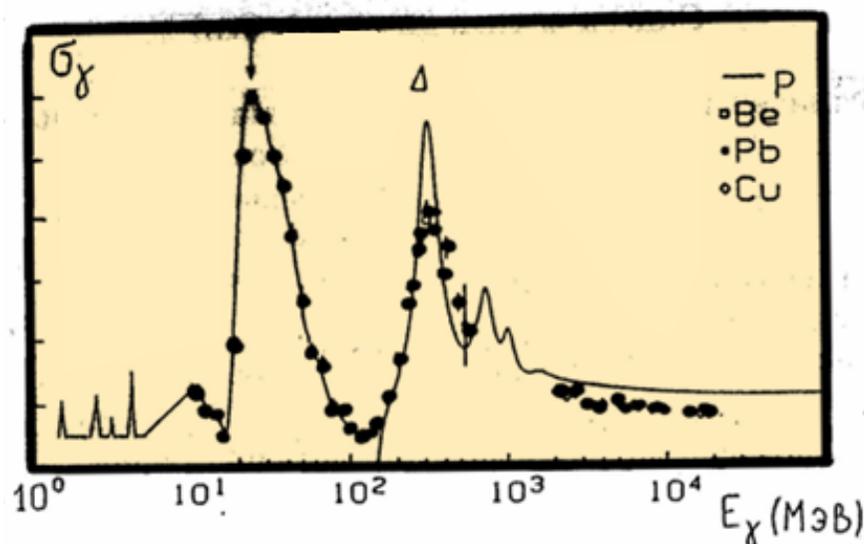
⁴⁰₂₀Ca

Реакции (p,2p)



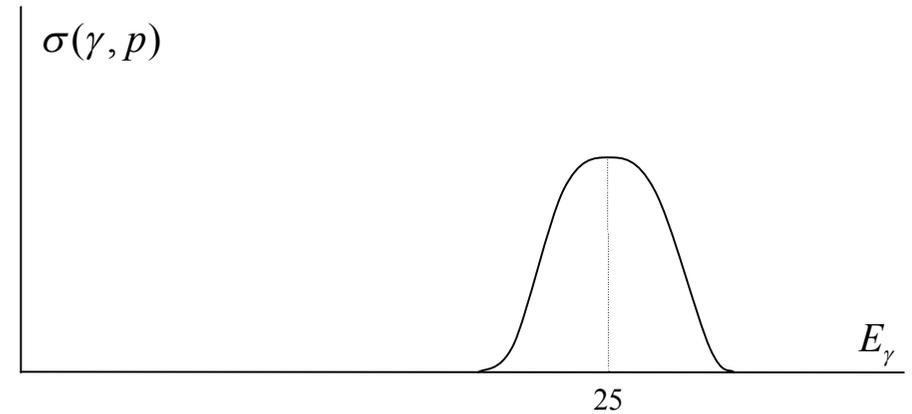
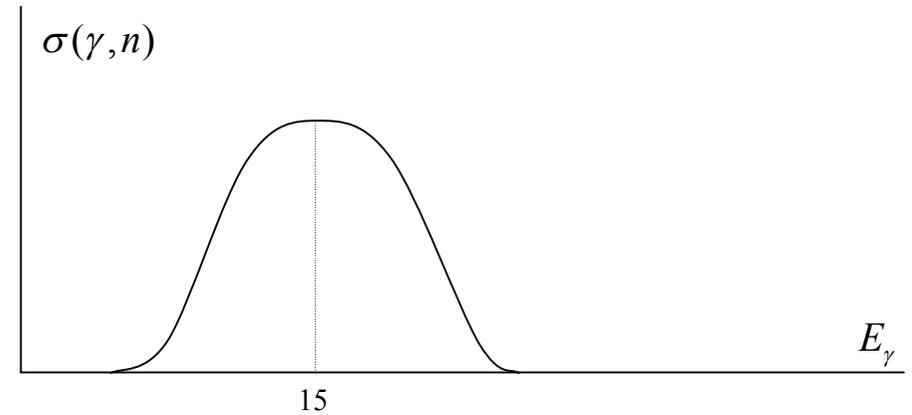
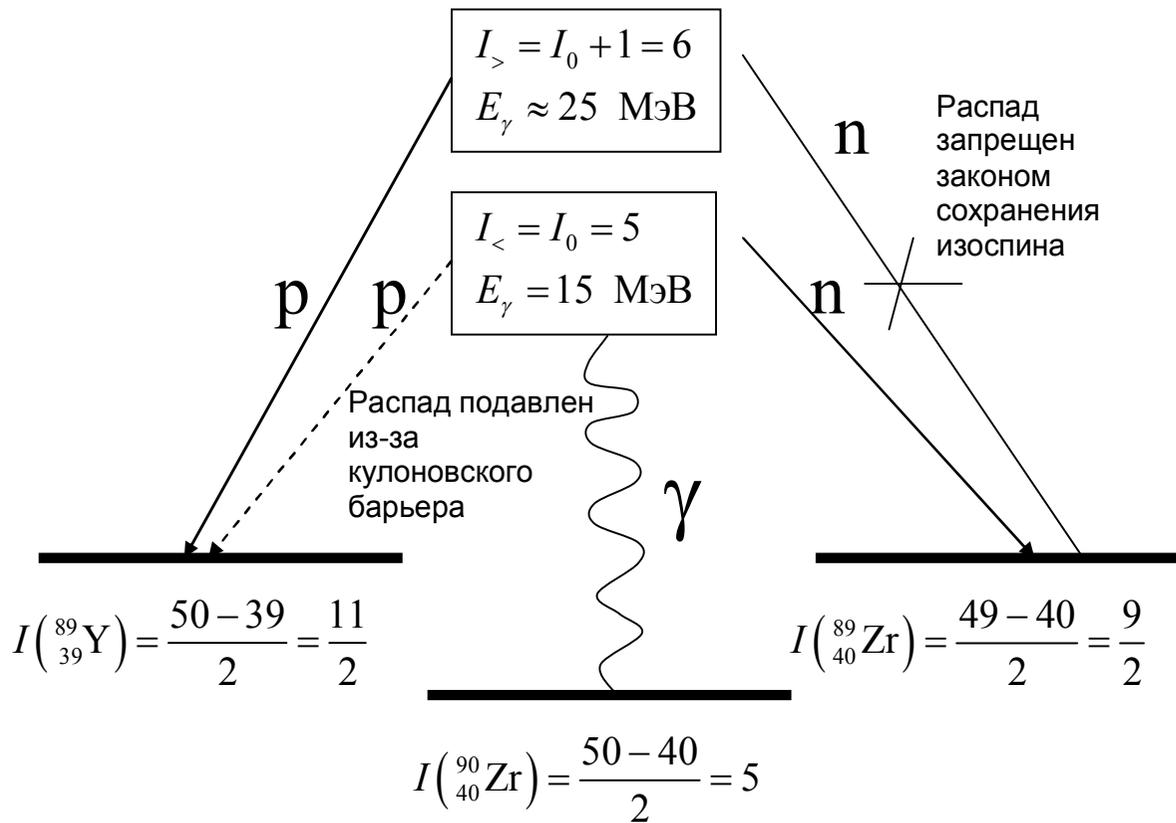
E, МэВ

Взаимодействие γ -квантов с 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.

Реакции (γ, p) , (γ, n) на ядре $^{90}_{40}\text{Zr}$



Ядерные реакции



ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

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 - энергия налетающей частицы,

θ - угол рассеяния налетающей частицы.

Упругое рассеяние электрона на ядрах. Формула Мотта

1. Электрон обладает спином ($s_e = 1/2$).
2. Энергия налетающего электрона может быть сравнима или даже превосходить энергию покоя рассеивающей частицы.

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

Z — атомный номер ядра,

E — энергия налетающего электрона,

θ — угол рассеяния электрона,

m — масса ядра,

q — переданный ядру четырех-импульс.

$$q^2 = (E_i - E_f)^2 / c^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_f)^2,$$

$E_i, E_f, \vec{p}_i, \vec{p}_f$ — энергии и импульсы рассеиваемого электрона в начальном и конечном состояниях.

Формфактор ядра

Распределение зарядов в ядре описывается с помощью **формфактора $F(q^2)$** . Формфактор описывает отклонение размера ядра от точечного.

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

Для упругого рассеяния формфактор зависит только от квадрата переданного импульса q^2 и связан с плотностью распределения ядерной материи $\rho(r)$ соотношением

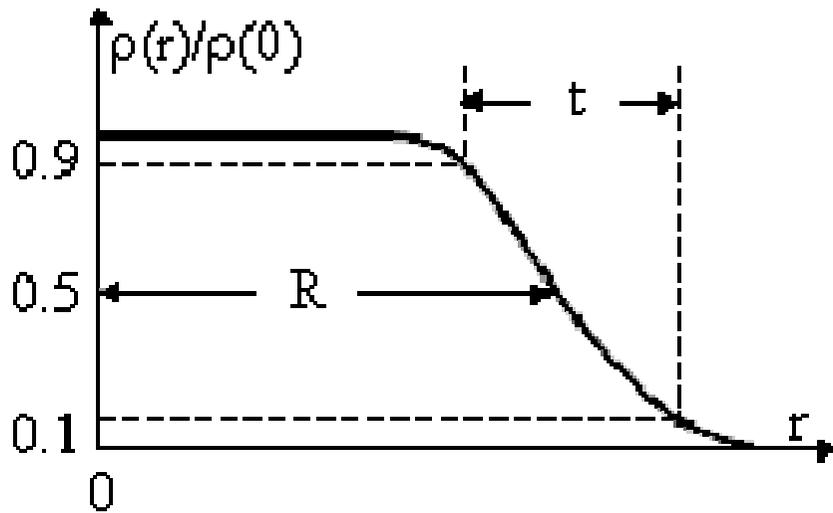
$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} dr \quad (*)$$

Зависимость формфактора от q^2 отражает тот факт, что с увеличением величины квадрата переданного импульса q^2 уменьшается длина волны виртуального фотона, что приводит к увеличению пространственного разрешения эксперимента.

Зарядовые распределения и соответствующие им формфакторы

Распределение заряда $\rho(r)$		Формфактор $F(\vec{q}^2)$	
точечное	$\delta(r)$	1	константа
экспоненциальное	$\rho_0 e^{-\frac{r}{a}}$	$\left(1 + \frac{\vec{q}^2 a^2}{\hbar^2}\right)^{-2}$	дипольный
Гауссово	$\rho_0 e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2}$	$e^{-\frac{\vec{q}^2 a^2}{4\hbar^2}}$	Гауссов
однородная сфера:	ρ_0 при $r \leq R$, 0 при $r > R$	$\frac{3}{\alpha^3} (\text{Sin}\alpha - \alpha \text{Cos}\alpha)$, где $\alpha = \vec{q} R/\hbar$	осциллирующий,

Размер ядра

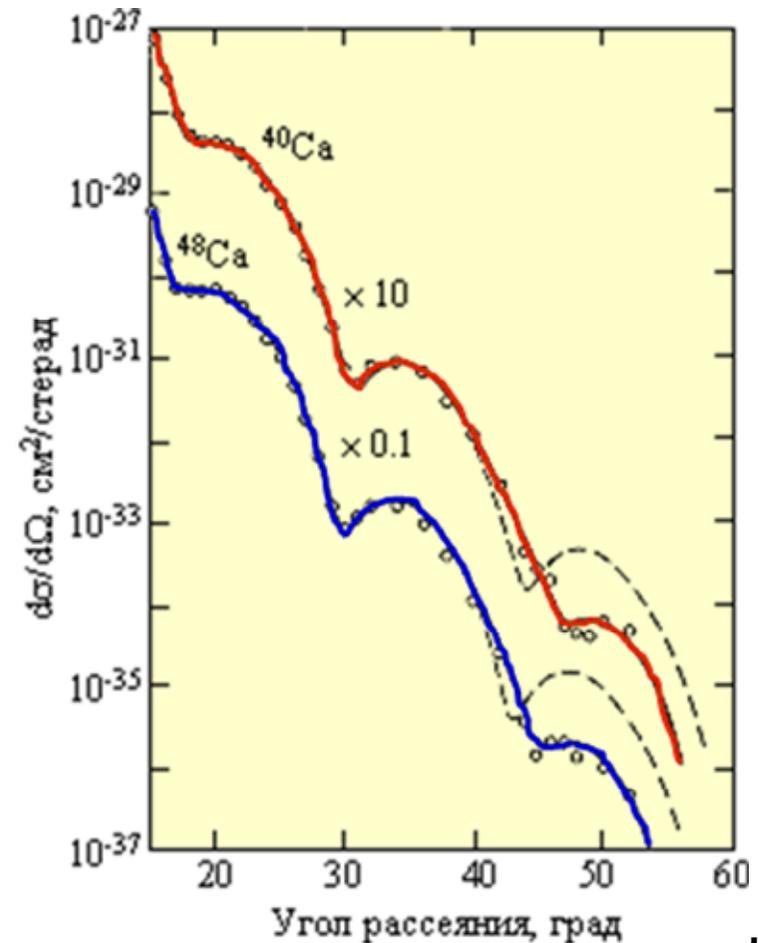


$$R = 1,2 A^{1/3}$$

$$t = 2,5 \text{ фм}$$

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

ρ_0 — плотность ядерной материи в центре ядра,
 R — радиус ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза,
 a — параметр диффузности (спад плотности от $0.9 \rho_0$ до $0.1 \rho_0$).



СТОЛКНОВЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

Встречные пучки

$$a + b \rightarrow M$$

$$(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 = M^2$$

$$E^2 - p^2 = M^2$$

Неподвижная мишень



Встречные пучки ($m_a = m_b$)



$$(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a)^2 = M^2$$
$$m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a = M^2$$

$$M^2 = (E_a^* + E_b^*)^2$$
$$M^2 = 4E^{*2}$$

$$E_a = \frac{2E^{*2}}{m} - m$$

Встречные пучки

$$E_a = \frac{2E^{*2}}{m} - m$$

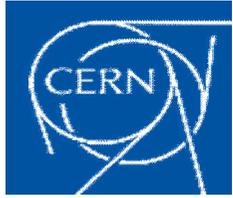
Большой адронный коллайдер (ЛНС): $p + p$

$$E^* = 7 \text{ ТэВ} = 7 \cdot 10^3 \text{ ГэВ} \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} E_a &\approx \frac{2 \cdot 49 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}^2}{1 \text{ ГэВ}} - 1 \text{ ГэВ} = \\ &= 10^8 \text{ ГэВ} = 10^5 \text{ ТэВ} = 10^{17} \text{ эВ} \end{aligned}$$

Встречные пучки

Коллайдер	Лабор.	Пучки	Энергия (таx)	Светимость, см ⁻² сек ⁻¹	Периметр, км
LEP	CERN	$e^+ + e^-$	104,5 + 104,5 (ГэВ)	10^{32}	26,7
HERA	DESY	$e^- + p$	27,5 + 920 (ГэВ)	$0,75 \times 10^{32}$	6,3
RHIC	BNL	$p + p$ Au+Au	250 + 250 (ГэВ) 100 + 100 (ГэВ/и)	$1,6 \times 10^{32}$ 30×10^{26}	3,8
TEVATRON	FNL	$p + \bar{p}$	980 + 980 (ГэВ)	4×10^{32}	6,86
LHC	CERN	$p + p$ Pb+Pb	7 + 7 (ТэВ) 2,8 + 2,8 (ТэВ/ и)	10^{34}	26,7
УНК	Протвино	$p + p$	3 + 3 (ТэВ)	Cancelled 1992	21
SSC	Texas	$p + p$	20 + 20 (ТэВ)	Cancelled 1993	80

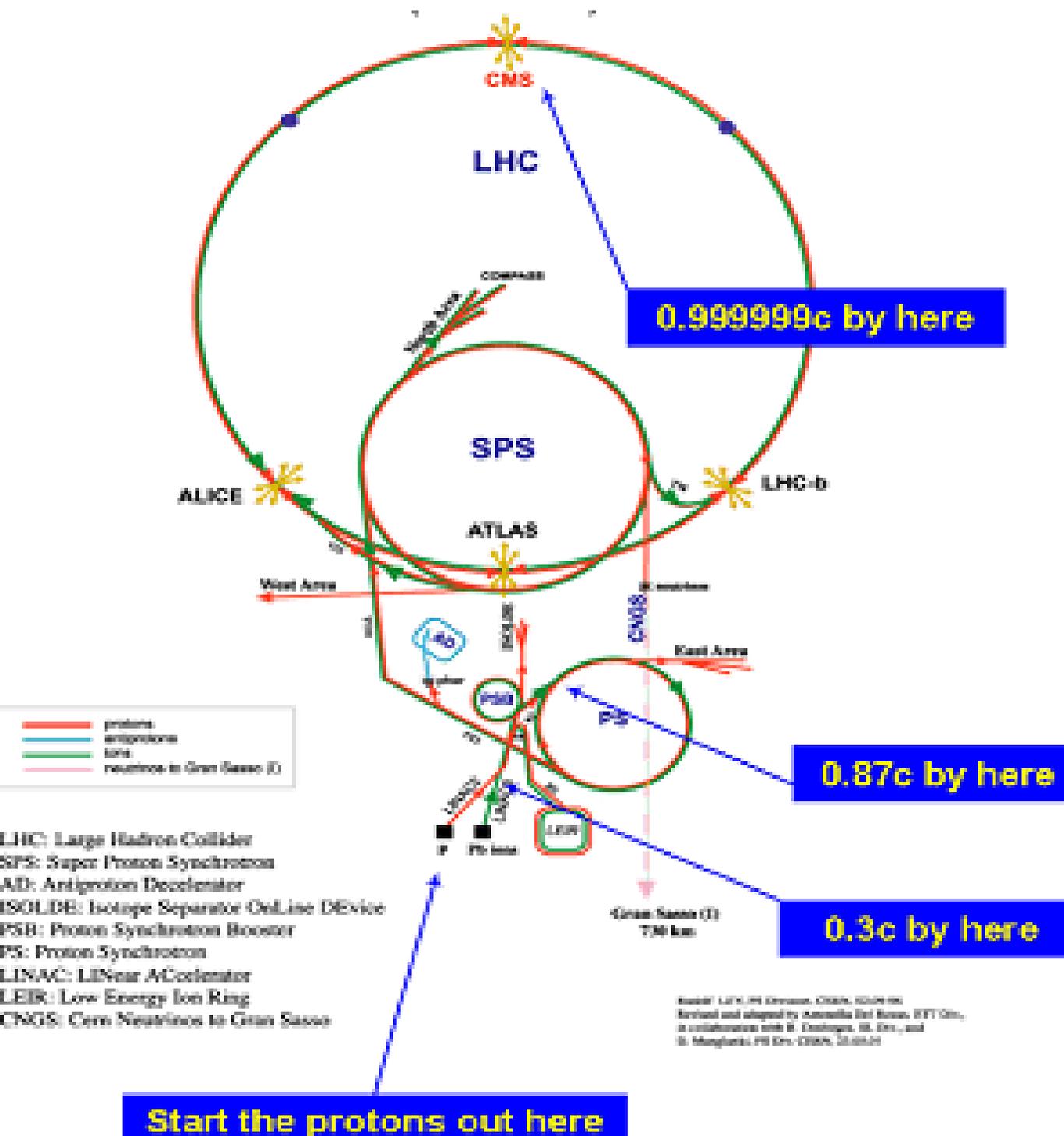


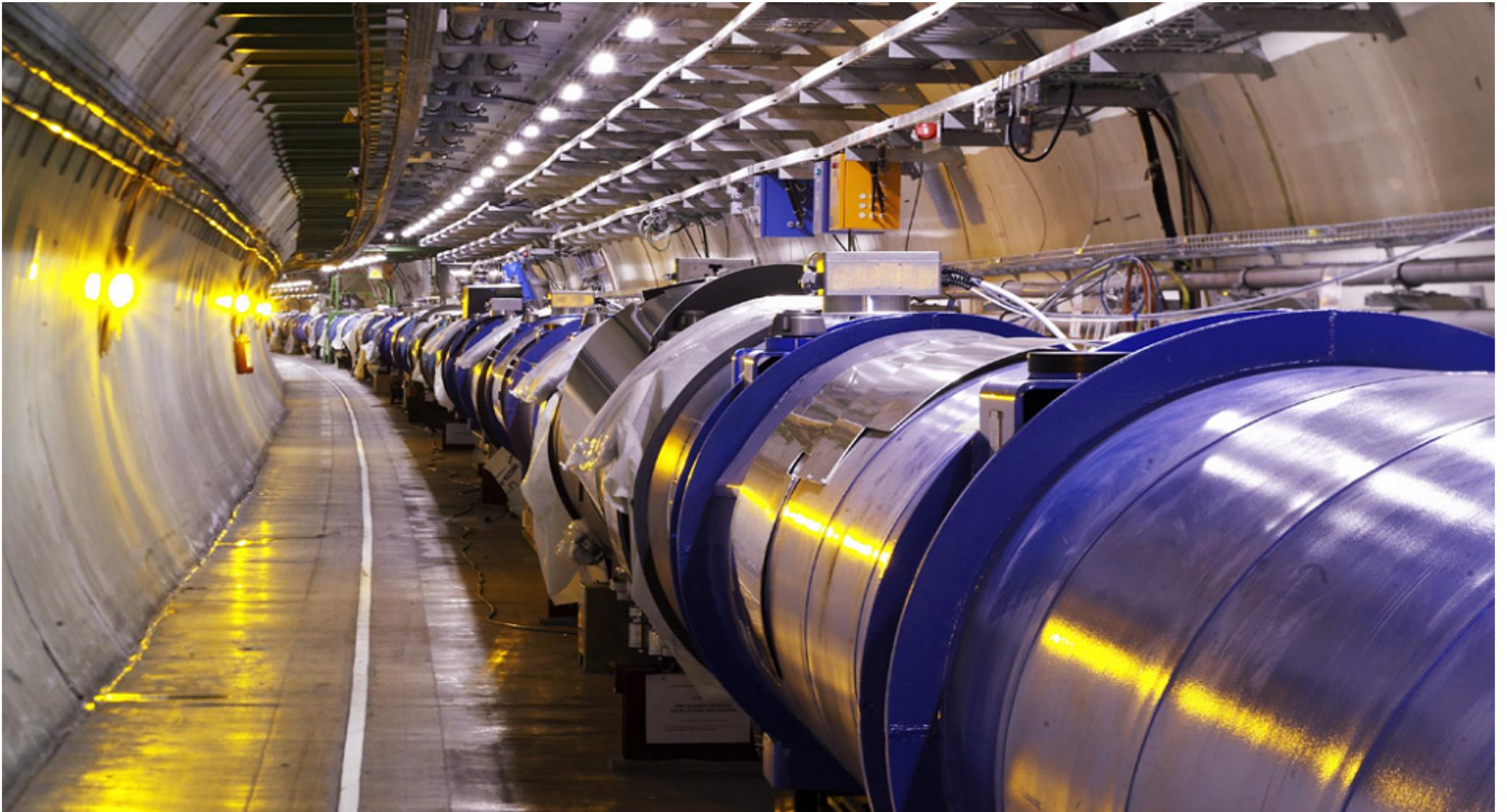
CERN - ЦЕРН

Европейская организация ядерных исследований



Ускорительный комплекс ЦЕРН





Длина тоннеля – 27 км

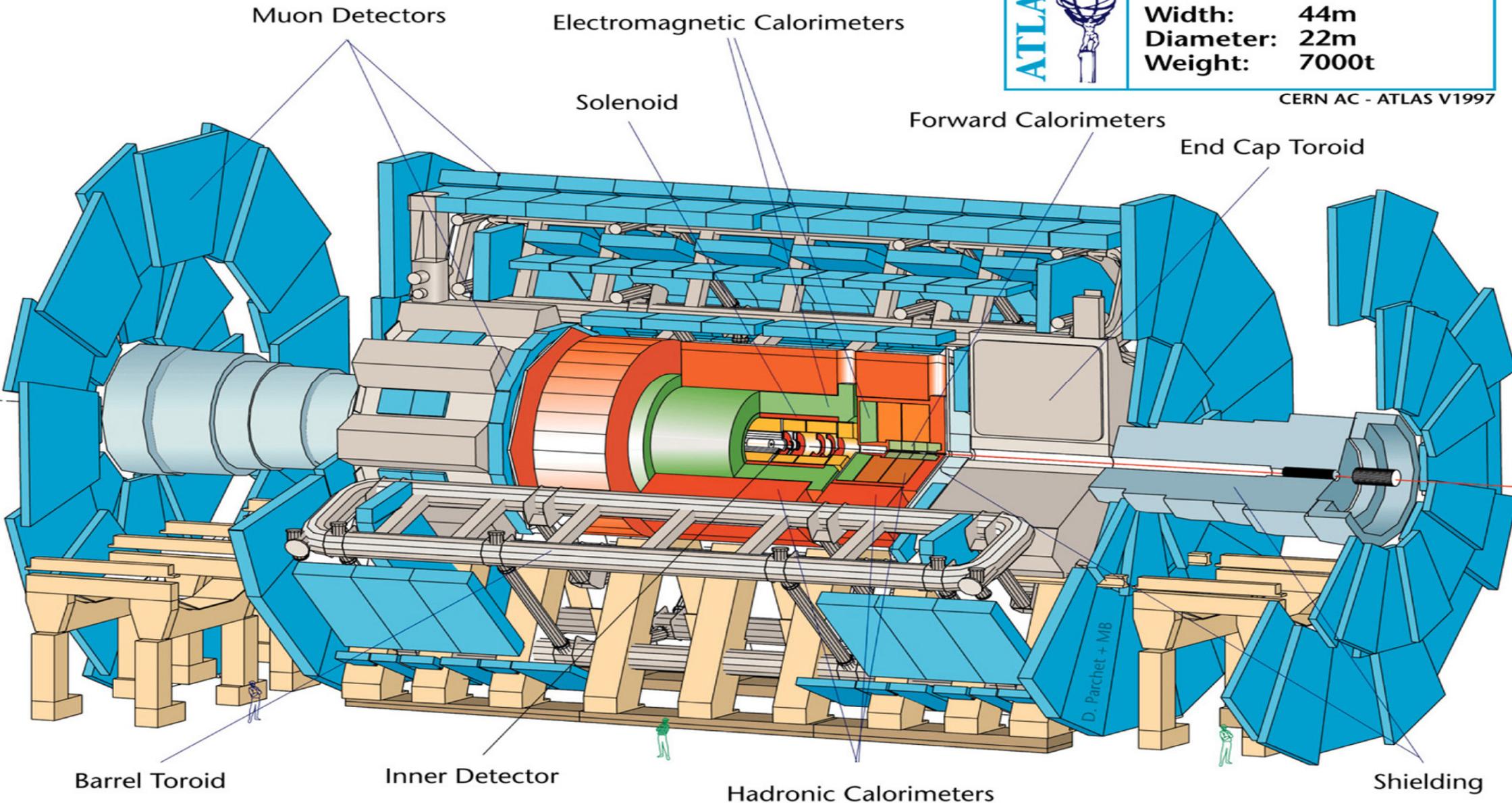
Детектор ATLAS

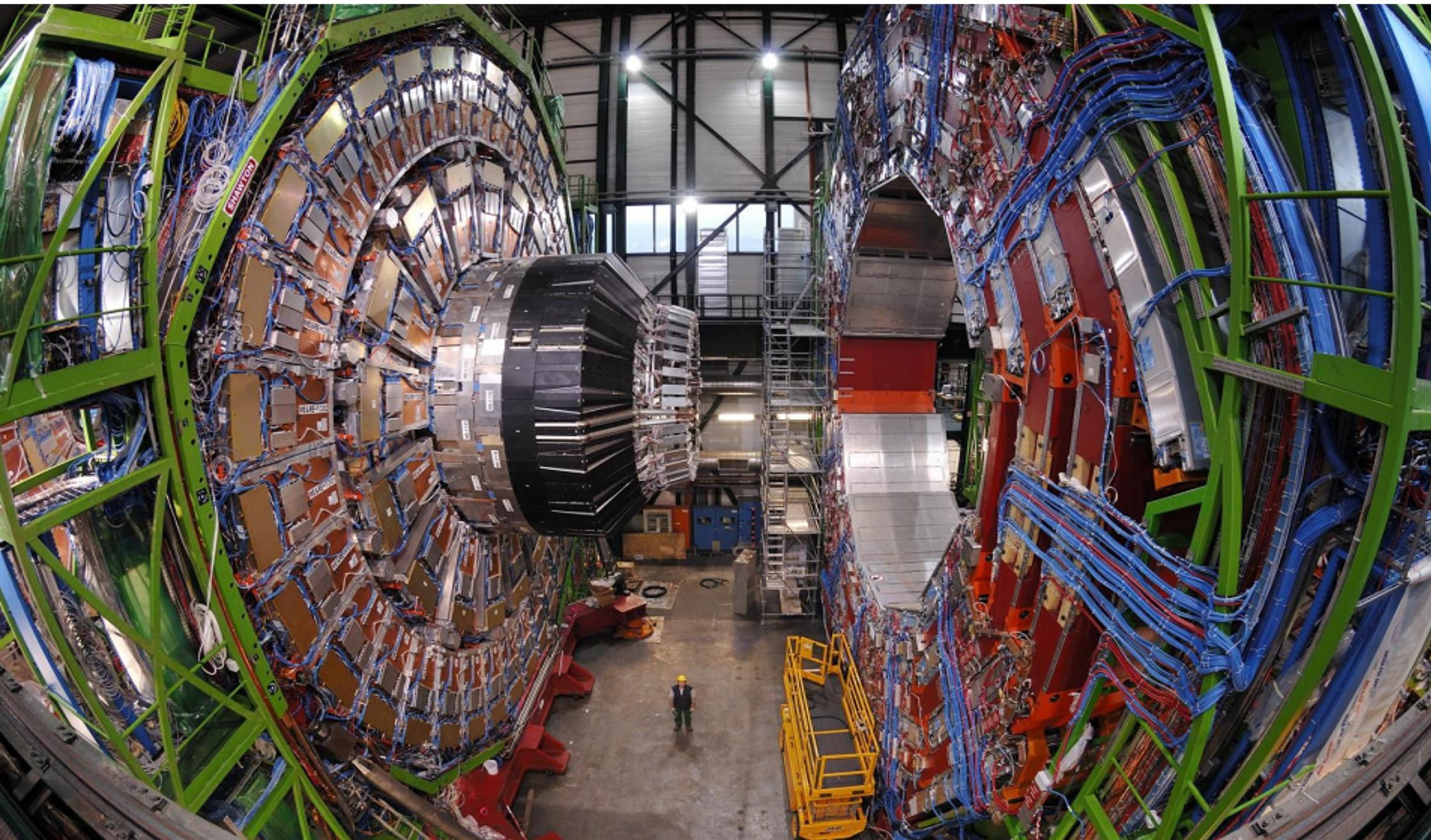


Detector characteristics

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

CERN AC - ATLAS V1997





CMS

Courtesy CMS/CERN

Столкновения ионов свинца Pb + Pb

