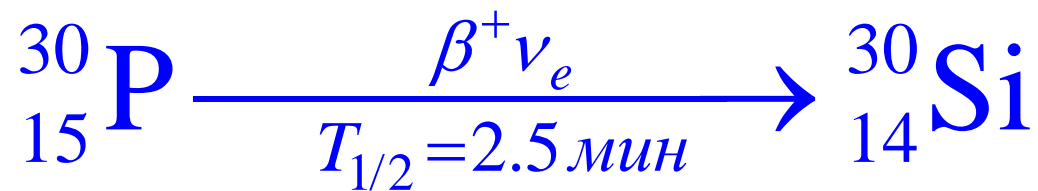
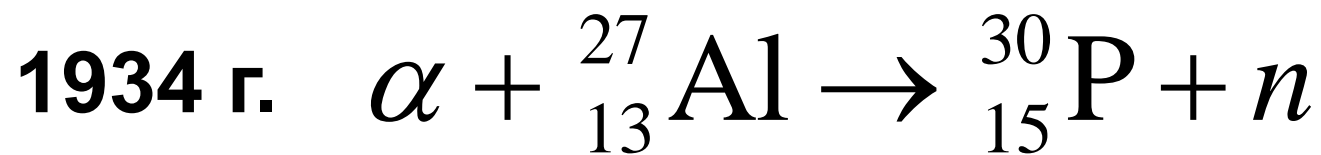
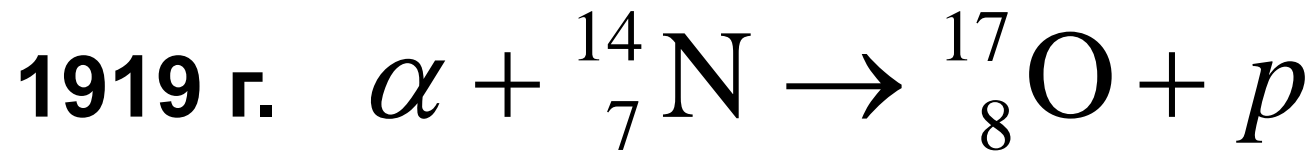


ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерные реакции



Ядерные реакции



ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

Сечение реакции σ и число событий N

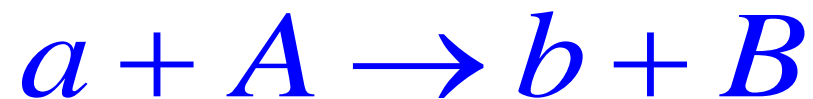
$$\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

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

- 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.

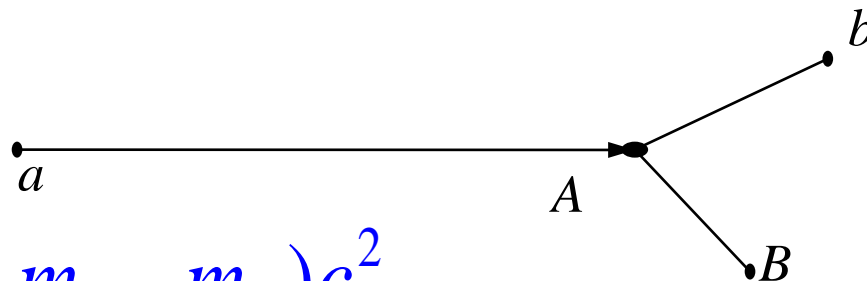
$$\begin{array}{ccccccc} N & j & n & l & s & \sigma \\ \left| \frac{\text{события}}{\text{сек}} \right| & = & \left| \frac{\text{число частиц } a}{\text{сек} \times \text{см}^2} \right| & \left| \frac{\text{число частиц } b}{\text{см}^3} \right| & \left| \text{см} \right| & \left| \text{см}^2 \right|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

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

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

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

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.

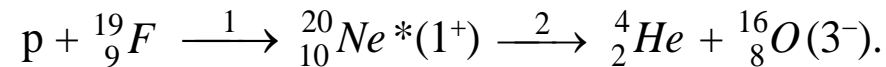
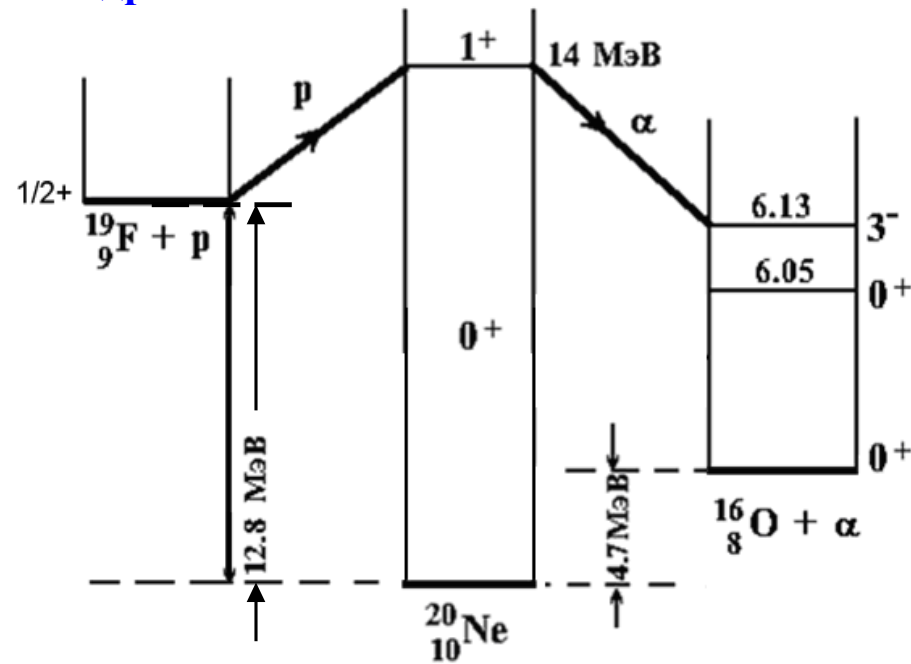
Сохранение чётности

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

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

Пример

Показать, что в реакции $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$, идущей через возбуждённое 1^+ состояние промежуточного ядра ^{20}Ne не образуются состояния $J^P = 0^+$ ядра ^{16}O .



$$\vec{J}_{Ne} = \vec{J}_{^{16}\text{O}} + \vec{J}_{\alpha} + \vec{l}, \text{ где } \vec{J}_{\alpha} = \vec{0}, \vec{J}_{^{16}\text{O}} = \vec{3}, \vec{J}_{Ne} = \vec{1}.$$

$$P_{Ne} = P_{\alpha} P_{^{16}\text{O}} (-1)^l, \text{ или } +1 = (+1)(-1)(-1)^l, l = 3.$$

Переход в основное и первое возбуждённое состояния ^{16}O ($J^P = 0^+$) невозможен, так как в этих случаях $\vec{1} = \vec{0} + \vec{0} + \vec{l}$ ($1 = 1$). В этом случае не выполняется закон сохранения чётности:

$$+1 \neq (+1)(+1)(-1)^{l=1} = -1.$$

Закон сохранения изоспина I

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

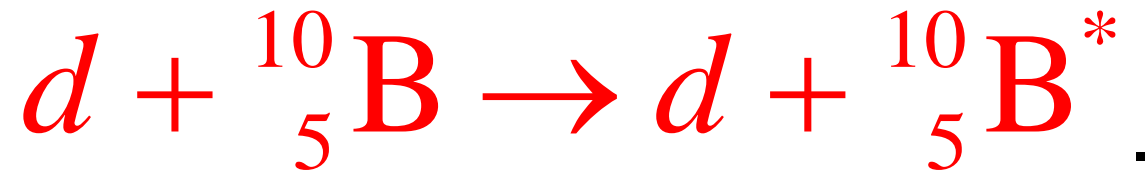
$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B$$

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

Пример

Показать, что в реакции неупругого рассеяния дейтронов на ядре $^{10}_5\text{B}$, идущей за счет сильного взаимодействия, невозможно возбуждение уровней этого ядра с изоспином $I = 1$.

Реакция



Дейтрон и $^{10}_5\text{B}$ — это ядра с $N = Z$. Поэтому для них $I_3 = (Z - N)/2 = 0$ и изоспин основного состояния I_{gs} , определяемый правилом $I_{gs} = |I_3|$, для каждого из этих ядер тоже равен нулю $I_{gs} = |I_3| = 0$. Сохранение изоспина возможно лишь, если изоспин конечного возбужденного ядра $^{10}_5\text{B}^*$ также равен нулю $I(^{10}_5\text{B}^*) = 0$.

Модели ядерных реакций

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 $W_b = \Gamma_b / \Gamma$,

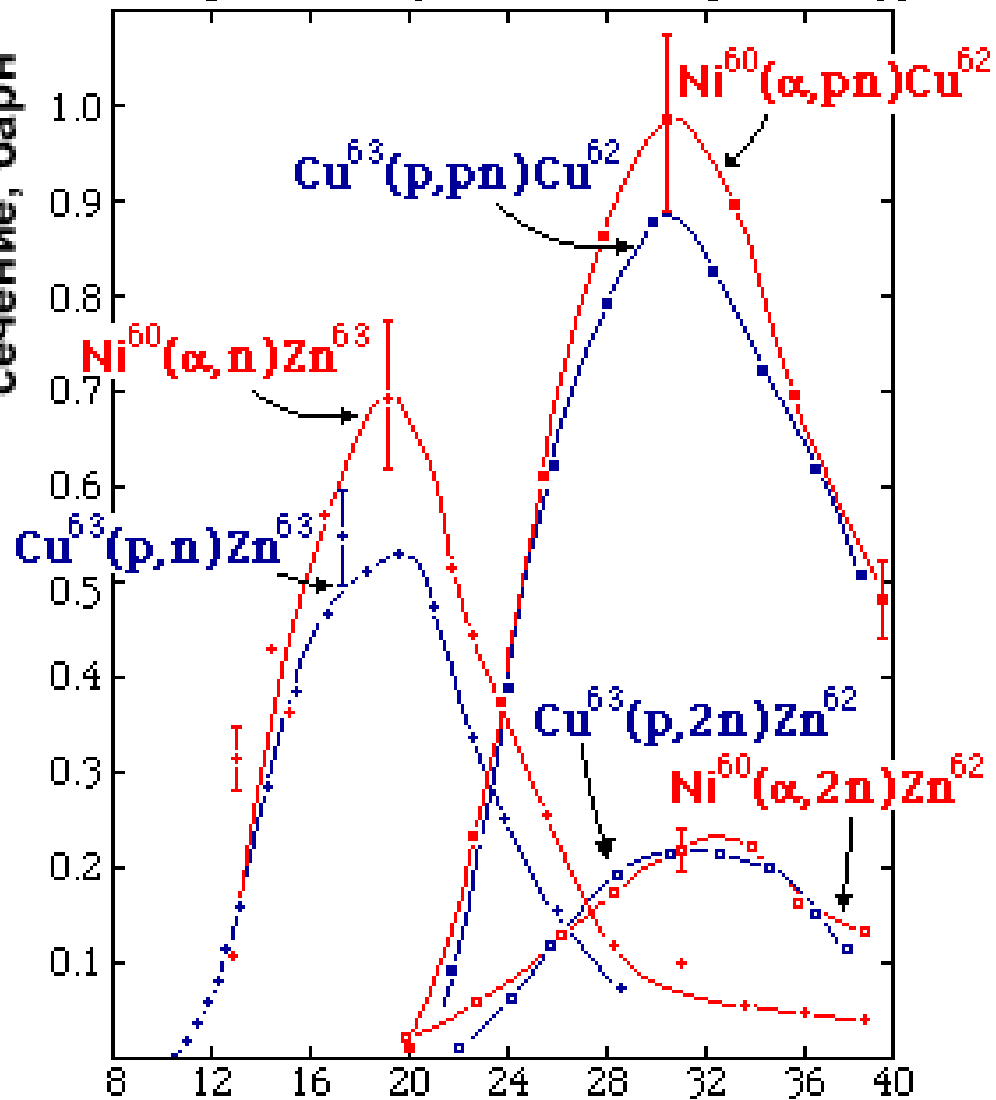
$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}.$$

Составное ядро ^{64}Zn

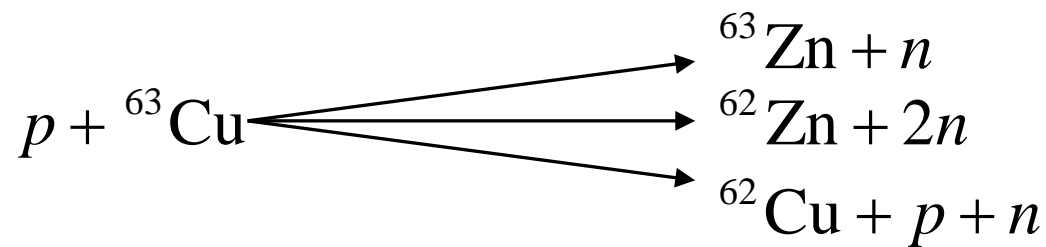
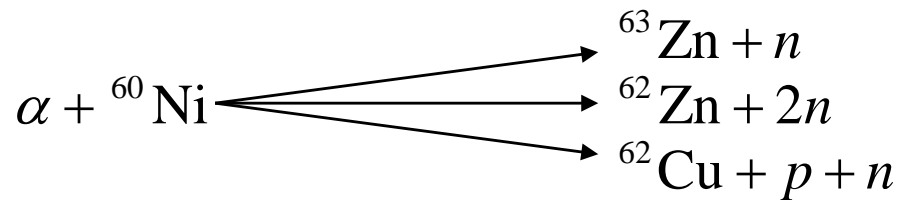
энергия протона, МэВ

5 9 13 17 21 25 29 33

сечение, барн



энергия α -частицы, МэВ



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

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

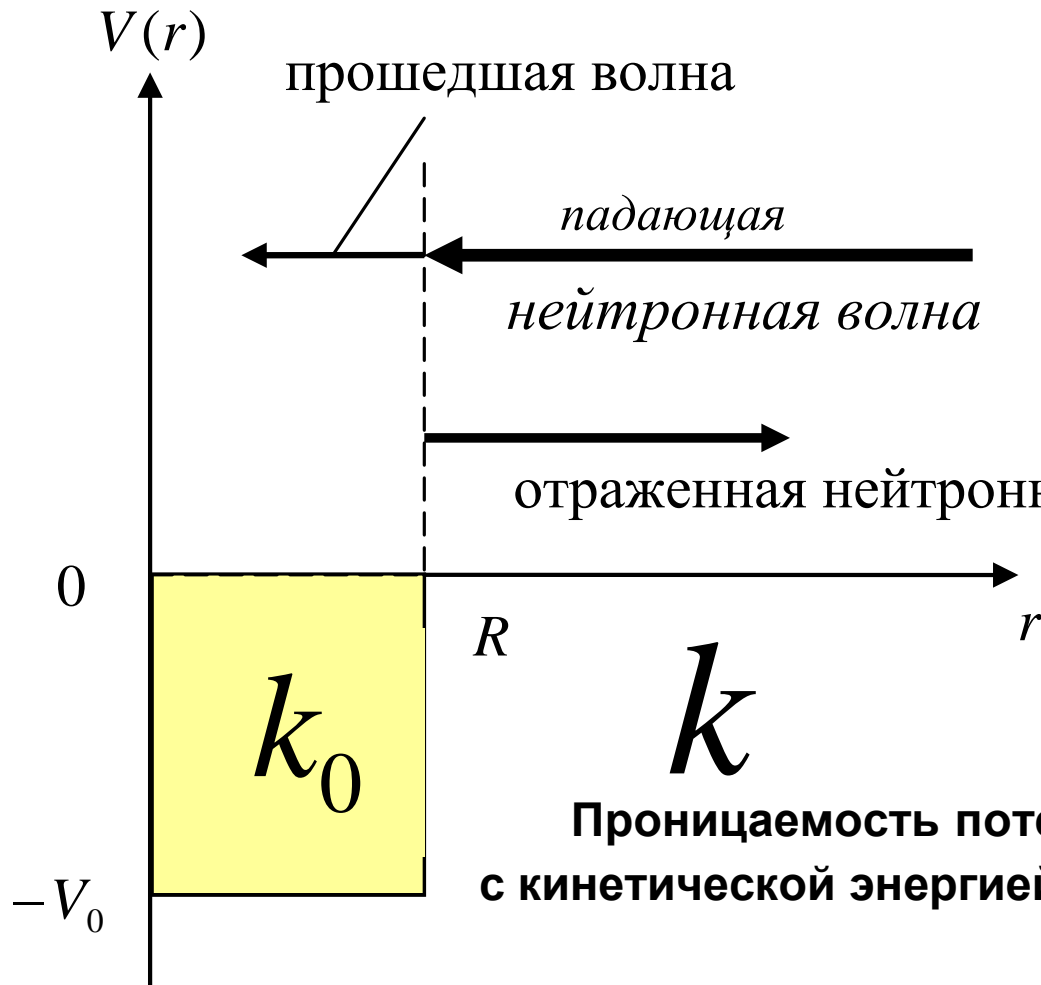
При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны $\hat{\lambda}_n$, которая зависит от энергии нейтрона E

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

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

Составное ядро

Прохождение нейтрона через потенциальный барьер



Проницаемость потенциального барьера P для частицы массы m с кинетической энергией E и орбитальным моментом $l = 0$

$$P = \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2}$$

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

$$k_0 = \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$$

В результате отражения на границе ядра нейтронной волны происходит потенциальное упругое рассеяние.

Составное ядро

В модели составного ядра считается, что нейтрон попав в ядро, с вероятностью ξ остаётся в нём.

Сечение образования составного ядра нейтроном σ_{nC}

$$\sigma_{nC} = \sigma_0 P \xi \approx \pi (R + \hat{\lambda}_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \xi$$

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \quad k_0 = \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$$

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.

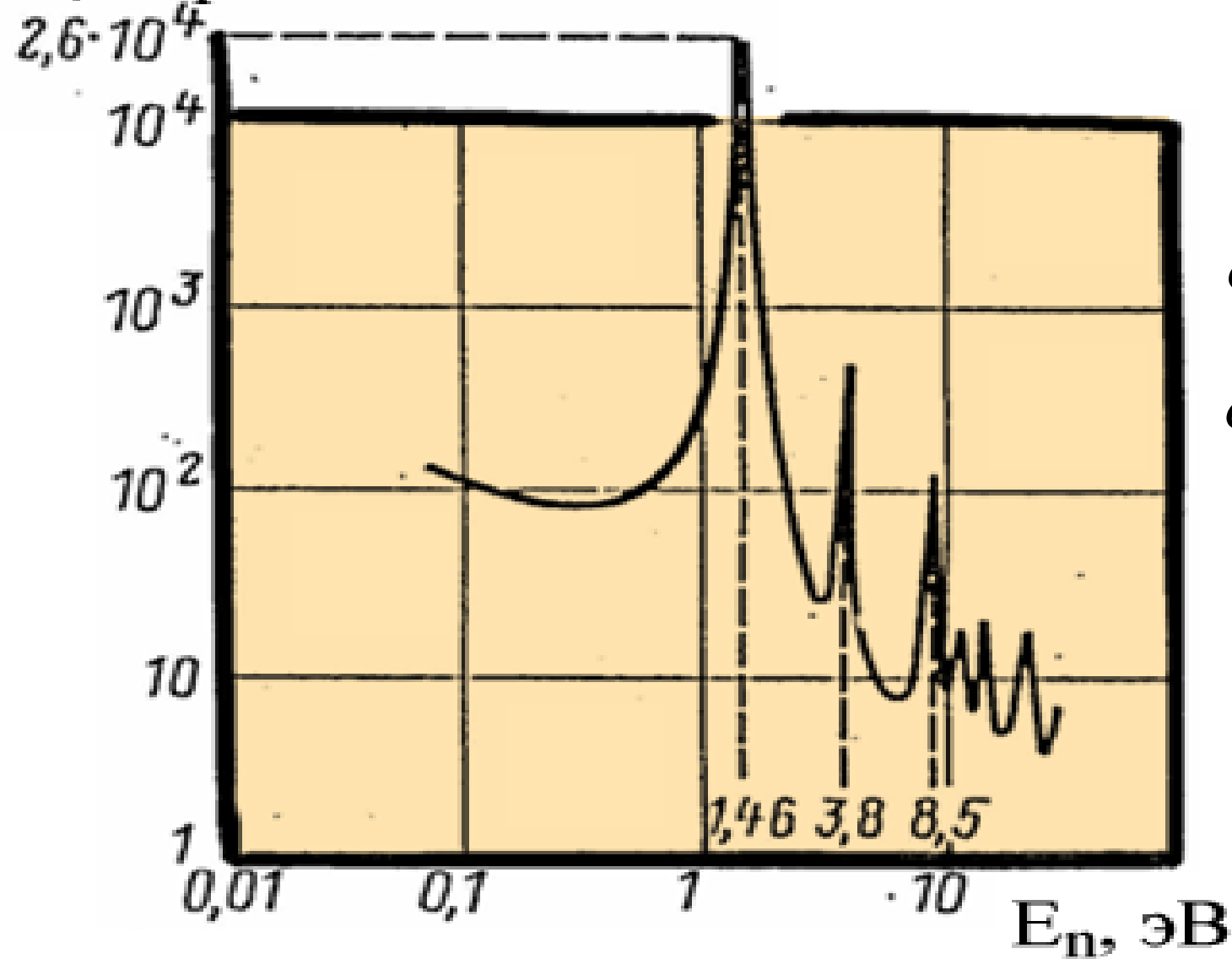
Сумма всех парциальных ширин Γ_a , Γ_b , Γ_n , ... даёт полную ширину уровня:

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

Γ – ширина уровня на половине высоты.

Тепловые нейтроны ($E \leq 10$ эВ)

σ , барн

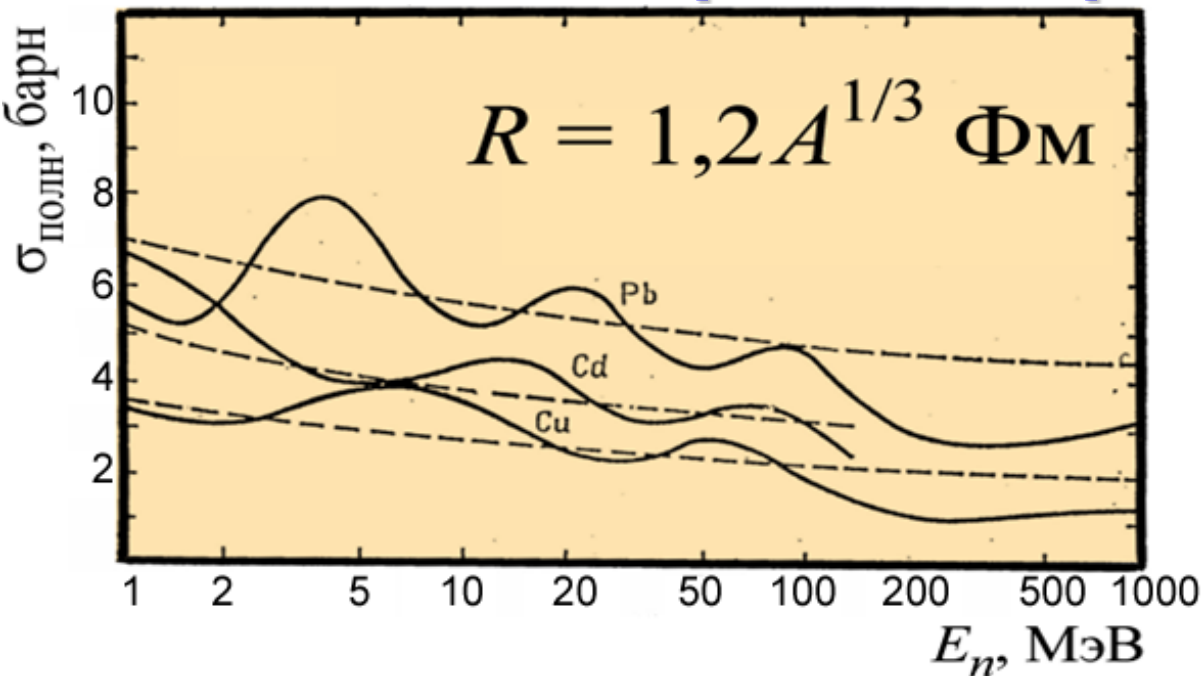


$$\sigma\left({}^{113}_{48}\text{Cd}\right) = 2,6 \cdot 10^4 \text{ барн}$$

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

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

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?

- 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.
- Малая проницаемость потенциального барьера для заряженных частиц на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.
- Вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.
- 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.

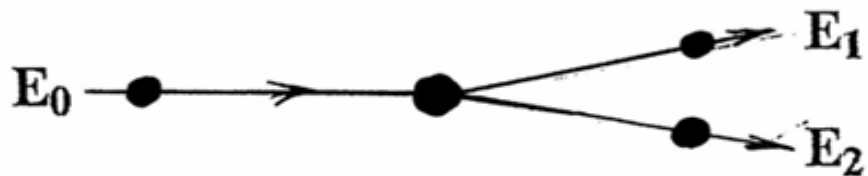
Прямые ядерные реакции срыва и подхвата



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.

$$\lambda_p \ll R_{\text{ядра}}$$

$$E_p \approx 100 \text{ МэВ}$$



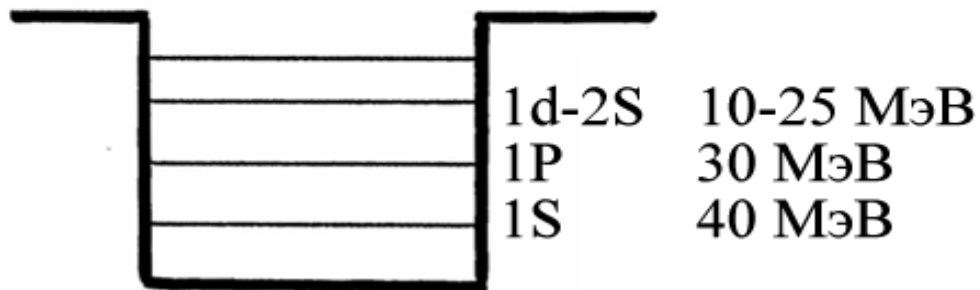
$$E_L = E_0 - (E_1 + E_2) - E_R$$

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

E_0 - энергия налетающего протона

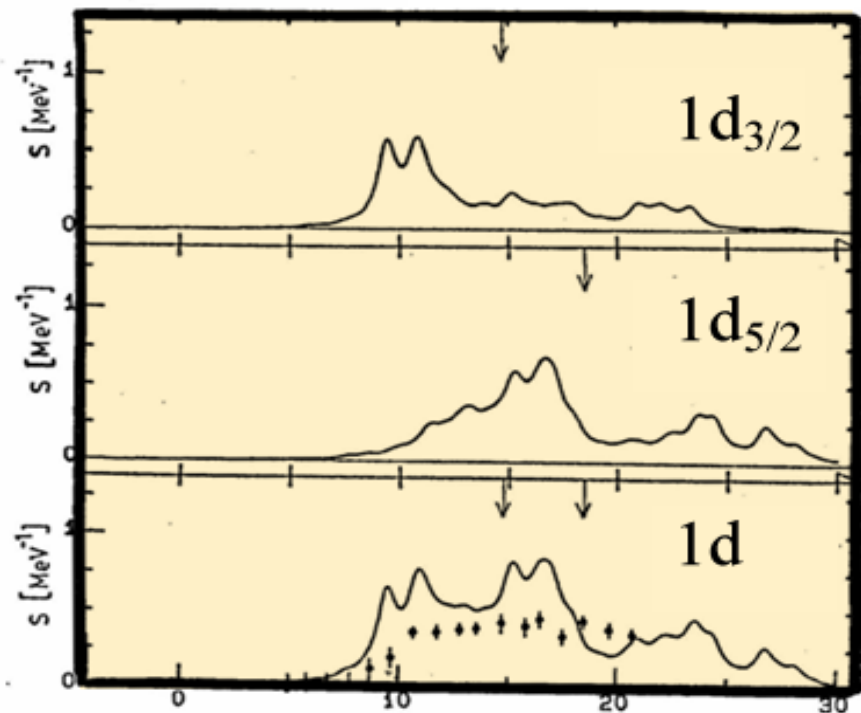
$E_{1,2}$ - энергии вылетающих протонов

E_R - энергия ядра отдачи



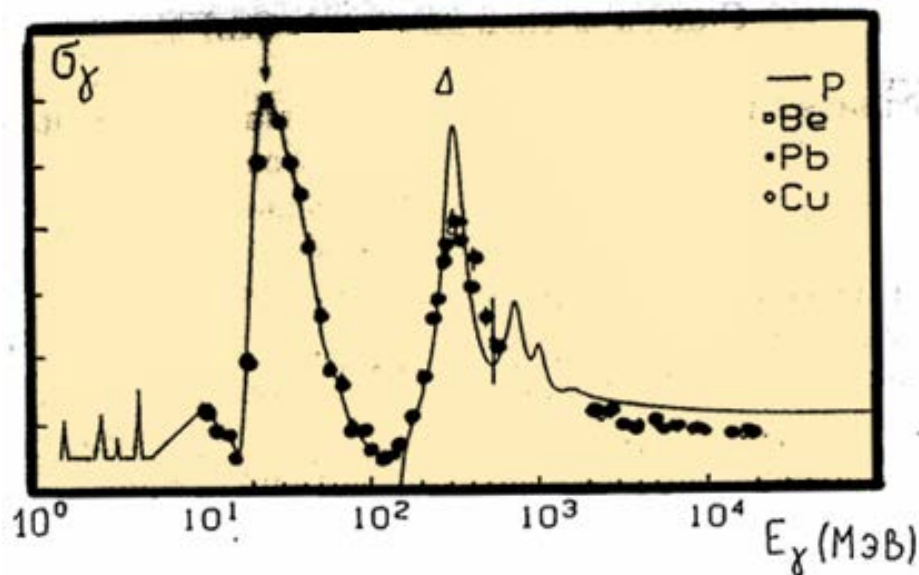
⁴⁰₂₀Ca

Реакции (p,2p)



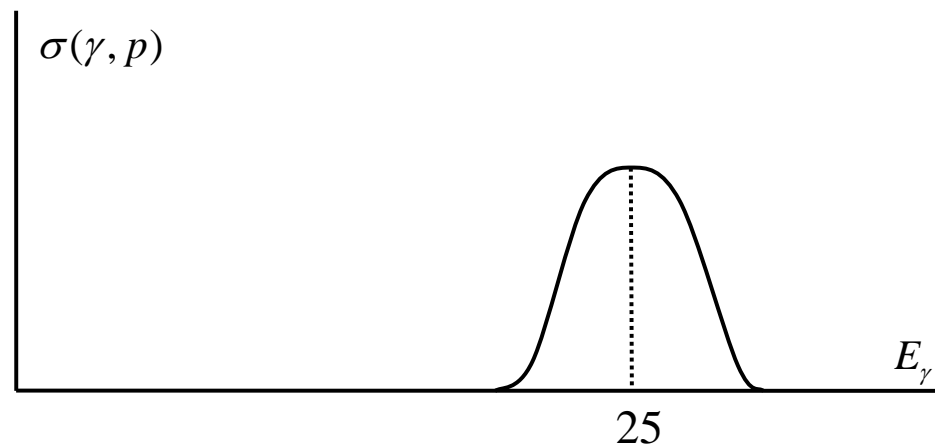
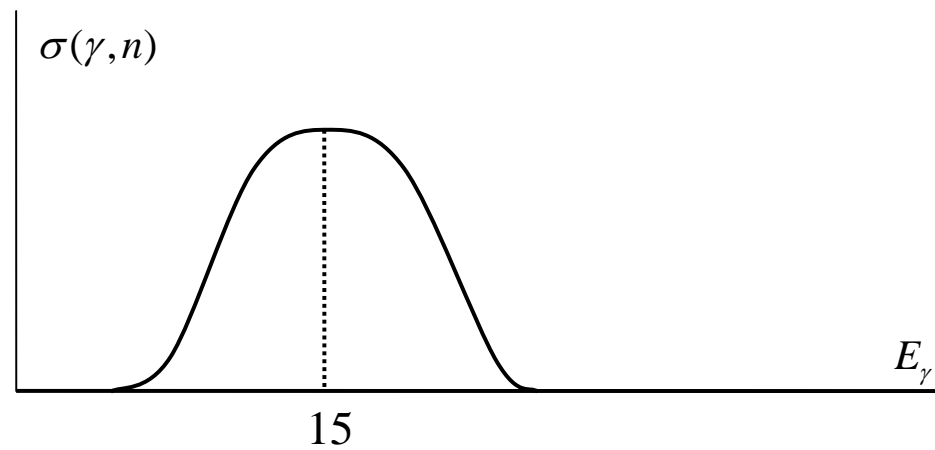
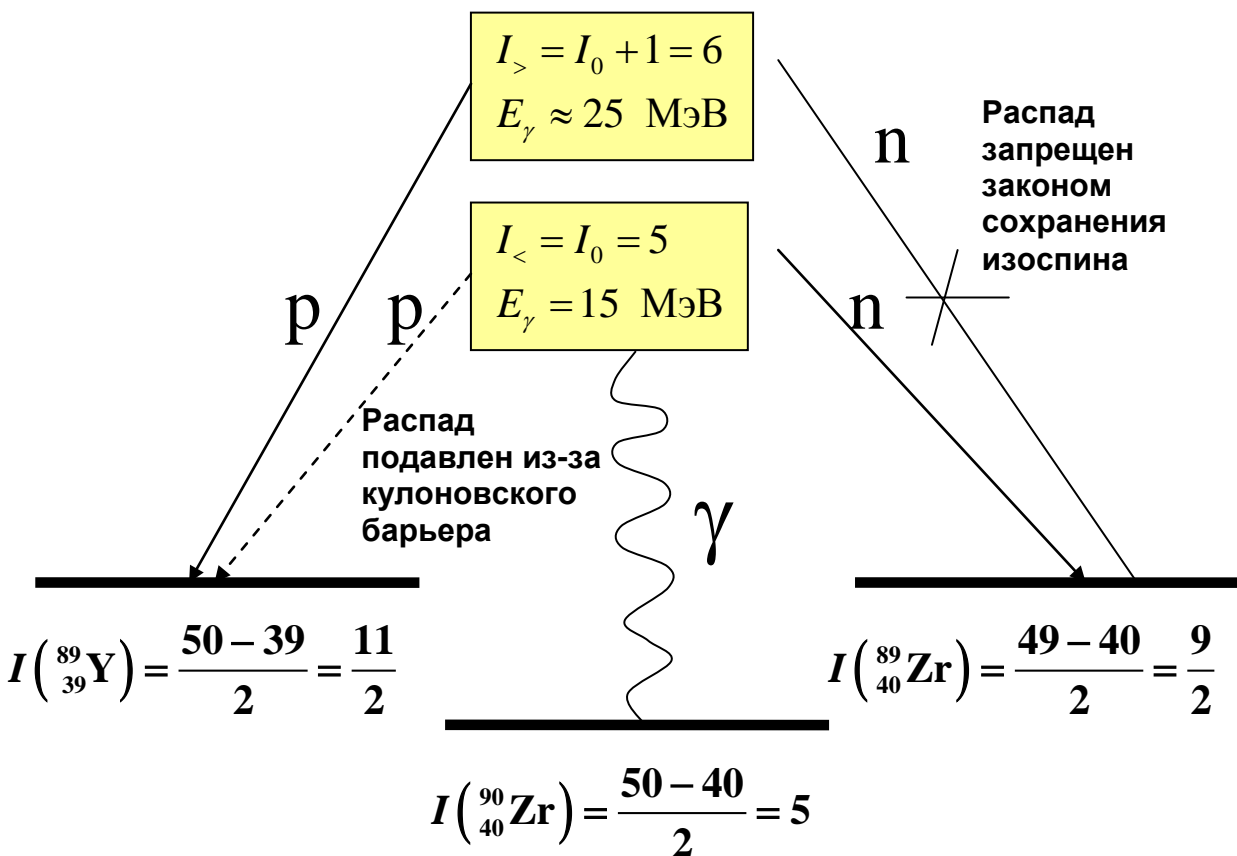
E, МэВ

Взаимодействие γ -квантов с 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.

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



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

При поглощении γ -квантов с энергией $\sim 15\text{--}30$ МэВ в ядре ${}^{90}_{40}\text{Zr}$ образуются две группы состояний $I_{<} = I_0$ и $I_{>} = I_0 + 1$.

I_0 — изоспин основного состояния ядра. Несмотря на то, что состояния $I_{>}$ расположены выше по энергии, распад их

с испусканием нейтронов в основное состояние конечного ядра ${}^{89}_{39}\text{Y}$

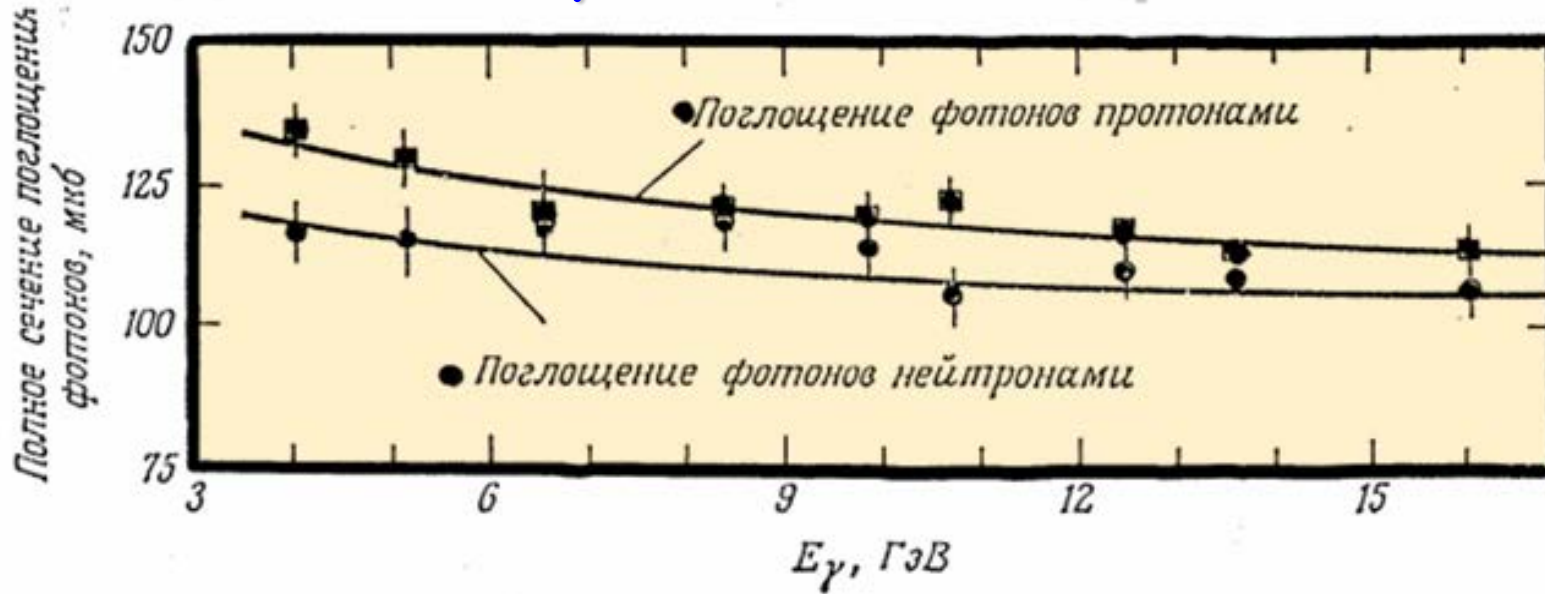
запрещён правилами отбора по изоспину. Изоспин нейтрона $I(n) = \frac{1}{2}$.

$$\vec{I}(n) + \vec{I}({}^{89}_{40}\text{Zr}) = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{9}}{2} = \vec{4} \text{ или } \vec{5} \neq 6$$

В сильных взаимодействиях изоспин сохраняется!!!

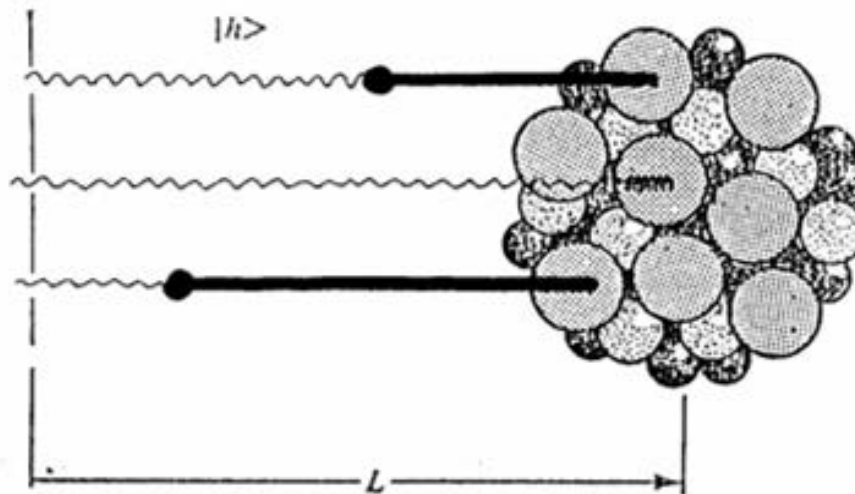
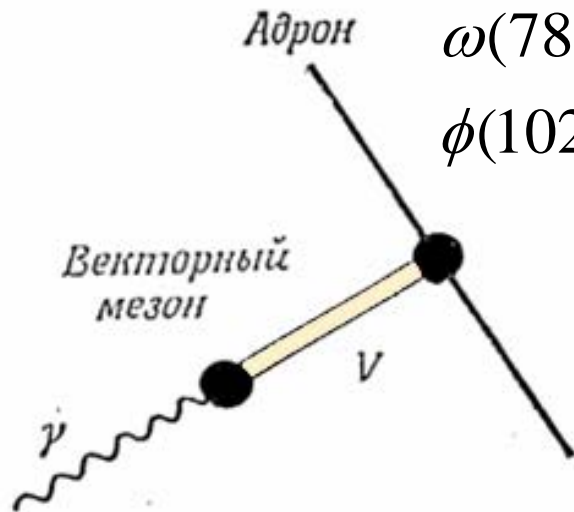
Распад состояний $I_{<}$ по протонному каналу подавлен из-за кулоновского барьера и происходит преимущественно с испусканием нейтронов. Поэтому в средних и тяжелых ядрах максимум сечения реакции (γ, p) сдвинут к более высоким энергиям по сравнению с максимумом сечения реакции (γ, n) .

Взаимодействие γ -квантов с ядрами. Высокие энергии



ρ (776 МэВ)
 ω (783 МэВ)
 ϕ (1020 МэВ)

$$\sigma(\gamma, A) = aA + bA^{2/3}$$



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.

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

Формфактор $F(q^2)$ 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

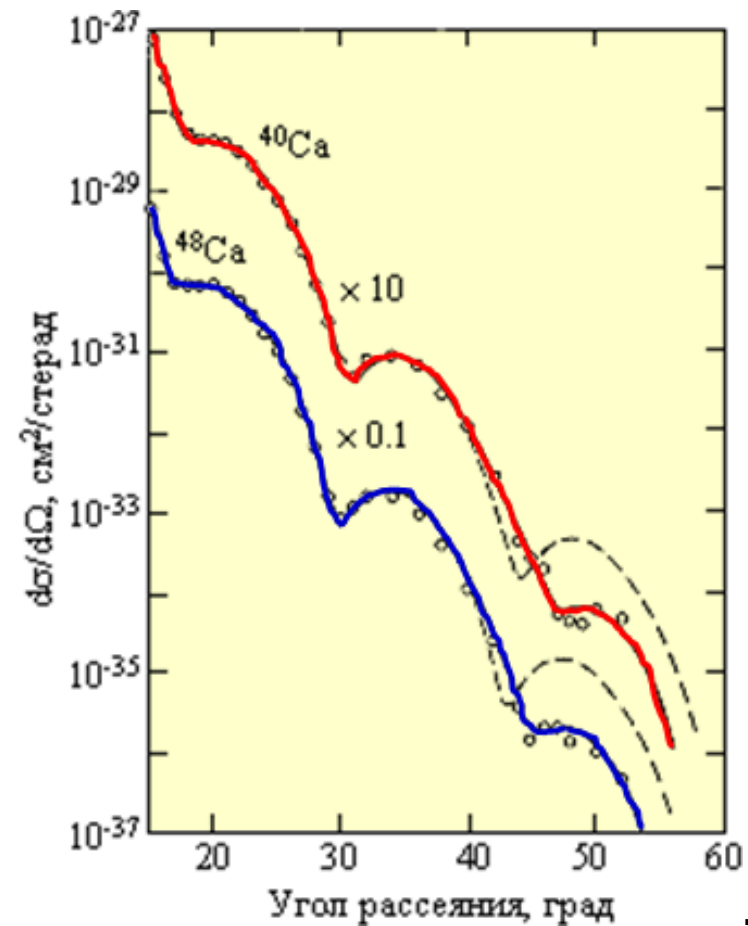
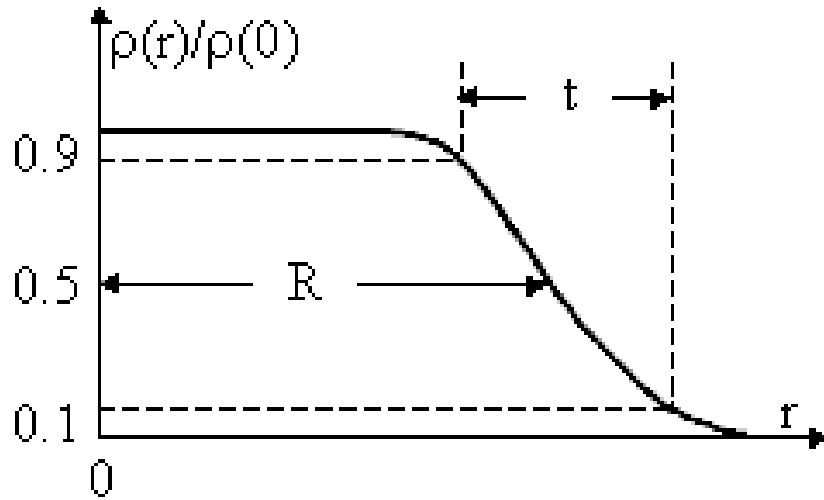
$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r}/\hbar} dr \quad (*)$$

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



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

$$t = 2,5 \text{ фм}$$

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

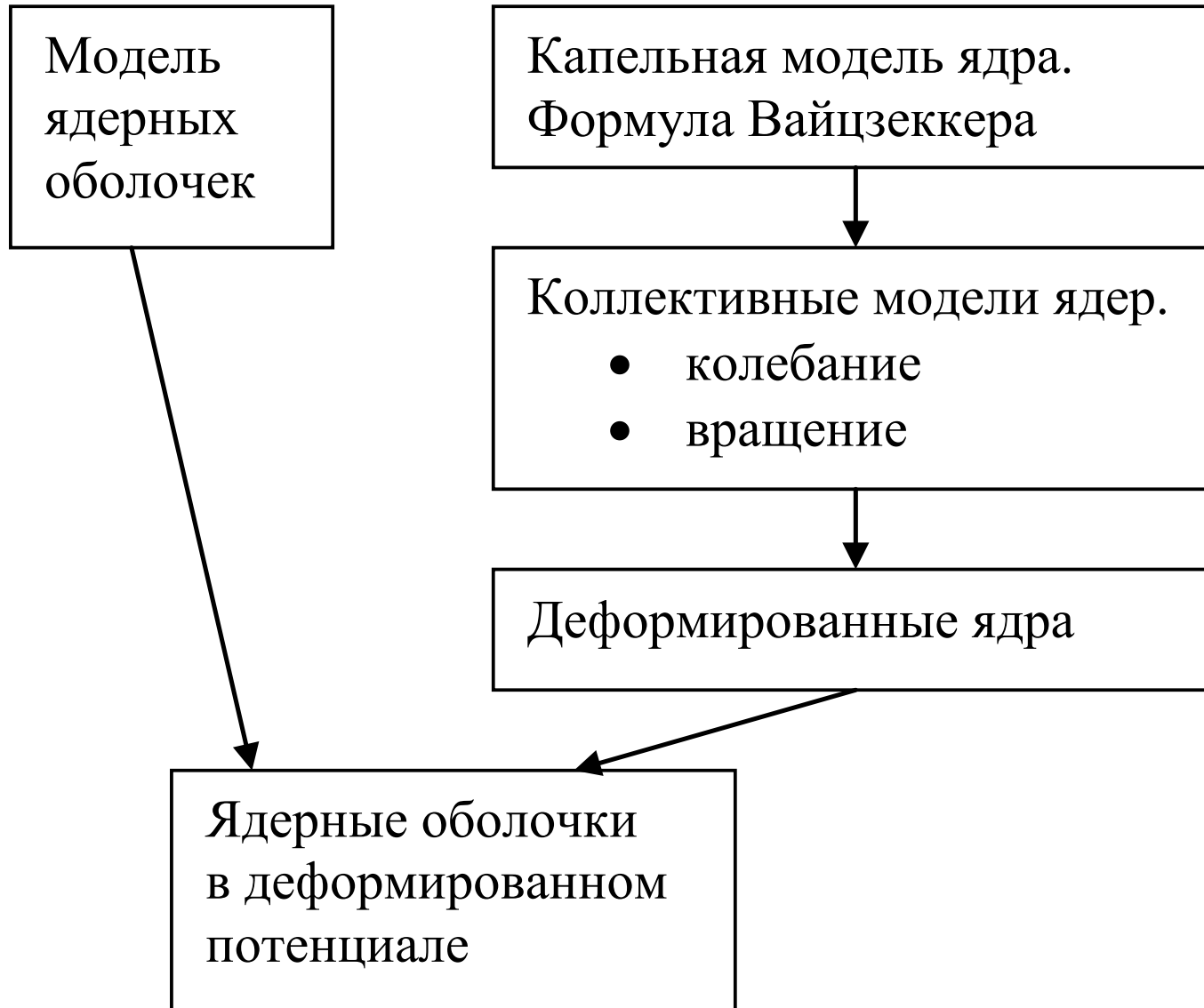
ρ_0 — плотность ядерной материи в центре ядра,

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

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

$$t = 4,4a.$$

Модели ядер



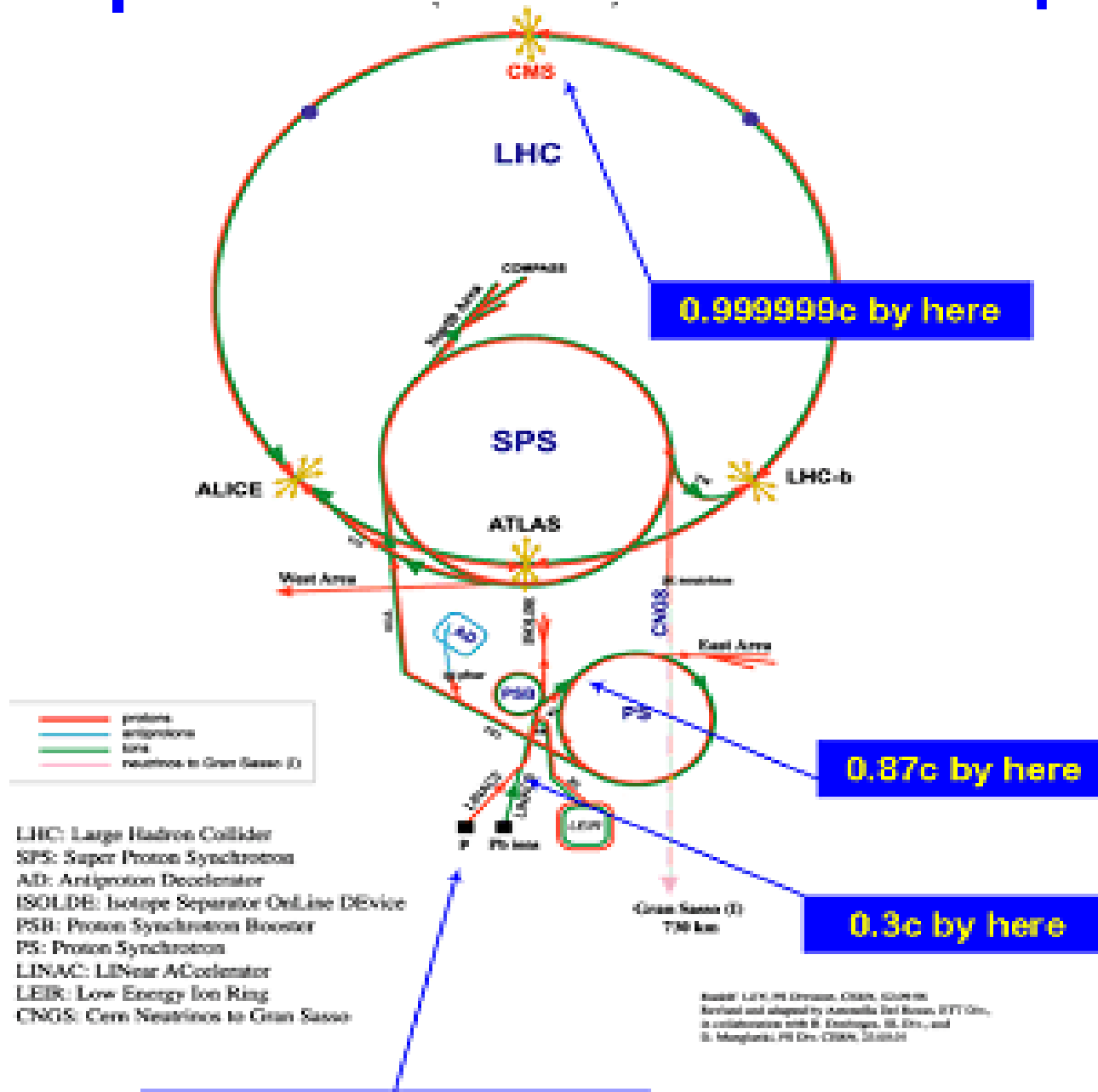
Столкновения релятивистских ядер

CERN - ЦЕРН

Европейская организация ядерных исследований



Ускорительный комплекс ЦЕРН



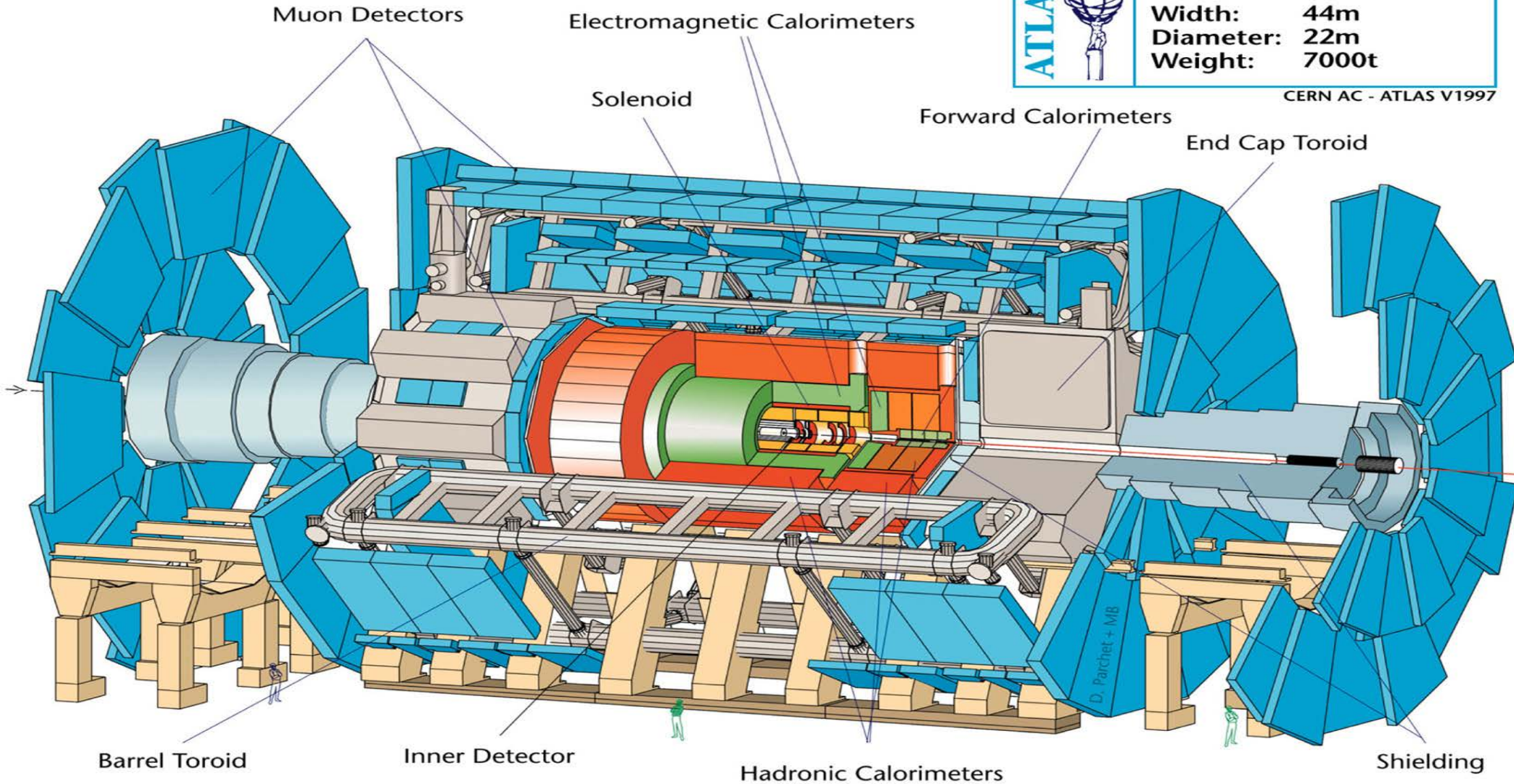


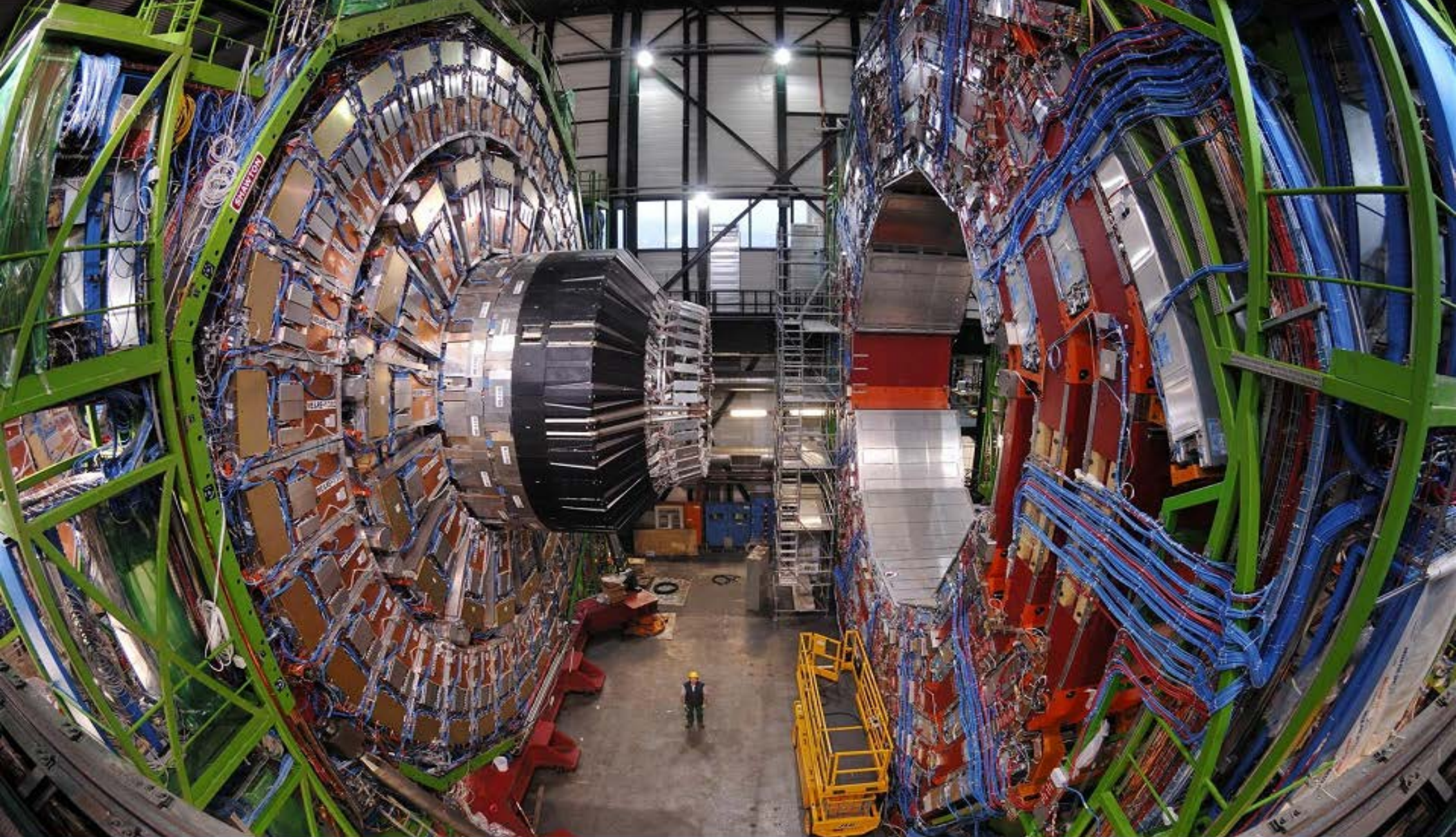
Длина тоннеля – 27 км

Детектор ATLAS

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

CERN AC - ATLAS V1997

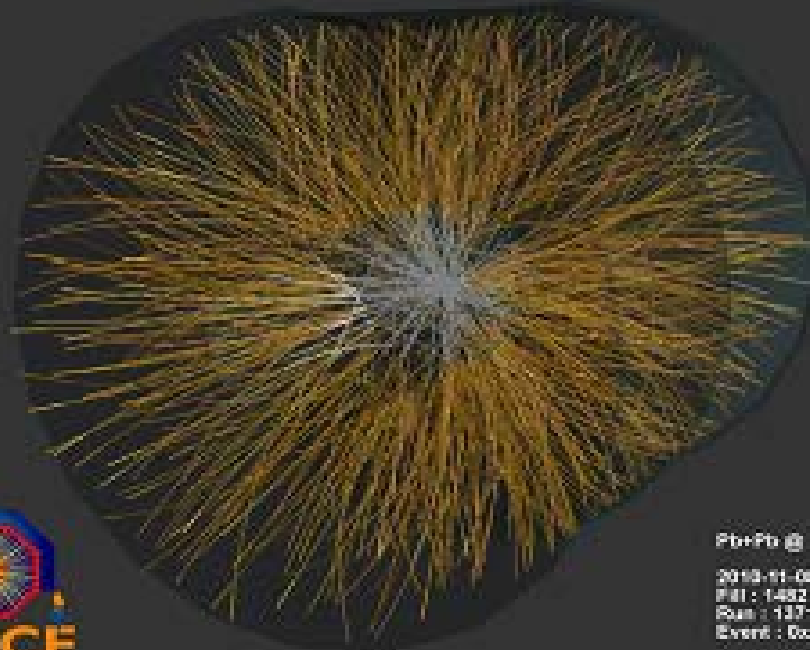
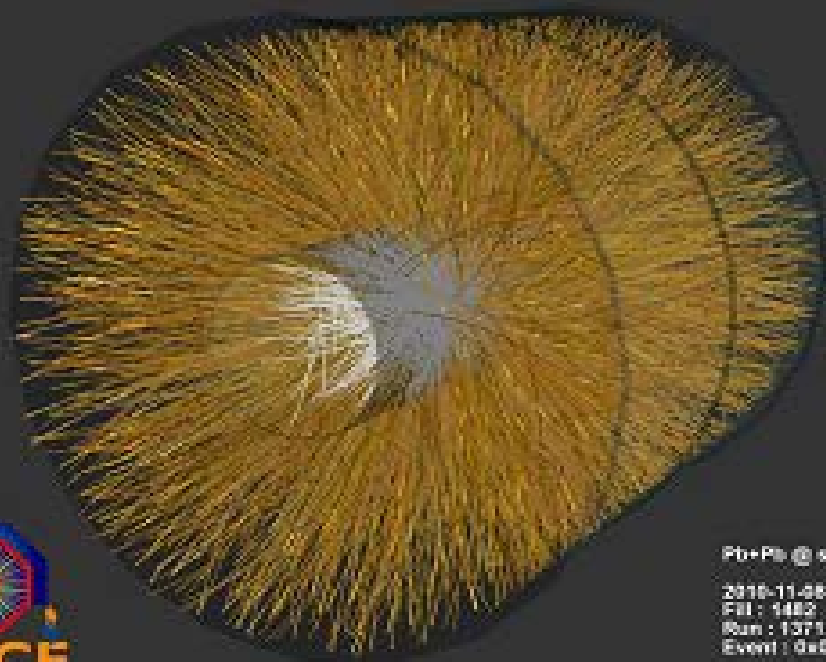




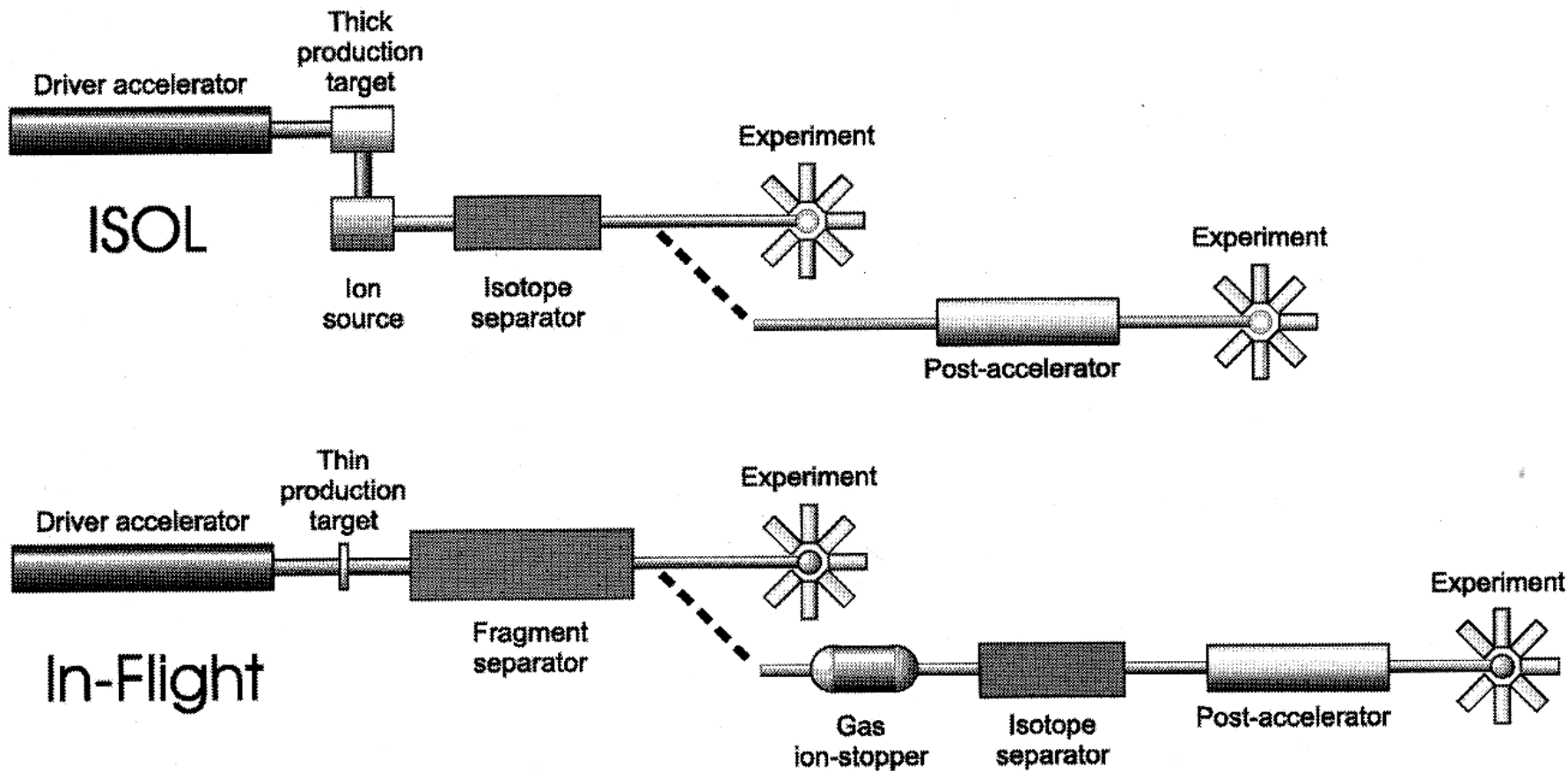
CMS

Courtesy CMS/CERN

Столкновения ионов свинца Pb + Pb



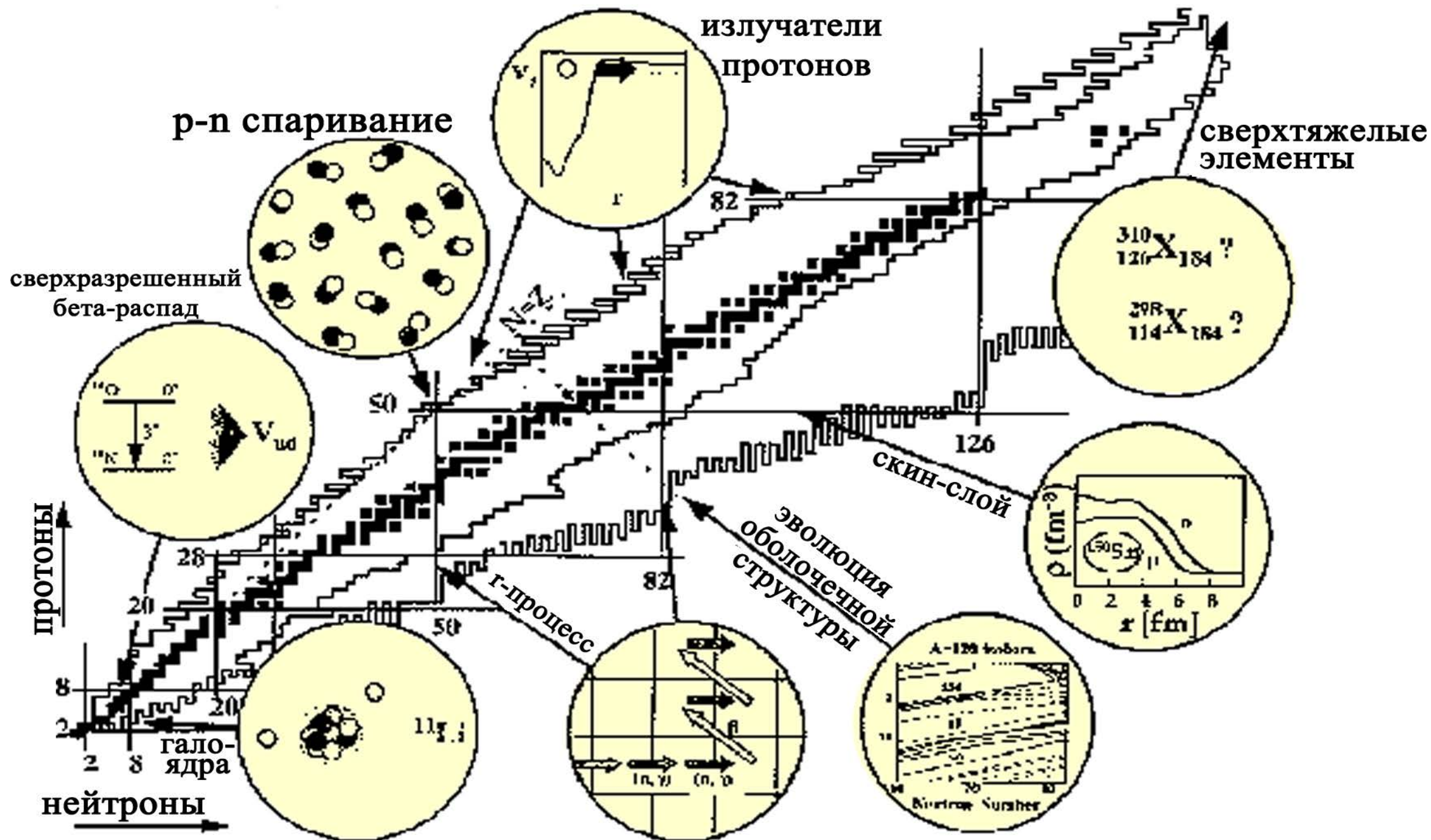
Пучки радиоактивных ядер



Используется два основных метода получения пучков радиоактивных ядер.

- **Метод ISOL** (Isotope Separation On Line).
- **Метод In-Flight** (метод фрагментации ускоренных ионов на мишени).

Основные направления исследований с помощью радиоактивных пучков



Выводы

1. Энергия реакции $Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$

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

3. Сечение реакции σ определяет эффективный размер ядра по отношению к конкретной ядерной реакции

$$\sigma = \frac{R}{I}$$

R - число реакций в единицу времени отнесенное к одному ядру, I - поток налетающих частиц.

4. Законы сохранения в ядерных реакциях

5. Механизмы ядерных реакций

- образование составного ядра,
- прямые ядерные реакции.

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

7. В ядерных реакциях при столкновении релятивистских ядер изучается образование кварк-глюонной плазмы, характеризующей Вселенную в начальный момент её образования.

8. В ядерных реакциях на пучках радиоактивных ядер изучают свойства ядер, удалённых от полосы β -стабильности.