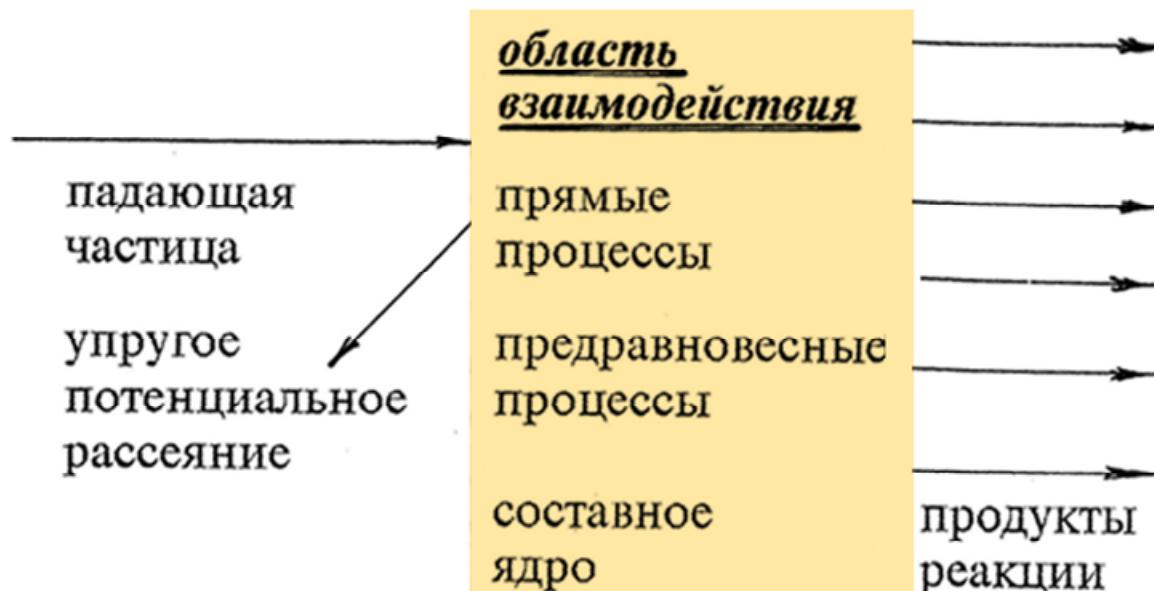


Ядерная физика и Человек

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерные реакции

1919 г. РЕЗЕРФОРД

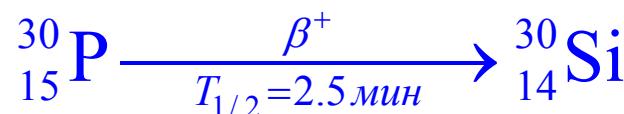
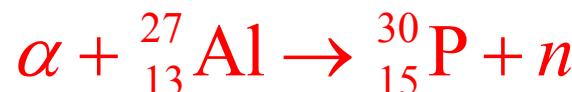


ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

1. Сильные взаимодействия
2. Электромагнитные взаимодействия
3. Слабые взаимодействия

Ядерные реакции

Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер. В ядерных реакциях изучаются механизмы взаимодействия частиц с атомными ядрами, механизмы взаимодействия между атомными ядрами. В результате ядерных реакций получаются новые не встречающиеся в естественных условиях изотопы и химические элементы.



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 а через 1 см^2 поверхности мишени,
- n – число частиц б в 1 см^3 мишени,
- s – площадь мишени в см^2 ,
- l – толщина мишени в см,
- σ – сечение реакции.

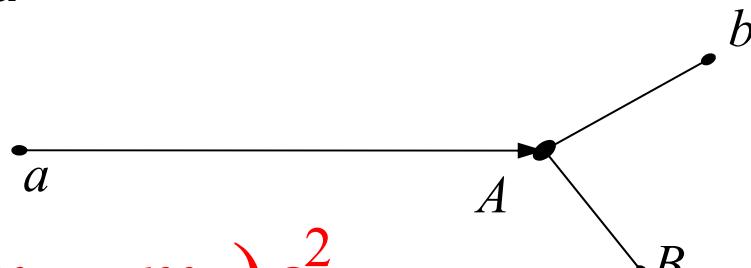
$$\left| \frac{N}{\text{события}} \right| = \left| \frac{j}{\text{число частиц } a} \right| \left| \frac{n}{\text{число частиц } b} \right| \left| \frac{l}{\text{см}} \right| \left| \frac{s}{\text{см}^2} \right| \left| \frac{\sigma}{\text{см}^2} \right|$$

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

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

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

Классификация ядерных реакций

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба используют ядерное время – 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**.

Налетающая частица a передаёт энергию одному-двум нуклонами ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам относятся реакции срыва (d, p), (d, n) и реакции подхвата (p, d), (n, d), реакции фрагментации, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через **составное ядро**. Налетающая частица a и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она концентрируется на одном из нуклонов или нескольких связанных нуклонах, и они покидают ядро. Механизм составного ядра предложен Нильсом Бором в 1936 г.

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 нейtron имеет длину волны λ_n , которая зависит от энергии нейтрона E

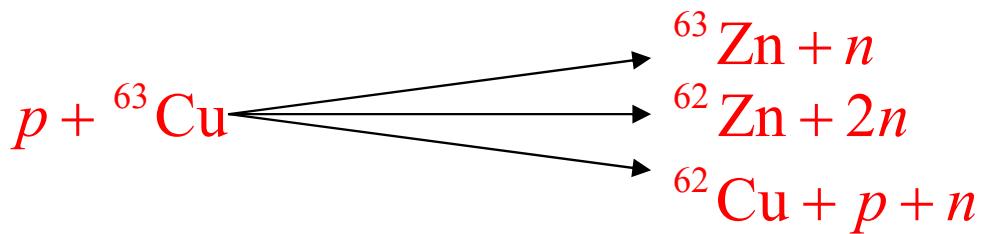
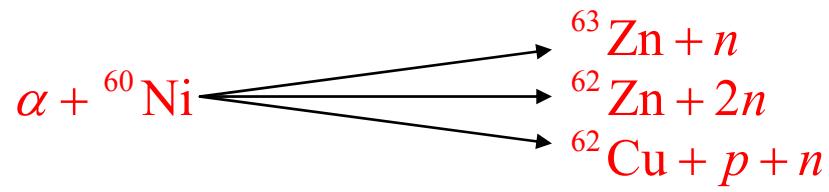
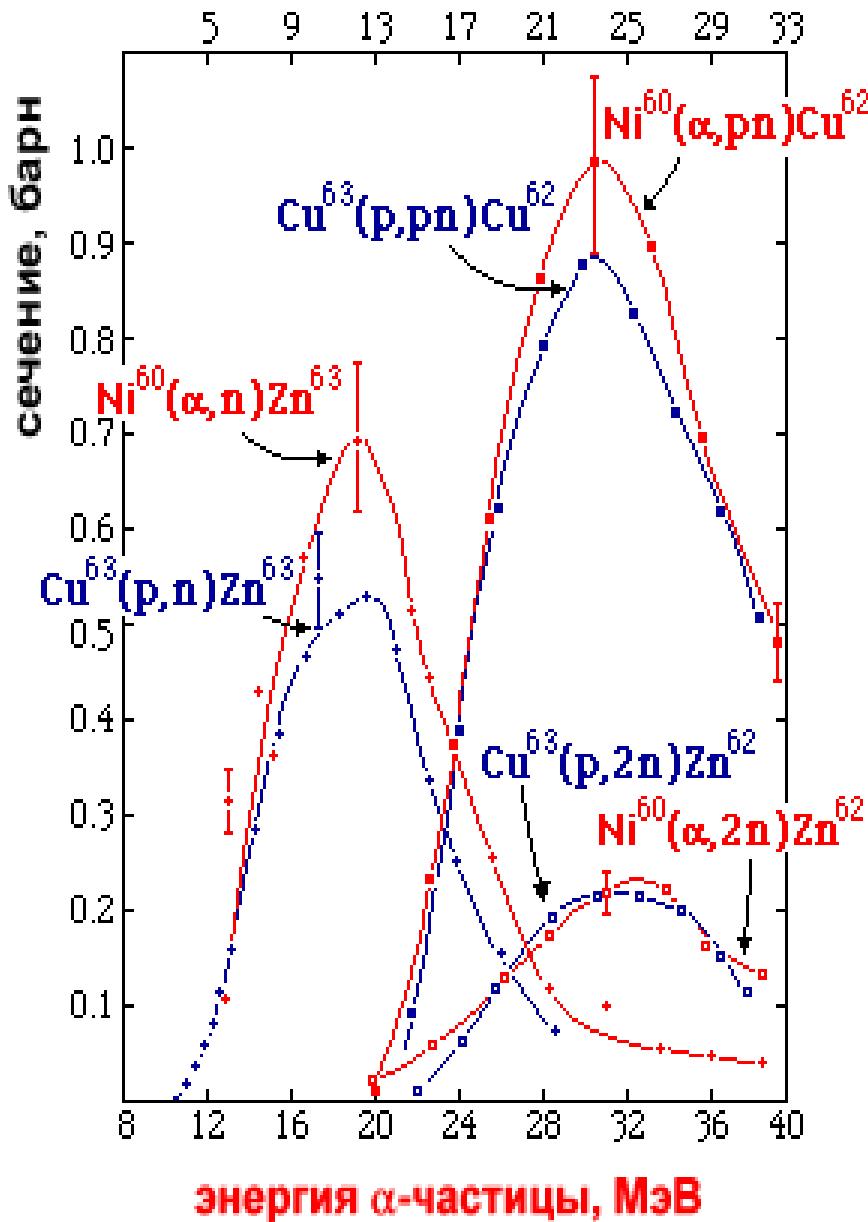
$$\lambda_n(\Phi_M) = \frac{4,5}{\sqrt{E(\text{МэВ})}}$$

Поэтому вместо классического сечения в квантовом случае сечение взаимодействия нейтрона с ядром радиуса R описывается соотношением

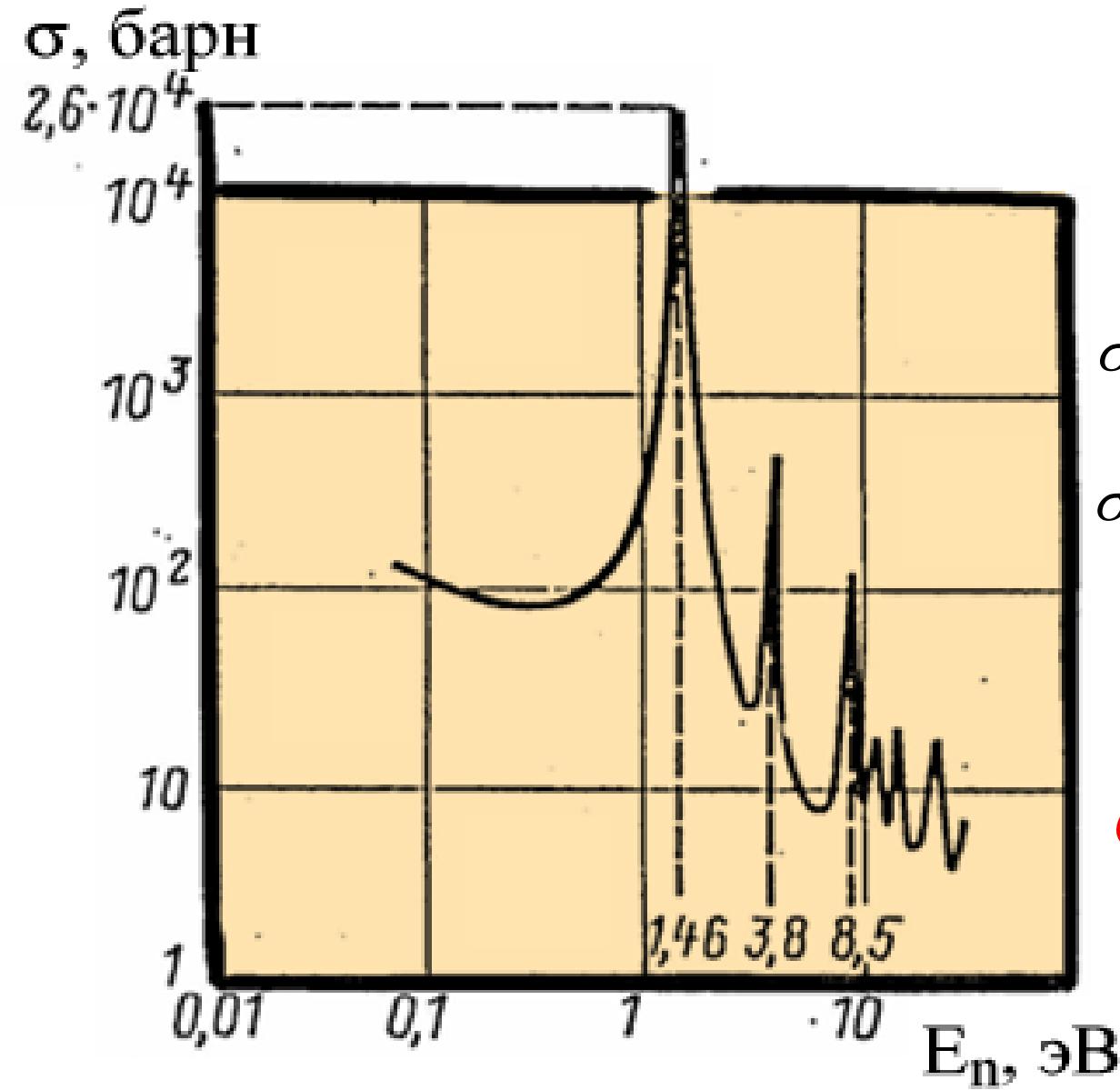
$$\sigma_0 = \sigma_{geom} = \pi(R + \lambda_n)^2$$

Составное ядро ^{64}Zn

энергия протона, МэВ



Тепловые нейтроны ($E \leq 10$ эВ)



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

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

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

Реакции под действием нейтронов



**Enrico Fermi
(1901-1954)**

Нобелевская премия по физике

1938 г. — Э. Ферми

За демонстрацию существования новых радиоактивных элементов, полученных с помощью нейтронного облучения и за открытие реакций, вызванных медленными нейтронами.

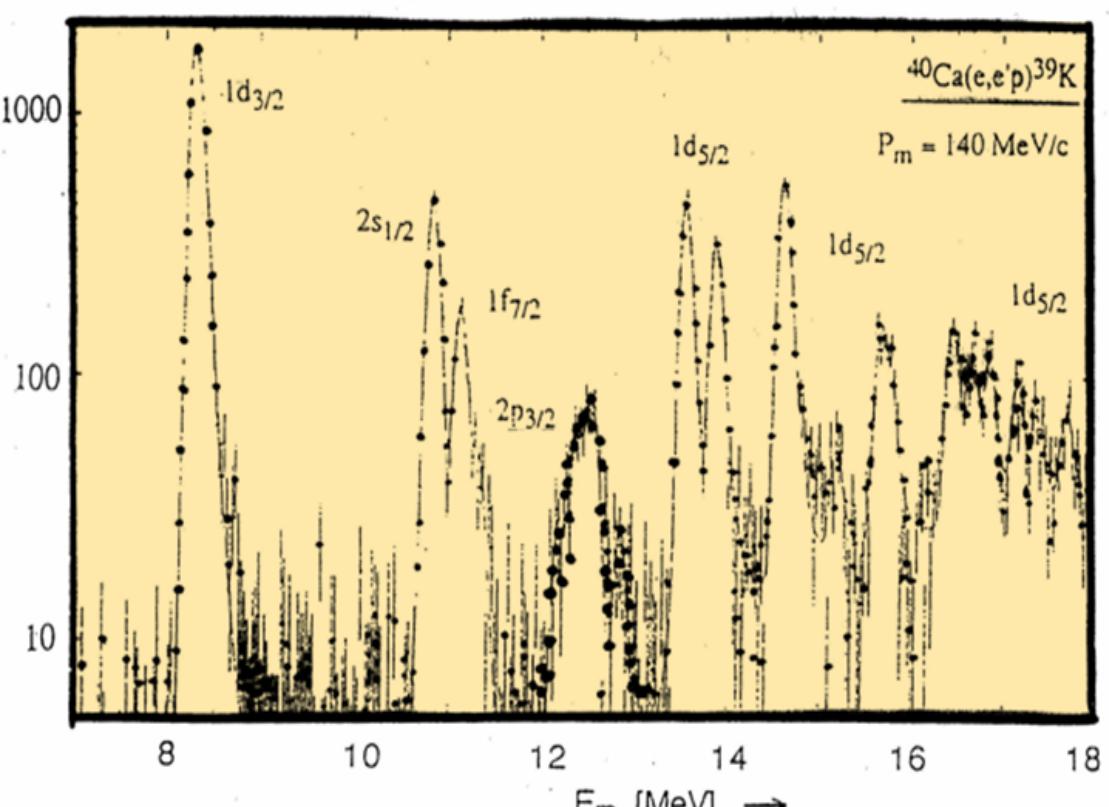
Прямые ядерные реакции срыва и подхвата



ПОДХВАТ

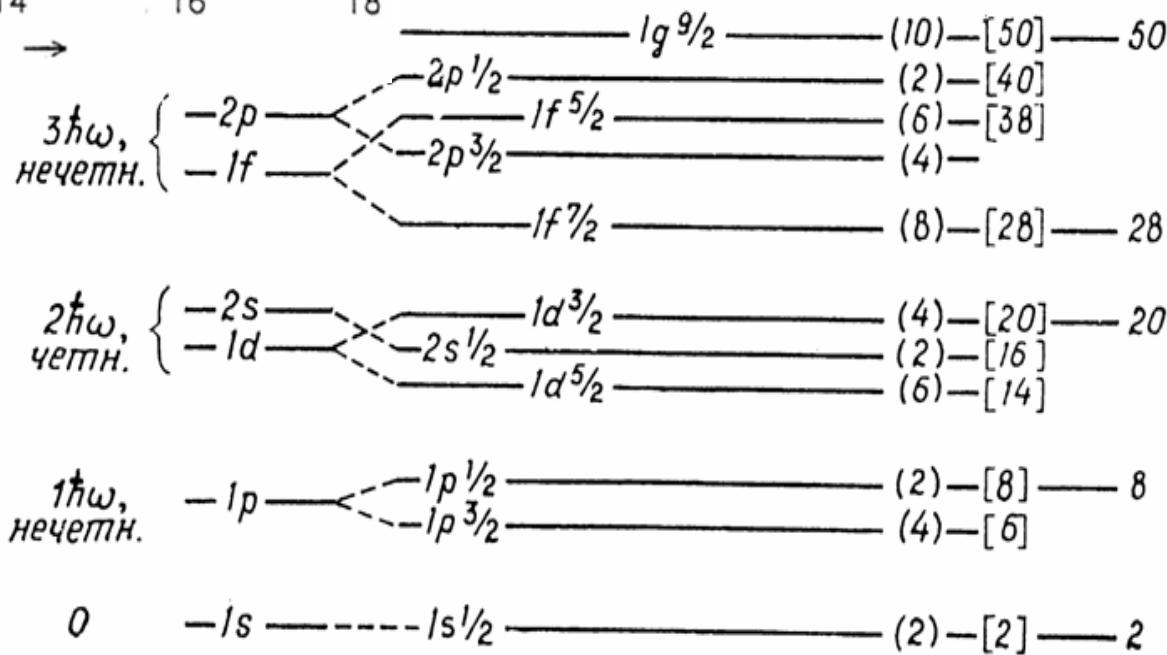


Примером прямых реакций являются реакции срыва и подхвата (d, p), (d, n), (p, d), ($^3\text{He}, \alpha$), (d, t) и т. д. Эти реакции называют также *реакциями одонуклонной передачи*, так как в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном.

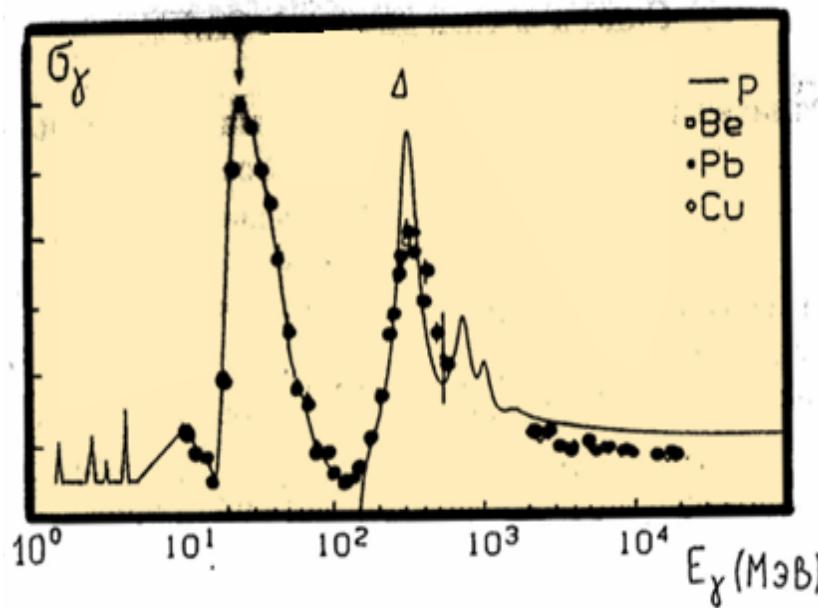


$^{40}\text{Ca}(\text{e},\text{e}'\text{p})^{39}\text{K}$

E_m [MeV] →



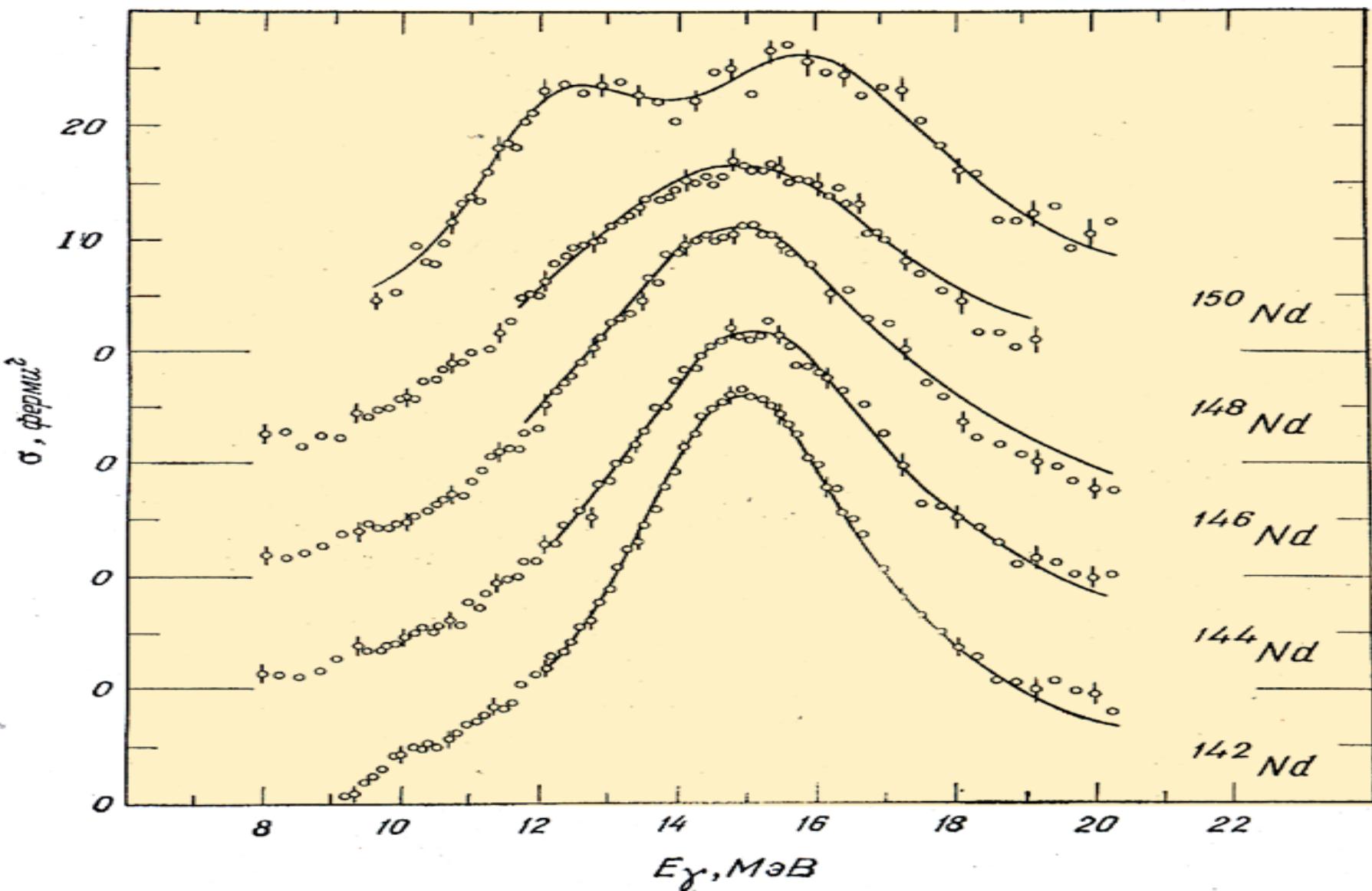
Взаимодействие γ -квантов с атомными ядрами



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.

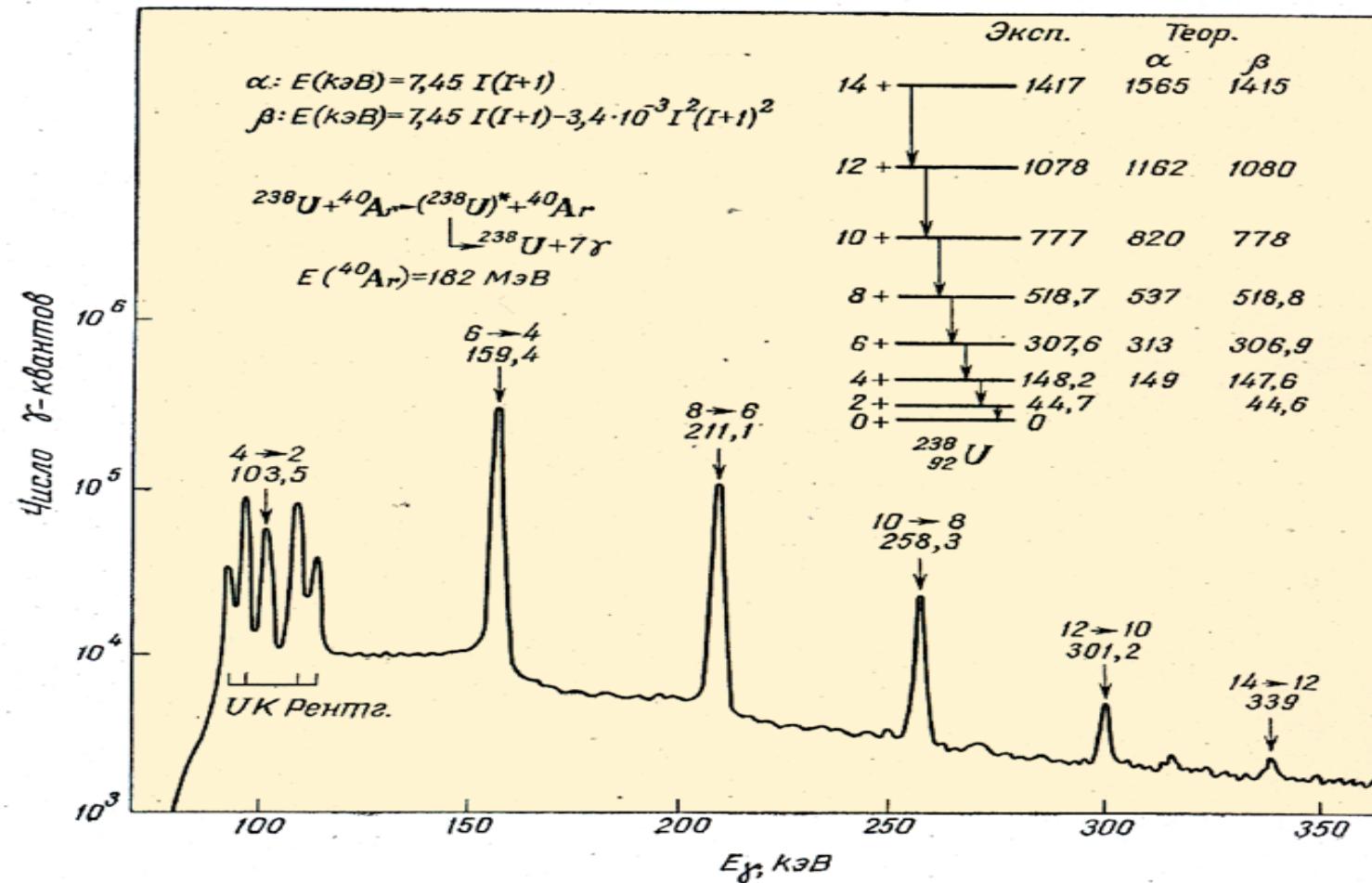
Пример

Взаимодействие γ -квантов с изотопами Nd



Сечения фотопоглощения четно-четных изотопов неодима

Кулоновское возбуждение вращательных состояний атомных ядер



	Эксп.	Теор.	α	β
$14 +$	1417	1565	1415	
$12 +$	1078	1162	1080	
$10 +$	777	820	778	
$8 +$	518,7	537	518,8	
$6 +$	307,6	313	306,9	
$4 +$	148,2	149	147,6	
$2 +$	44,7	0	44,6	
$0 +$				
$^{238}_{\text{U}}$				



Формула Резерфорда

Рассеяние точечной заряженной частицы на точечном объекте

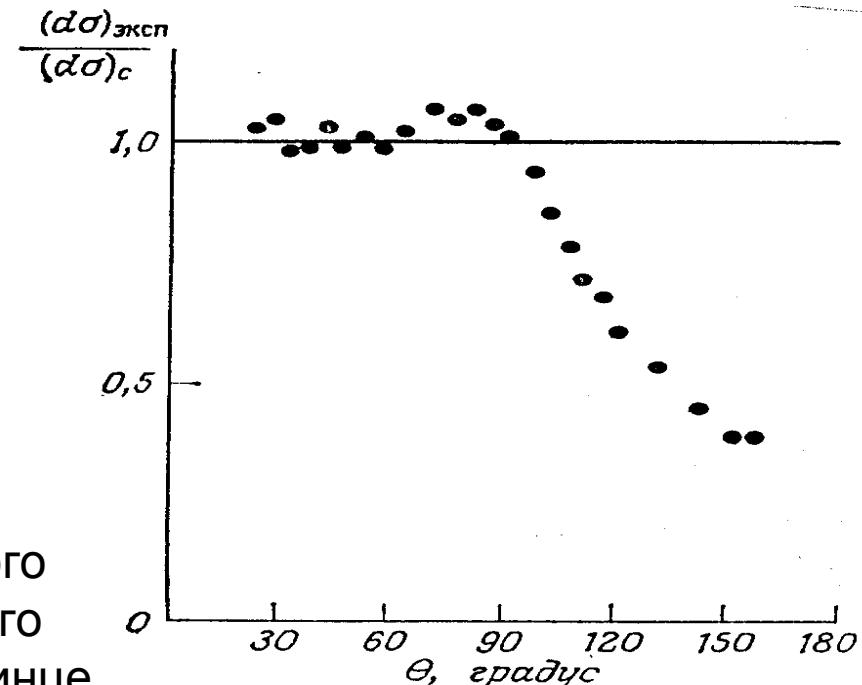
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

z_1 - заряд налетающей частицы,

z_2 - заряд рассеивающей частицы,

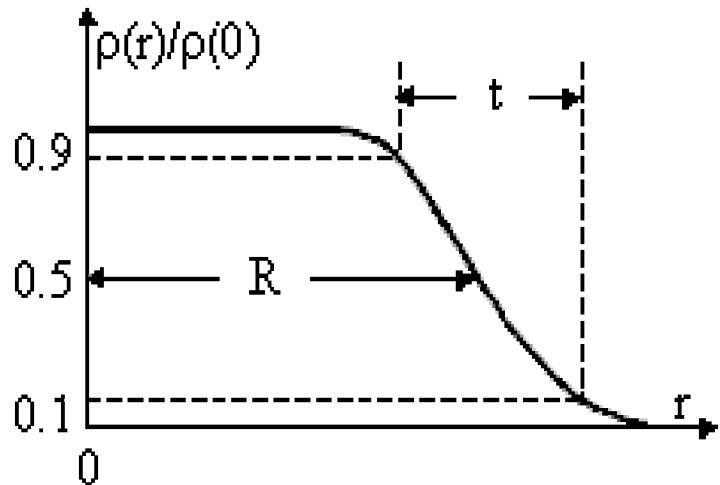
E - энергия налетающей частицы,

θ - угол рассеяния налетающей частицы.



Зависимость отношения измеренного
эффективного сечения к сечению кулоновского
рассеяния от угла рассеяния в случае упругого
рассеяния α -частиц с энергией 22 МэВ на свинце

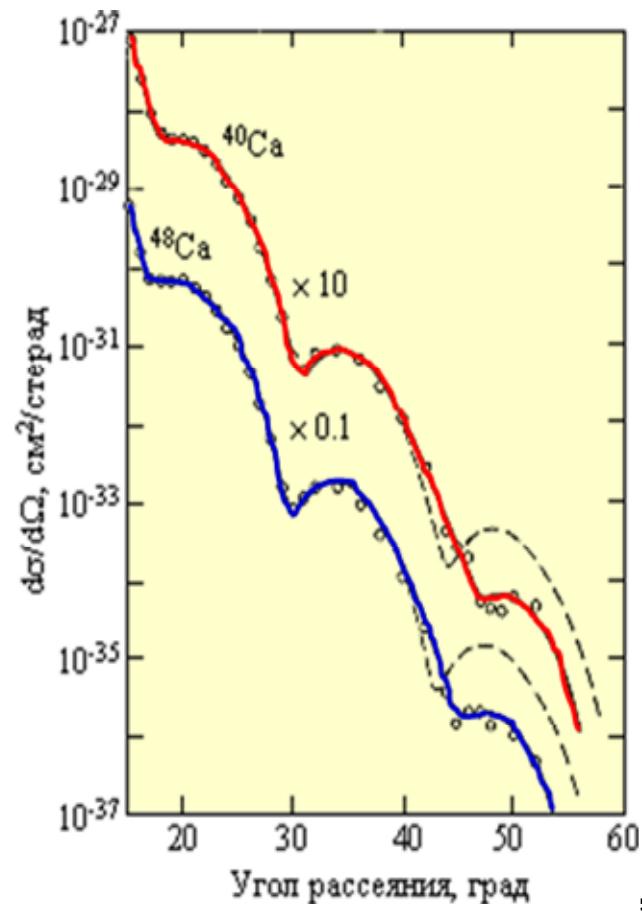
Размер ядра



$$R = 1.2A^{1/3}$$

$$t = 2.5 \text{ fm}$$

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



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 $0.1 \rho_0$).

$$t = 4.4a.$$

Размеры протона и нейтрона

Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

$$\langle r^2_E \rangle^{1/2}_p = (0.86 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r^2_M \rangle^{1/2}_p = (0.86 \pm 0.06) \text{ Фм}.$$

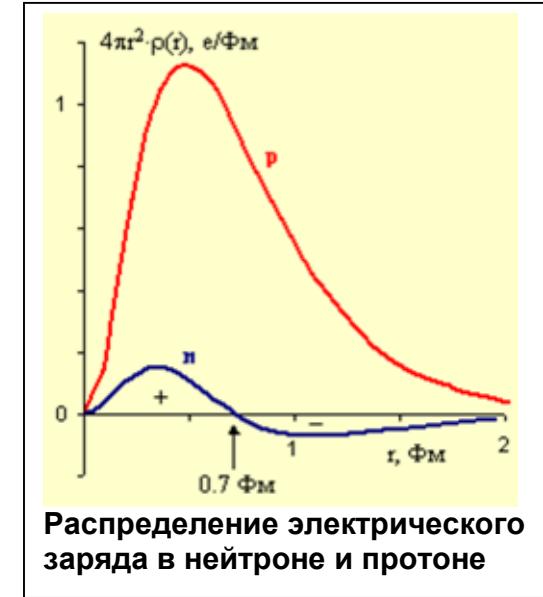
Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

$$\langle r^2_E \rangle^{1/2}_n = (0.10 \pm 0.01) \text{ Фм}. \quad \langle r^2_M \rangle^{1/2}_n = (0.89 \pm 0.07) \text{ Фм}.$$

- Размер протона ~ 0.8 Фм. Размер нейтрона приблизительно такой же.
- Протон лишен четкой границы. Плотность заряда в протоне плавно убывает по закону
 $\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a)$, где $\rho(0) = 3 \text{ е/Фм}^3$, $a = 0.23 \text{ Фм}$.
- Среднее от квадрата радиуса протона

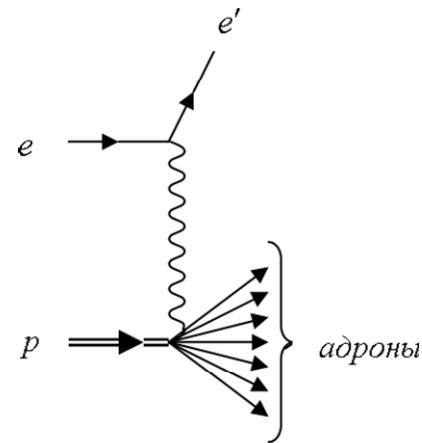
$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0,62 \text{ Фм}^2.$$

- Отличие величины $\langle r^2_E \rangle^{1/2}_n$ от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.
- В нейтроне центральная часть ($r < 0.7$ Фм) заряжена положительно, периферийная часть — отрицательно.
- Распределения магнитных моментов протона и нейтрона совпадают.



Данные о структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. По современным представлениям он состоит из夸ков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия — глюонами.

Глубоконеупругое рассеяние электрона на протоне



Для анализа глубоко неупругого процесса удобно использовать введенную Дж. Бьёркеном Лоренц-инвариантную безразмерную переменную

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2Mv}.$$

Поскольку x безразмерна, то на неё не влияют масштабы образующих её величин (импульса, энергии, массы). **Переменную X называют бьёркеновской масштабной переменной.**

Величина x является мерой неупругости процесса.

Для упругого рассеяния $W = M$

$$2Mv - Q^2 = 0, \quad \text{что даёт } x = 1.$$

Для неупругого рассеяния $W > M$

$$2Mv - Q^2 > 0, \quad \text{что даёт } 0 < x < 1.$$

Используя бьёркеновскую переменную x , две имеющие размерность структурные функции $W_1(Q^2, v)$ и $W_2(Q^2, v)$ заменяют на две безразмерные структурные функции:

$$F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, v)$$

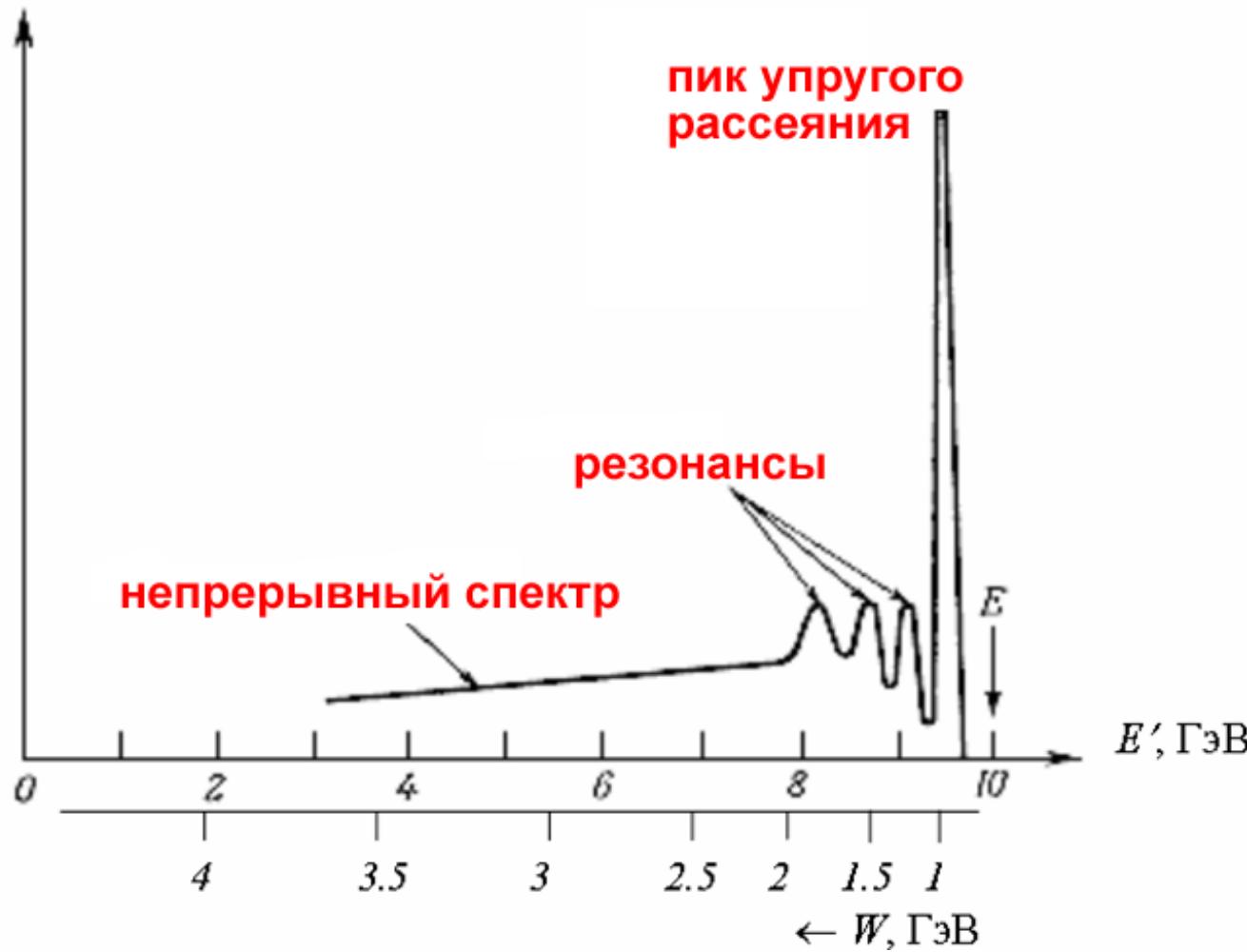
$$F_2(x, Q^2) = v \cdot W_2(Q^2, v)$$

Извлеченные из экспериментальных сечений электрон-нуклонного рассеяния в области непрерывного спектра $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ при фиксированном x либо очень слабо зависят от Q^2 , либо при больших x не зависят от Q^2 . Независимость структурных функций от Q^2 означает, что рассеяние электронов происходит на точечном заряде. Так как нуклоны – протяженные объекты, то это означает, что

нуклоны состоят из точечноподобных конституэнтов

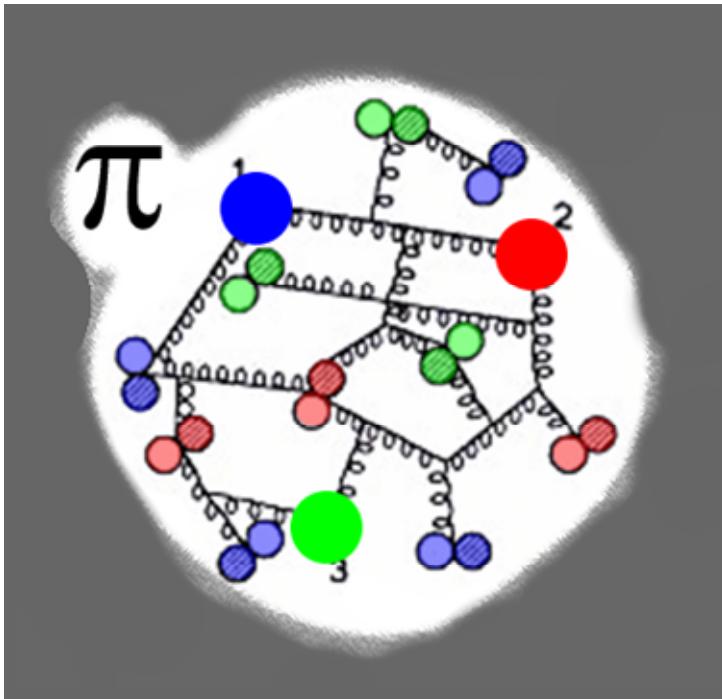
Глубоконеупругое рассеяние электрона на протоне

$N(E')$



Схематический спектр электронов
с энергией $E \approx 10 \text{ ГэВ}$,
рассеянных на нуклоне

Структура протона

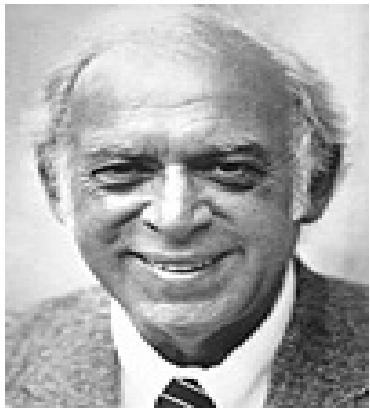


В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино были определены заряды и спины партонов внутри нуклона.

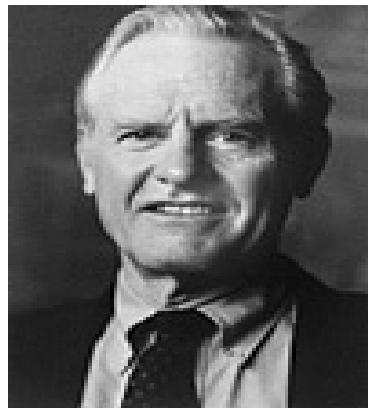
1. Внутри нуклона обнаружены точечноподобные объекты – партоны, в которых сосредоточена вся масса нуклона. Размер партонов $< 10^{-17}$ см.
2. Заряженные партоны имеют характеристики夸ков – их спин $1/2$, а заряды в единицах e либо $+2/3$, либо $-1/3$.
3. Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутренней энергии нуклона.

Результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных夸ков, виртуальных морских夸ков-анти夸ков и глюонов.

Глубоконеупругое рассеяние электронов на нуклоне



Jerome I. Friedman
р. 1930



Henry W. Kendall
(1926-1999)



Richard E. Taylor
р. 1929

Нобелевская премия по физике

1990 г. — Дж. Фридман, Г. Кендалл и Р. Тейлор

За пионерские исследования глубоконеупрого
рассеяния электронов на протонах и связанных
нейтронах, существенно важных для разработки
кварковой модели в физике частиц.

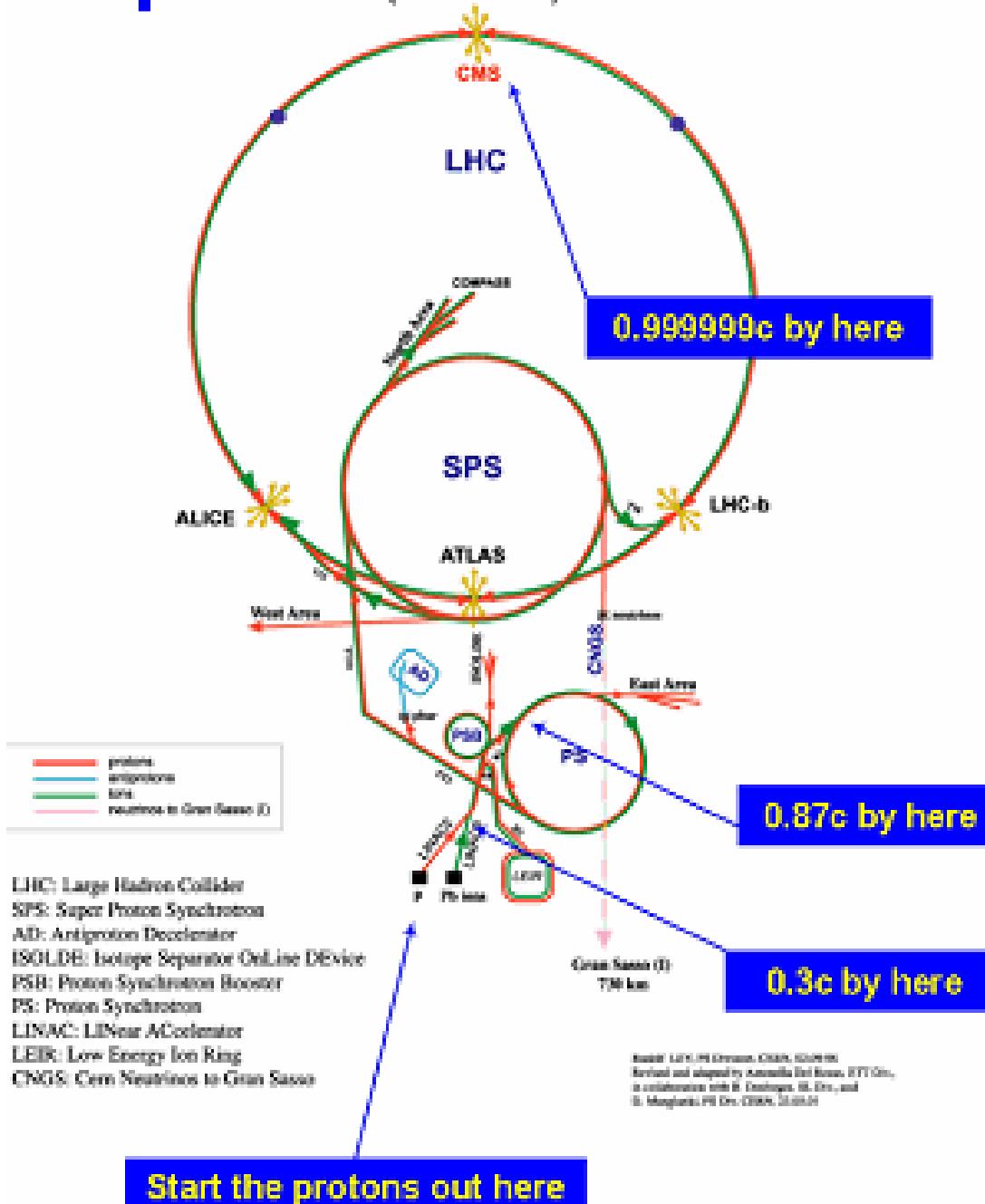
Столкновения релятивистских ядер

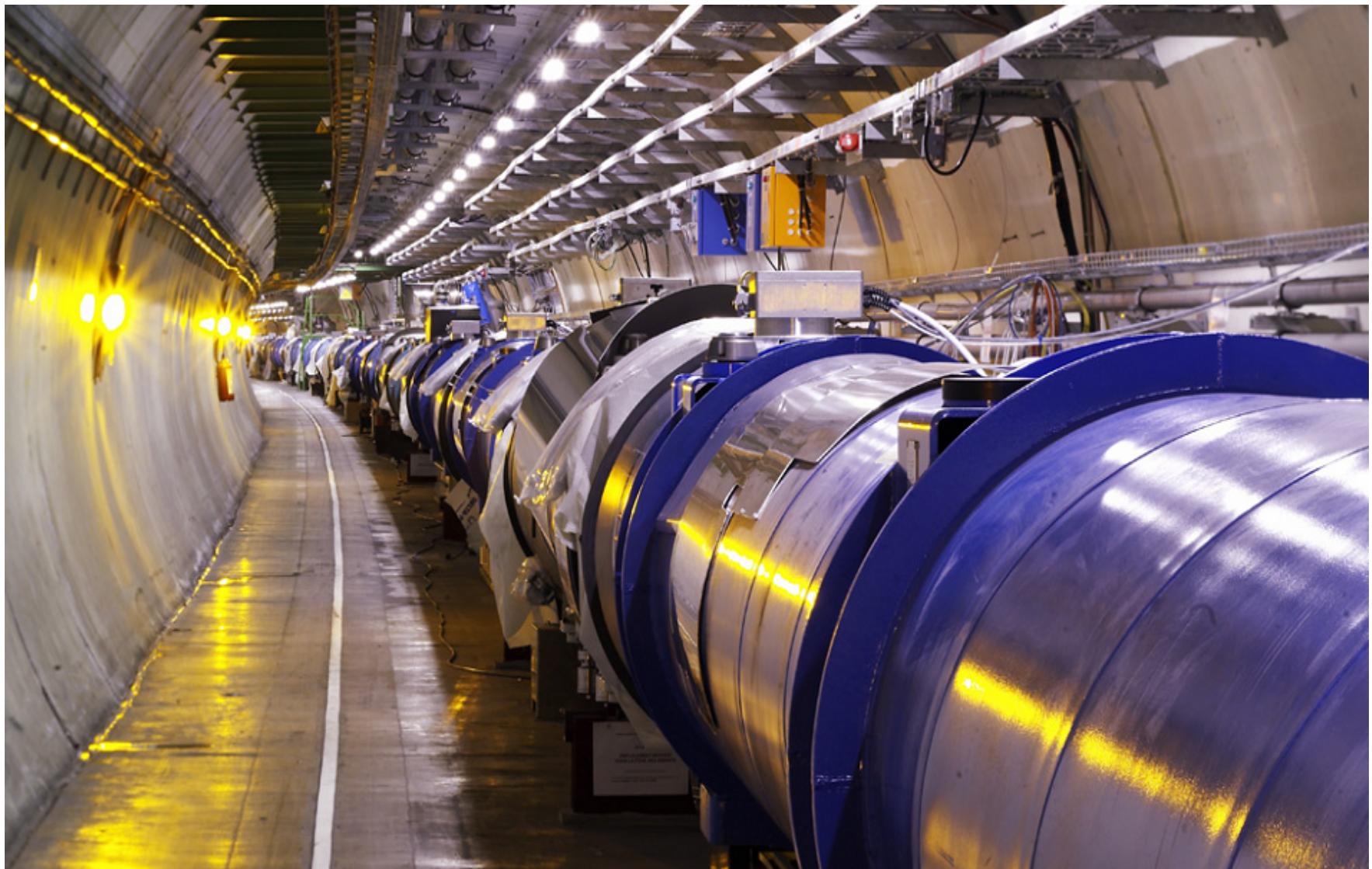
CERN - ЦЕРН

Европейская организация ядерных исследований



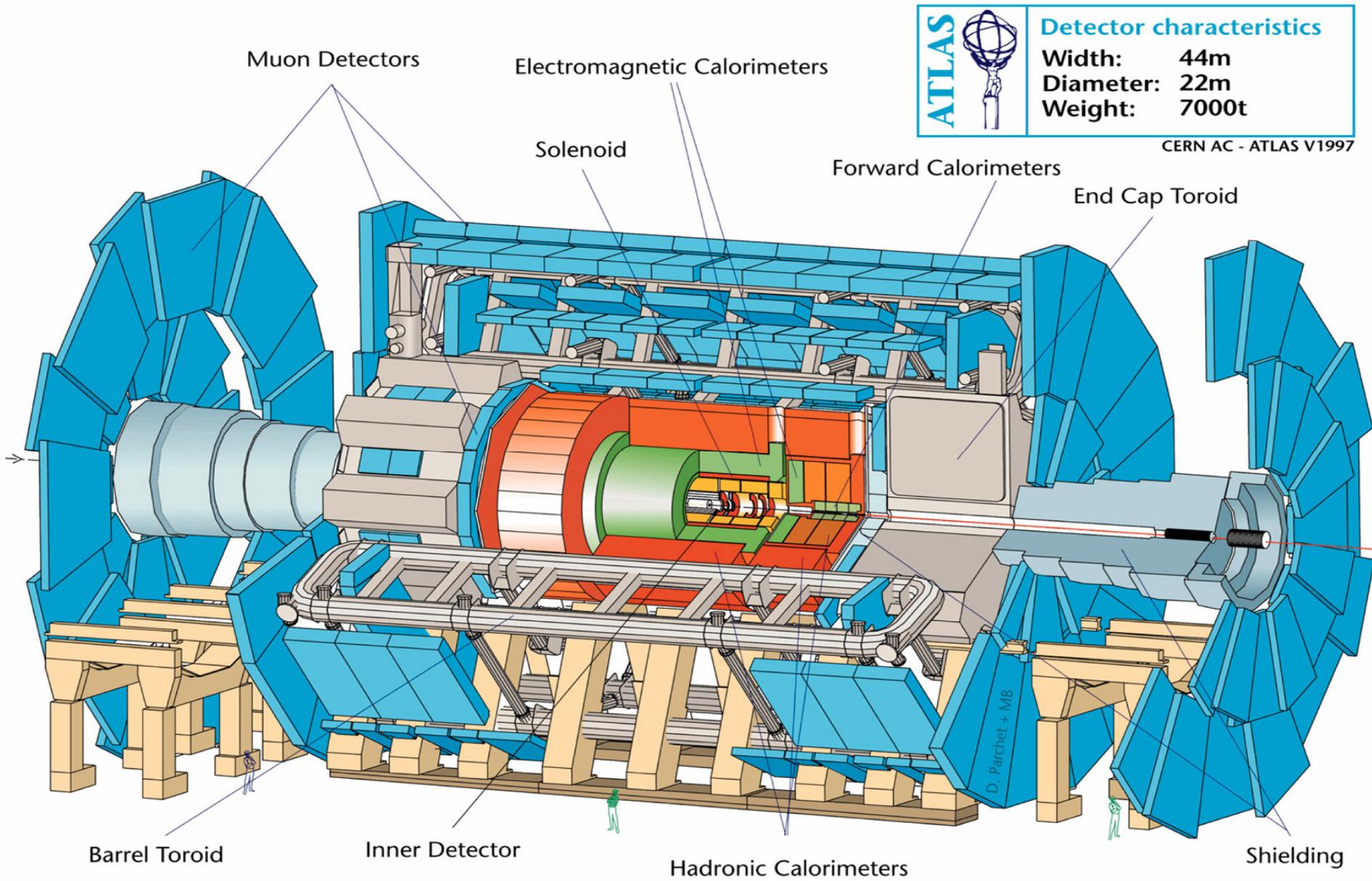
Ускорительный комплекс ЦЕРН





Длина тоннеля – 27 км

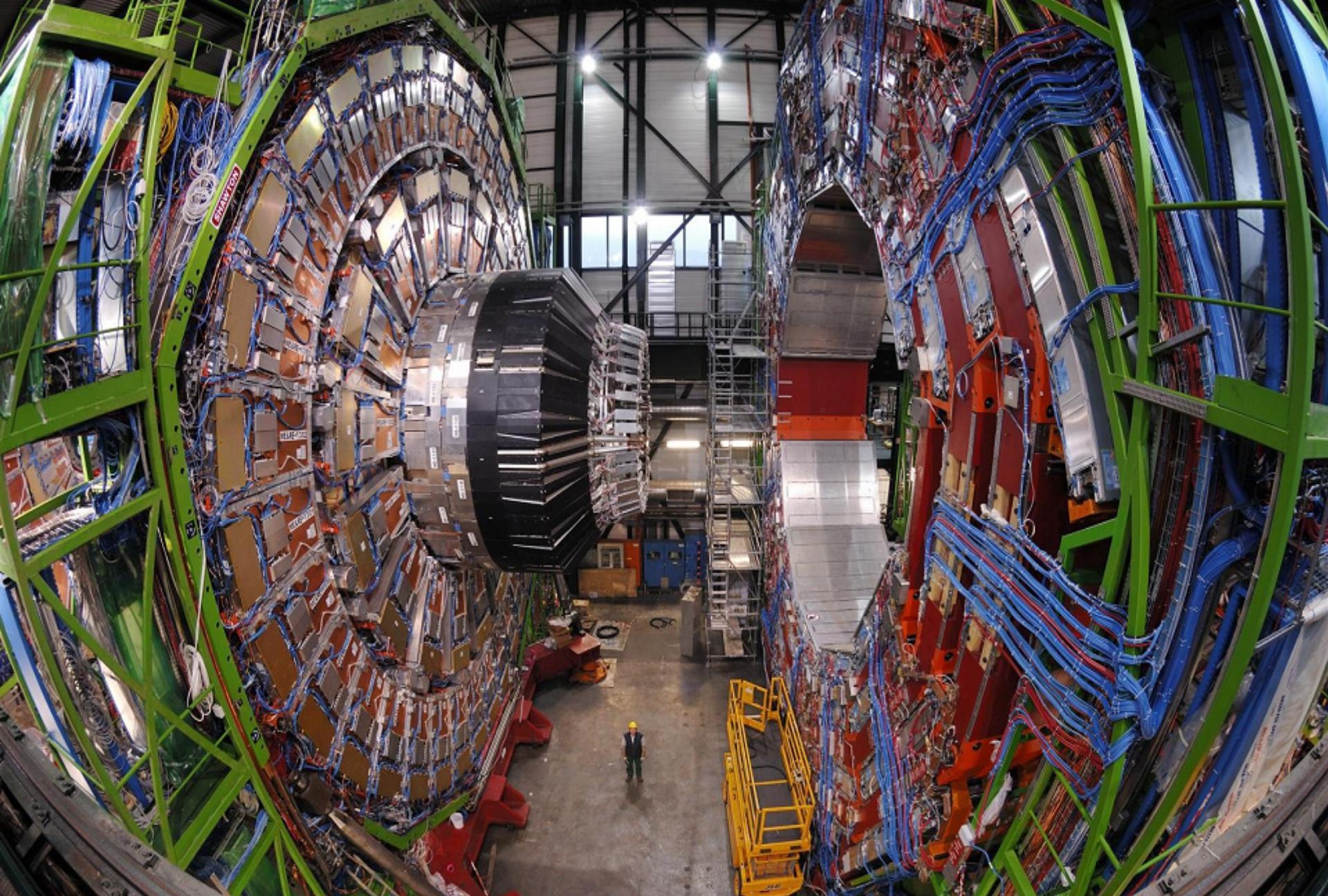
Детектор ATLAS



Detector characteristics

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

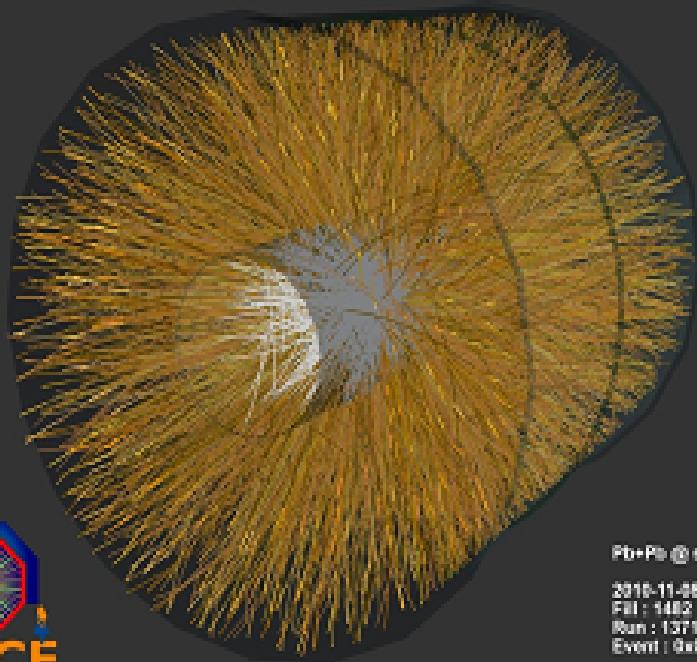
CERN AC - ATLAS V1997



CMS

Courtesy CMS/CERN

Столкновения ионов свинца Pb + Pb

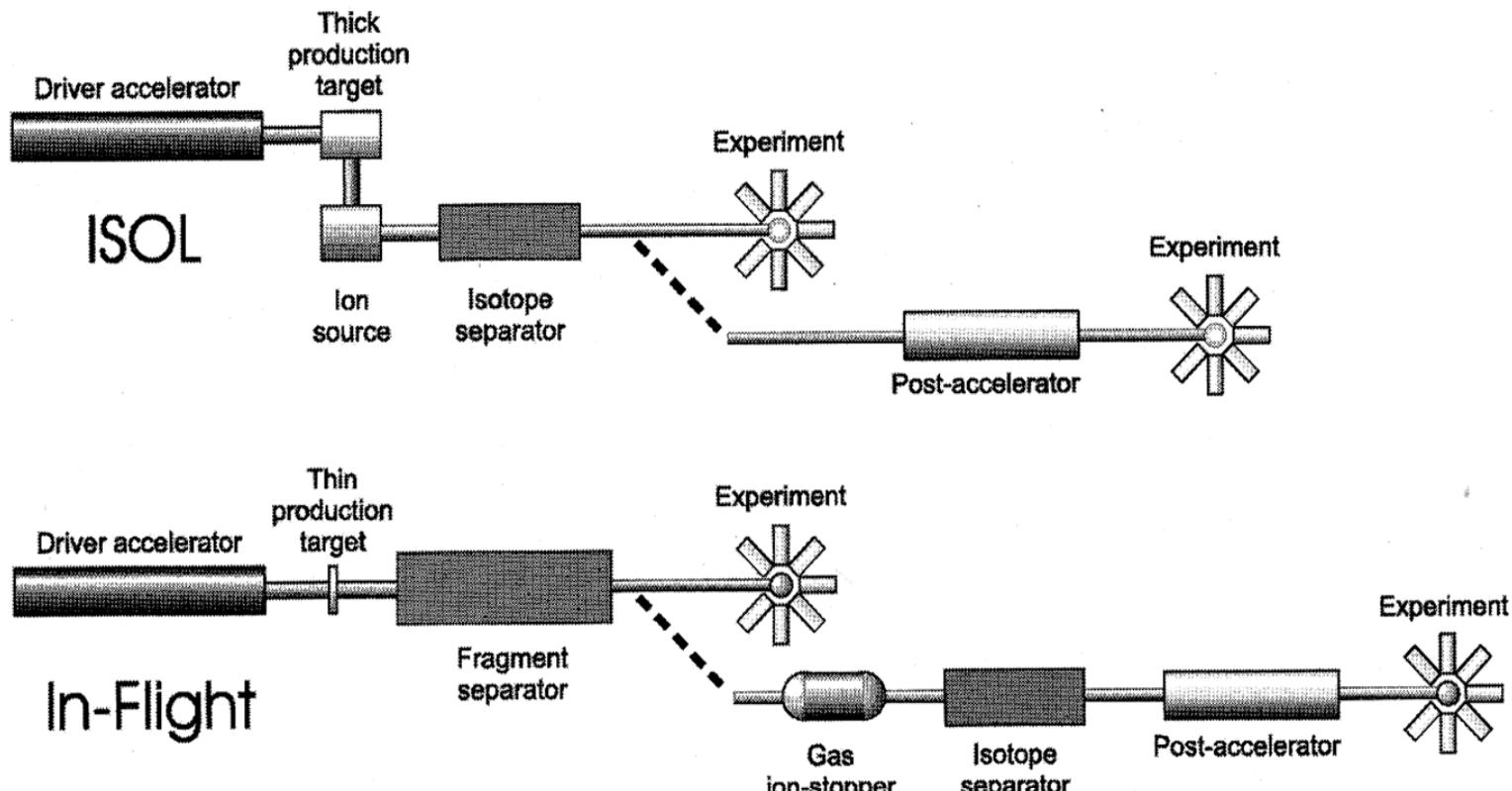


Pb+Pb @ $\sqrt{s} = 2.76$
2015-11-28 11:39:48
Fill : 1482
Run : 137124
Event : 0x0000000004C1653



Pb+Pb @ $\sqrt{s} = 2.76$ ATeV
2015-11-28 11:39:37
Fill : 1482
Run : 137124
Event : 0x0000000004C1653

Пучки радиоактивных ядер



Используется два основных метода получения пучков радиоактивных ядер.

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

Основные направления исследований с помощью радиоактивных

