



**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 №9

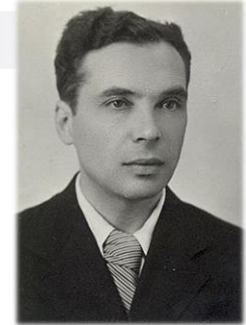
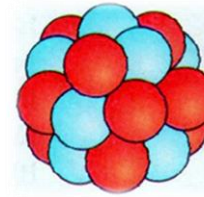
**Ядерные силы в нуклон-нуклонных
взаимодействиях**

Лекция №9

Ядерные силы в нуклон-нуклонных взаимодействиях

- 1. Введение**
- 2. Методы изучения ядерных сил**
- 3. Дейтрон**
- 4. Рассеяние нуклон-нуклон при низких энергиях**
- 5. Рассеяние нуклон-нуклон при высоких энергиях**
- 6. Обменный характер ядерных сил**
- 7. Изотопическая инвариантность**
- 8. Структура нуклонов**
- 9. Свойства ядерных сил**

1. Введение



Д.Д. Иваненко
(1904-1994)

В 1932 году советский физик Д.Д. Иваненко и независимо В.Гейзенберг предложили **протон-нейтронную** модель ядра.

*Iwanenko, D.D. The neutron hypothesis, **Nature**, 129(1932)798.*

Согласно этой модели, атомное ядро состоит из нуклонов - протонов и нейтронов.

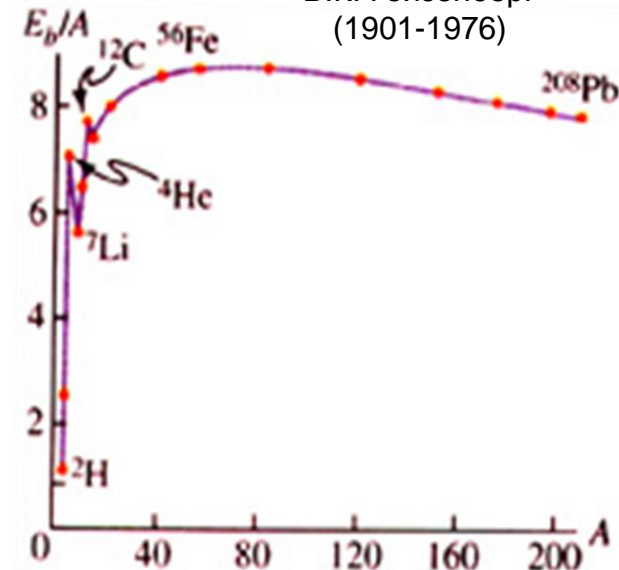
Атомное массовое число **A** определяет общее число нуклонов в ядре. Число протонов равно зарядовому числу **Z**, число нейтронов **N=A-Z**.

Нуклоны в ядре удерживает **сильное взаимодействие**, которое

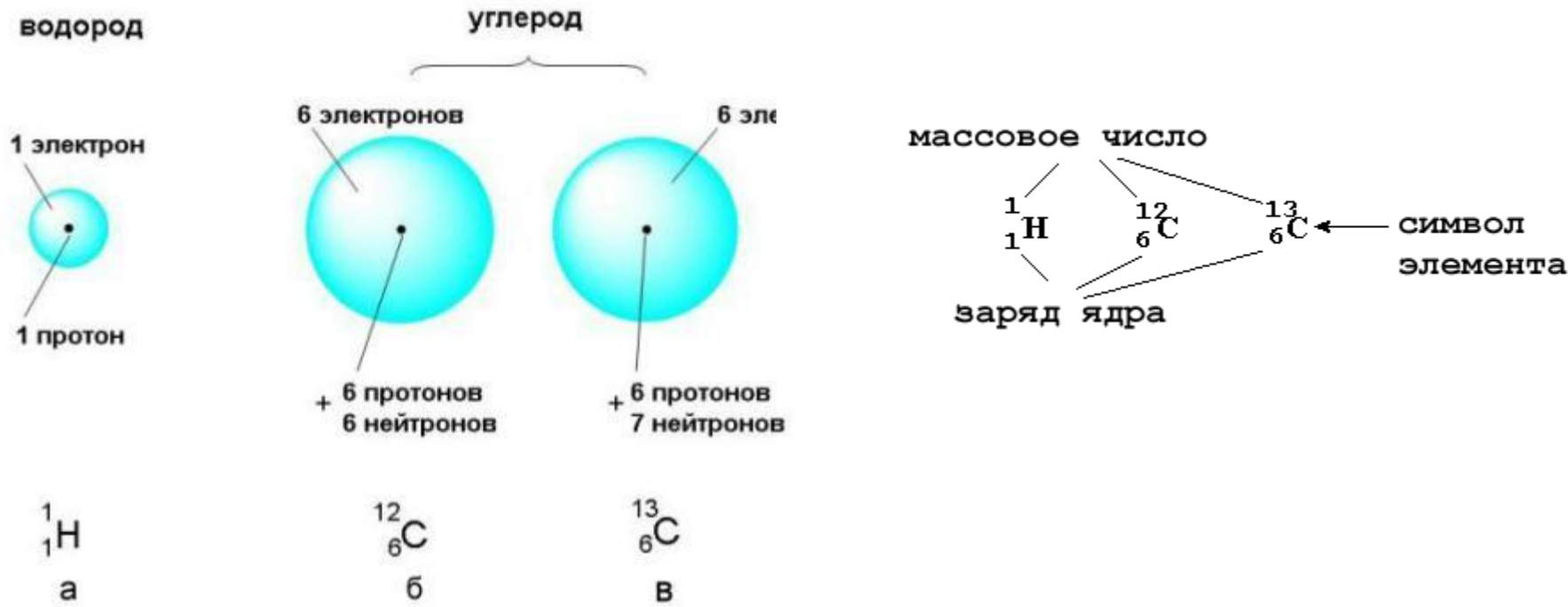
- зарядово независимо (одинаково для протонов и нейтронов)
- короткодействующее ($\sim 2 \cdot 10^{-15}$ м = 2 Фм);
- насыщается в пределах ядра (удерживает друг возле друга ограниченное число нуклонов).



В.К. Гейзенберг
(1901-1976)

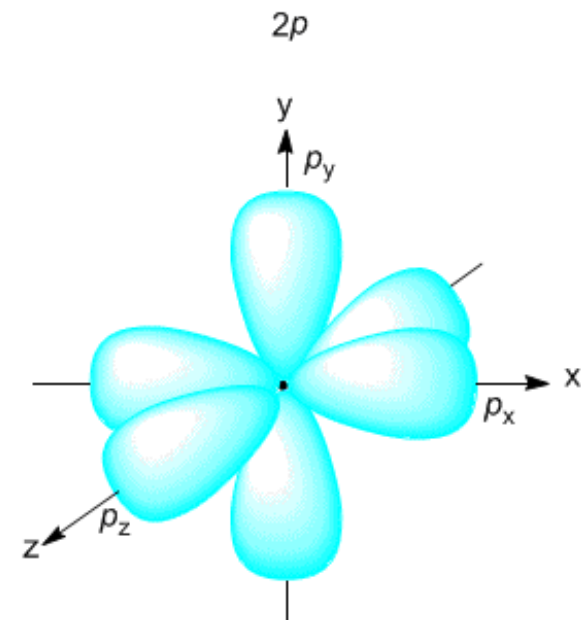
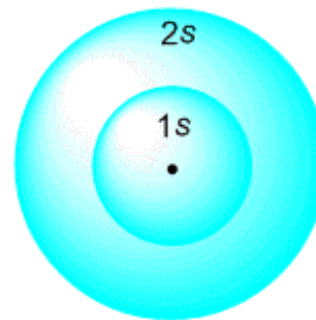
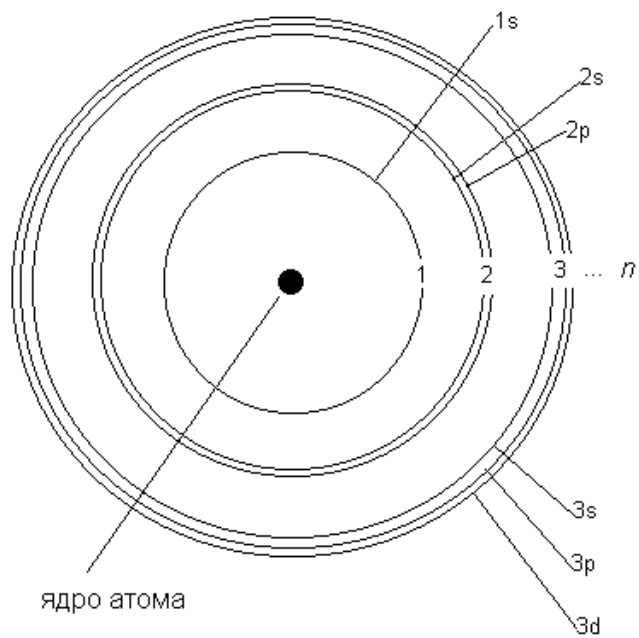


Атомы состоят из положительно заряженного ядра и электронного облака, которое и определяет химические свойства атома.



Нейтральные атомы с одинаковым зарядом ядра имеют одинаковое число электронов и ведут себя в химическом отношении практически одинаково, даже если число нейтронов в ядрах разное. Ядра, содержащие одинаковое число протонов, но различное число нейтронов, рассматриваются как *изотопы* одного *химического элемента*.

ХИМИЧЕСКИМ ЭЛЕМЕНТОМ называется вещество, состоящее из атомов с одинаковым **ЗАРЯДОМ ЯДРА**.



Химические свойства атомов определяются конфигурацией внешних электронных оболочек

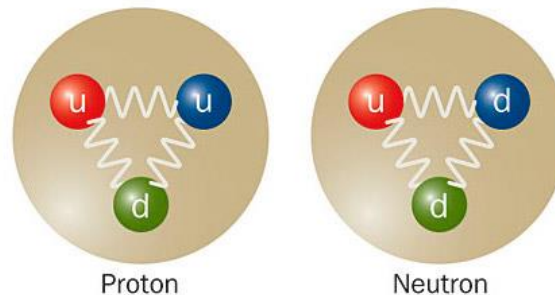
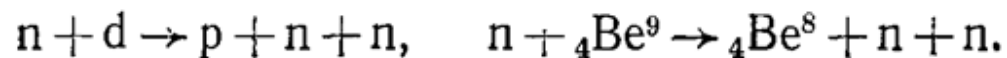
2. Методы изучения ядерных сил

Наиболее естественный способ изучения ядерных сил – исследовать взаимодействие простейших **двухнуклонных** систем:

протон-протон (**$p-p$**), нейтрон-протон (**$n-p$**) и нейтрон-нейтрон (**$n-n$**).

К настоящему времени хорошо изучены системы ($p-p$) и ($n-p$). Система ($n-n$) изучена хуже из-за отсутствия чисто нейтронных мишеней.

При низких энергиях сведения о нейтрон-нейтронном рассеянии можно получить, изучая угловые и энергетические распределения нейтронов в ядерных реакциях с вылетом двух нейтронов. Например,



Рассмотрение взаимодействия нуклон — нуклон принято производить отдельно для низких и высоких энергий. При этом низкими называются энергии примерно до 10—20 МэВ, высокими — энергии в сотни МэВ и выше. Промежуточную область от 20 до 100 МэВ иногда называют областью средних энергий.

Длина волны де Бройля для материальной частицы

$$\lambda = h/p,$$

где $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек = $4.1 \cdot 10^{-15}$ эВ сек — постоянная Планка, а p — импульс частицы.

Для расчёта длины волны де Бройля частицы массы m , имеющей кинетическую энергию E , удобно использовать соотношение

$$\lambda = \frac{\lambda_{\text{КОМПТОН}}}{\left[2E / E_0 + (E / E_0)^2 \right]^{1/2}},$$

где $E_0 = mc^2$ — энергия покоя частицы массой m , $\lambda_{\text{КОМПТОН}} = h/mc$ — комптоновская длина волны частицы, $\lambda_{\text{КОМПТОН}}$ (электрон) = $2.4 \cdot 10^{-12}$ м = 0.024 Å, $\lambda_{\text{КОМПТОН}}$ (протон) = $1.32 \cdot 10^{-15}$ м = 1.32 фм.

При низких энергиях дебройлевская длина волны значительно превышает радиус R действия ядерных сил:

$$\lambda \gg R,$$

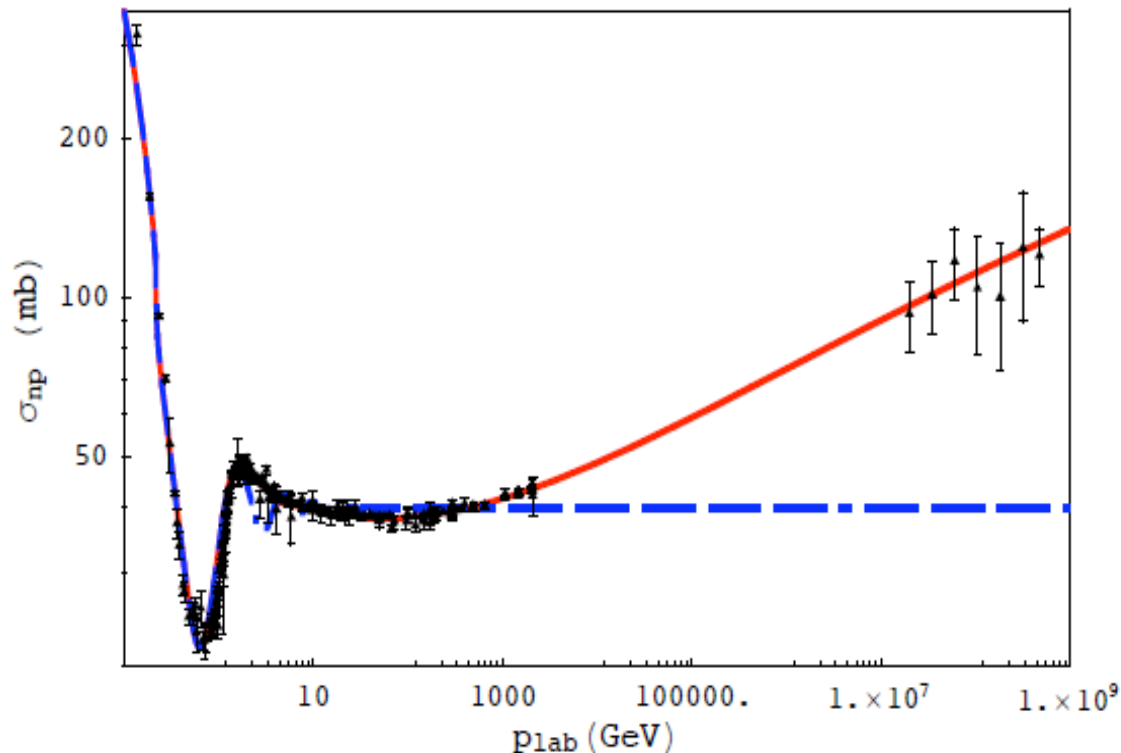
а при высоких, наоборот, много меньше R :

$$\lambda \ll R.$$

Самое простое – смотреть упругое рассеяние, однако

Начиная с порога рождения пионов ($E_{\text{пор}} \approx 140 \text{ МэВ}$), восстановление ядерных сил по данным об упругом рассеянии осложняется неупругими каналами.

В области энергий 2-3 ГэВ полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия выходит примерно на константу и носит дифракционный характер, нуклоны ведут себя как «черные шары», *понятие «ядерные силы» теряет физический смысл, т.к. дебройлевская длина волны становится много меньше размера нуклона*



3. Дейтрон

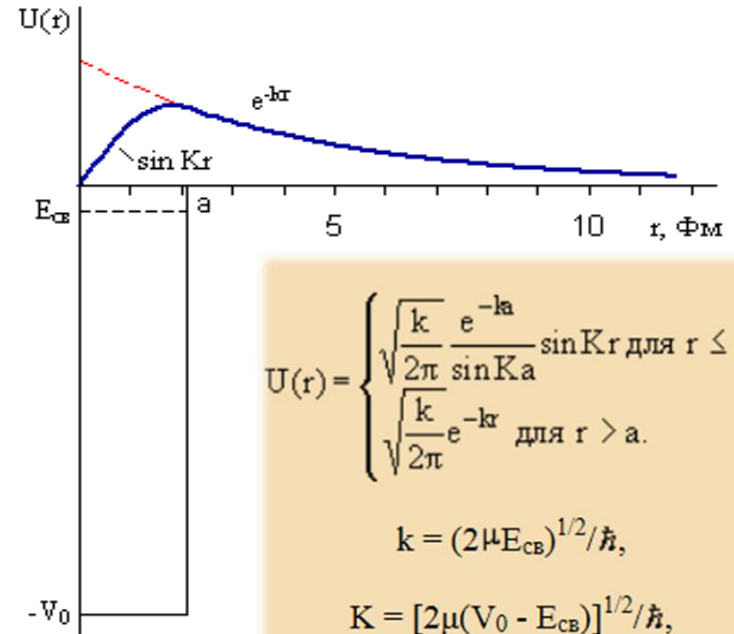
В системах $n-n$, $p-p$ связанных состояний нет. Изучая свойства этой простейшей ядерной системы, можно подобрать потенциал, описывающий свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Дейтрон - ядро, состоящее из

одного протона и одного нейтрона: $p - n$.

Характеристики дейтрона

Масса	1875.6 МэВ/c ²
Энергия связи	2.224 МэВ
Спин	1
Четность	+
Магнитный момент	0.85742 μ _N
Электрический квадрупольный момент	0.282 ФМ ²



Волновая функция дейтрона $\psi(r)$ имеет вид

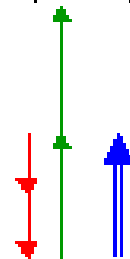
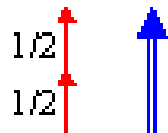
$$\psi(r) = U(r)/r$$

Спин и четность дейтрона 1⁺
 спины параллельны.

Связанного состояния со спином 0 нет!

S = 1, L = 0, J = 1

S = 1, L = 2, J = 1



$$J = |\vec{L} + \vec{S}| = 0 + 1 = 1$$

$$J = |\vec{L} + \vec{S}| = 2 - 1 = 1$$

Особенности дейтрона:

1. Аномально малая энергия связи («*рыхлость*»)
2. Отсутствие возбужденных состояний
3. Спин 1
4. Магнитный момент отличается от простой суммы
нецентральные ядерные силы \longrightarrow основное состояние – суперпозиция S ($l=0$) и 4% D ($l=1$) состояний

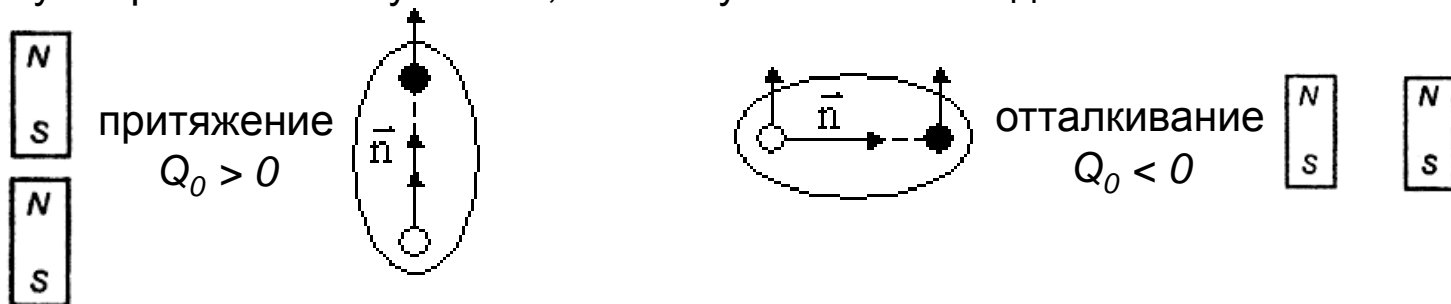
Используется для получения пучков нейтронов высоких энергий

Наличие примеси D-состояния и квадрупольного момента у дейтрона свидетельствуют о нецентральном характере ядерных сил.

Такие силы называются **тензорными**.

Они зависят от величины проекций спинов s_1 и s_2 , нуклонов на направление единичного вектора, направленного от одного нуклона дейтрона к другому.

Положительный квадрупольный момент дейтрона (вытянутый эллипсоид) соответствует притяжению нуклонов, сплюснутый эллипсоид - отталкиванию



4. N-N рассеяние при низких энергиях

$$\lambda \gg R$$

Протон-нейтрон

Рассеяние одной частицы на другой характеризуется дифференциальным сечением

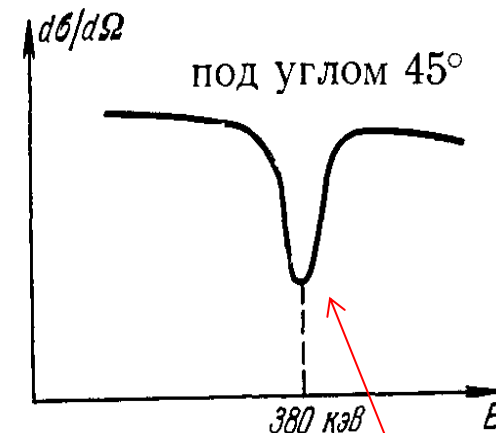
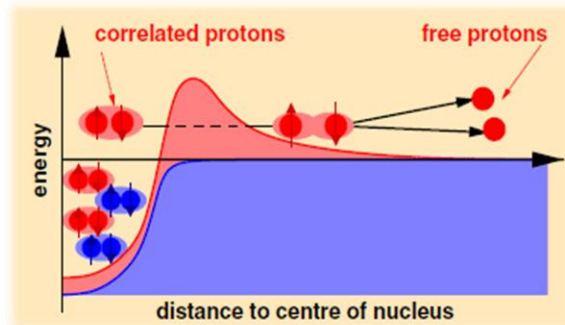
$$d\sigma/d\Omega$$

При **низких энергиях в с.ц.и.** существенно только S состояние, поскольку длина волны де Бройля **превышает** радиус действия сил \longrightarrow **рассеяние изотропно!**

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d\Omega = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

При изотропном рассеянии не проявляется нецентральная часть ядерных сил.

Протон-протон



Особенности:

1. Работают не только ядерные, но и Кулоновские силы
2. Частицы одинаковые \rightarrow справедлив принцип Паули \rightarrow триплетное S-состояние запрещено \rightarrow спины антипараллельны
3. Нет связанного состояния, но наблюдается интерференция от двух действующих сил
4. Притяжение такое же, как и у системы $n-n$ (изотопическая инвариантность)
5. Сечение $p-p$ при малых энергиях наиболее точно измерено в ядерной физике

5. N-N рассеяние при высоких энергиях

$$\lambda \ll R$$

5.1 При высоких энергиях рассеяние перестает быть изотропным и начинает зависеть от детальной формы потенциала. Это означает, что при повышении энергии наряду с S -волной заметный вклад в сечение начинают давать и высшие гармоники: P ($l = 1$), D ($l = 2$) и др. Тем самым из вида сечений при высоких энергиях можно извлекать более подробную информацию о виде потенциала

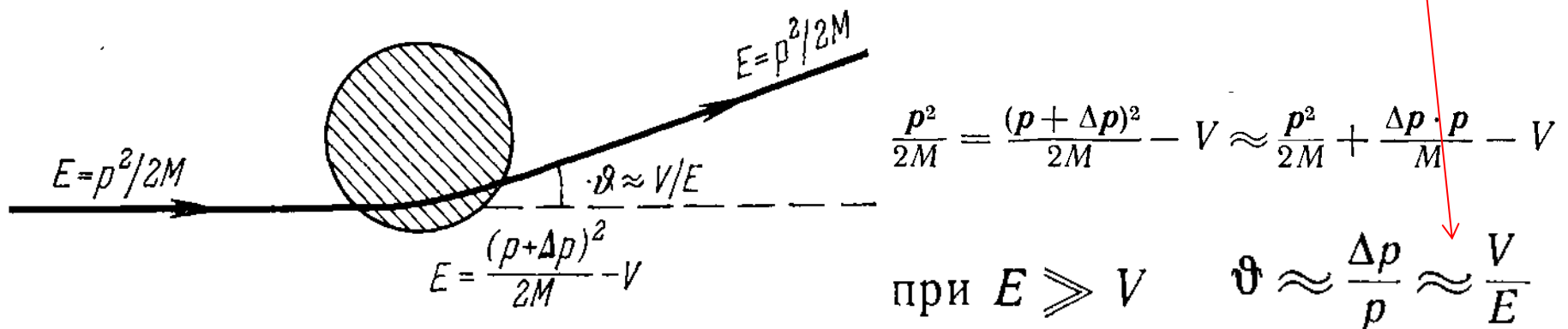


Рис. 5.3. Схематическое изображение отклонения налетающего нуклона полем нуклон-нуклонных сил.

Штрихованная окружность — область, в которой на рассеиваемый нуклон действуют ядерные силы; сплошной линией изображена траектория движения налетающего нуклона.

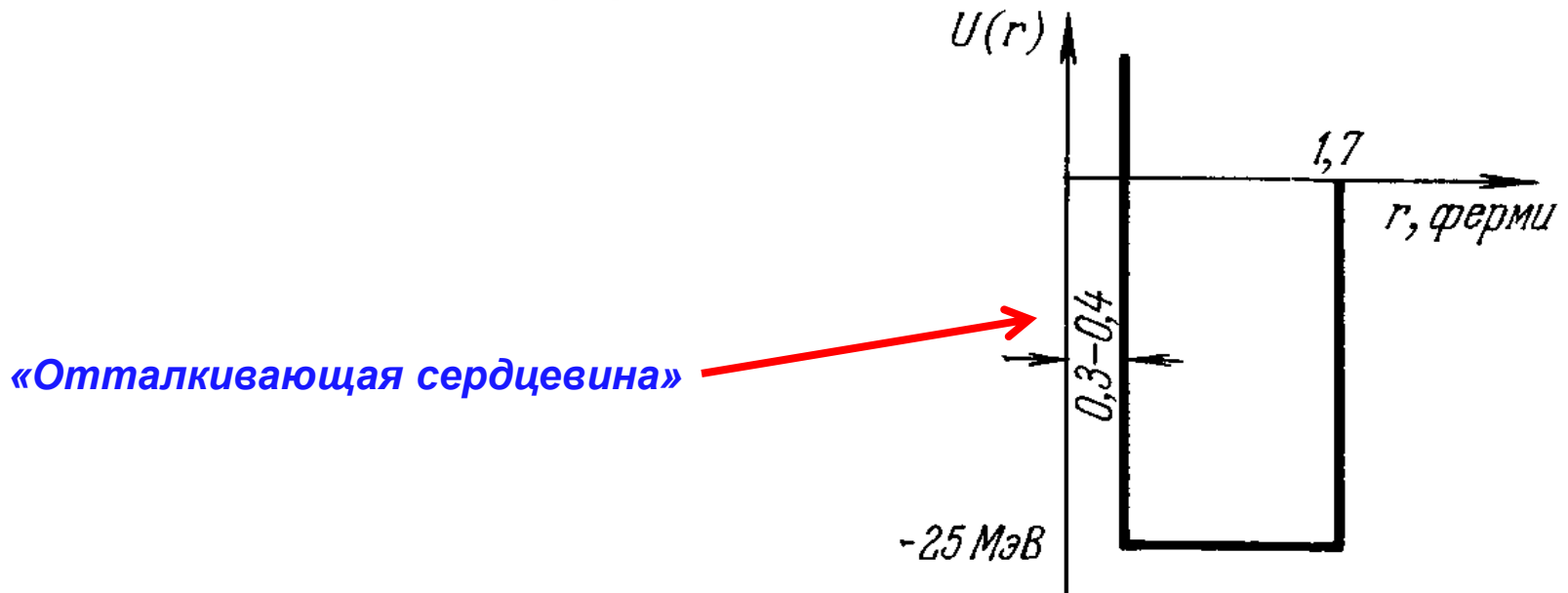
Однако зависимость сечения от энергии на практике оказалась сложной

5.2

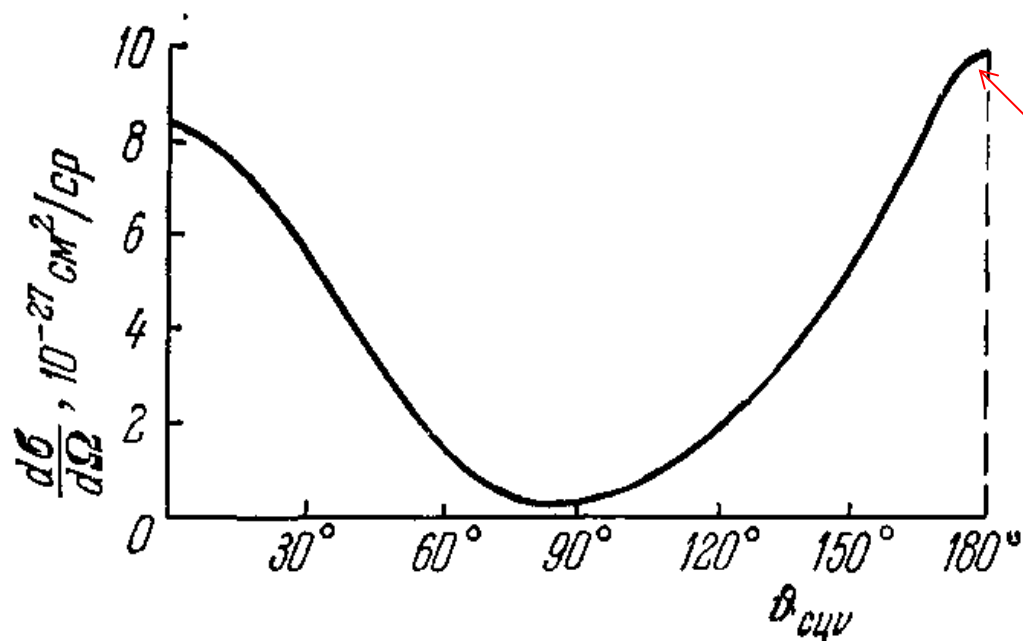
При повышении энергии сечение рассеяния (p - p) сначала падает и приобретает анизотропию, а затем вплоть до 400 МэВ почти не зависит от энергии и изотропно

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = 3,4 \text{ мбарн/ср.}$$

И только при энергиях, заметно превышающих 400 МэВ, сечение становится анизотропным и существенно зависящим от энергии. Такое поведение сечения можно объяснить, предположив, что на расстояниях 0,3—0,4 ферми начинают действовать очень интенсивные силы отталкивания. Соответствующий такой физической картине потенциал имеет форму



5.3 Другого рода неожиданность обнаружилась при изучении нейтрон-протонного рассеяния при энергиях в несколько сотен МэВ. Оказалось, что в этом случае угловое распределение уже не изотропно, но не смещено вперед, а симметрично относительно угла 90° .



Появилась значительная вероятность рассеяния назад!

Этот максимум создают не исходные нейтроны, а протоны, превратившиеся в нейтроны за счет **зарядообменных сил!**

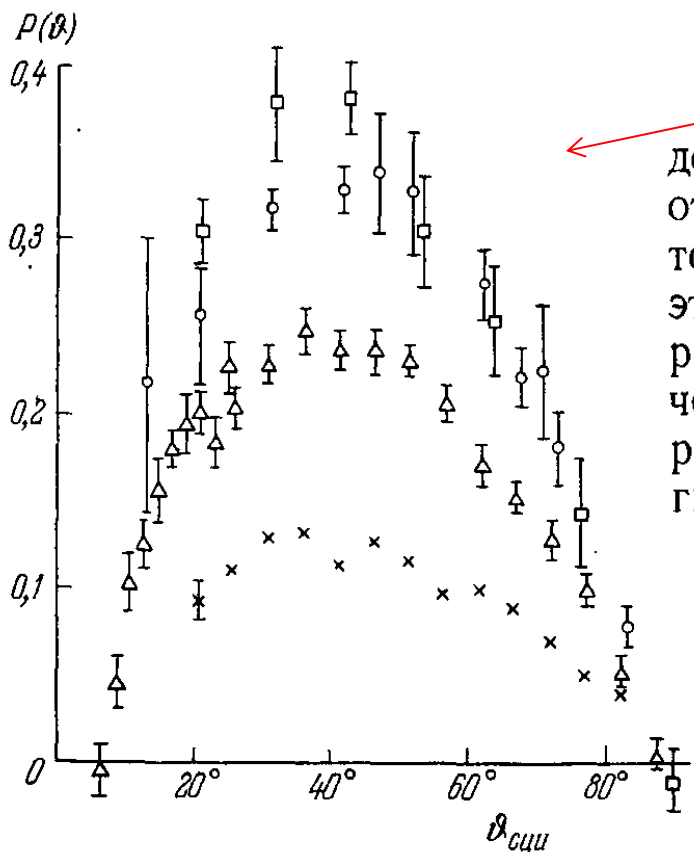
Под влиянием обменных сил пролетающий мимо протона нейтрон может не только отклониться от своего первоначального пути, но заодно и перехватить у протона его электрический заряд.

Обменные силы носят существенно квантовый характер.

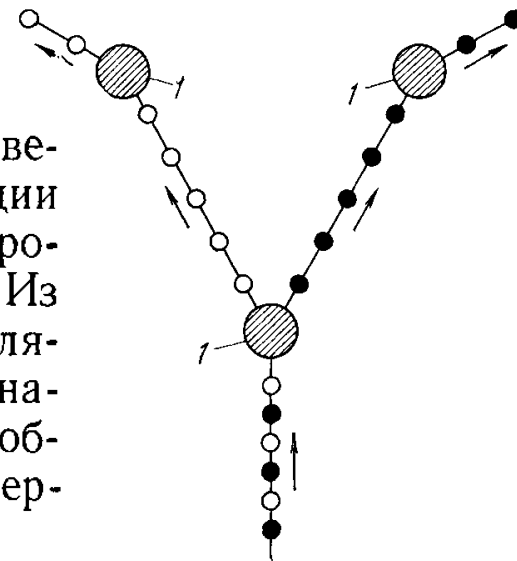
5.4. Поляризационные эффекты при рассеянии

При рассеянии протон — протон в области энергии в сотни МэВ поляризация P достигает довольно больших значений.

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$



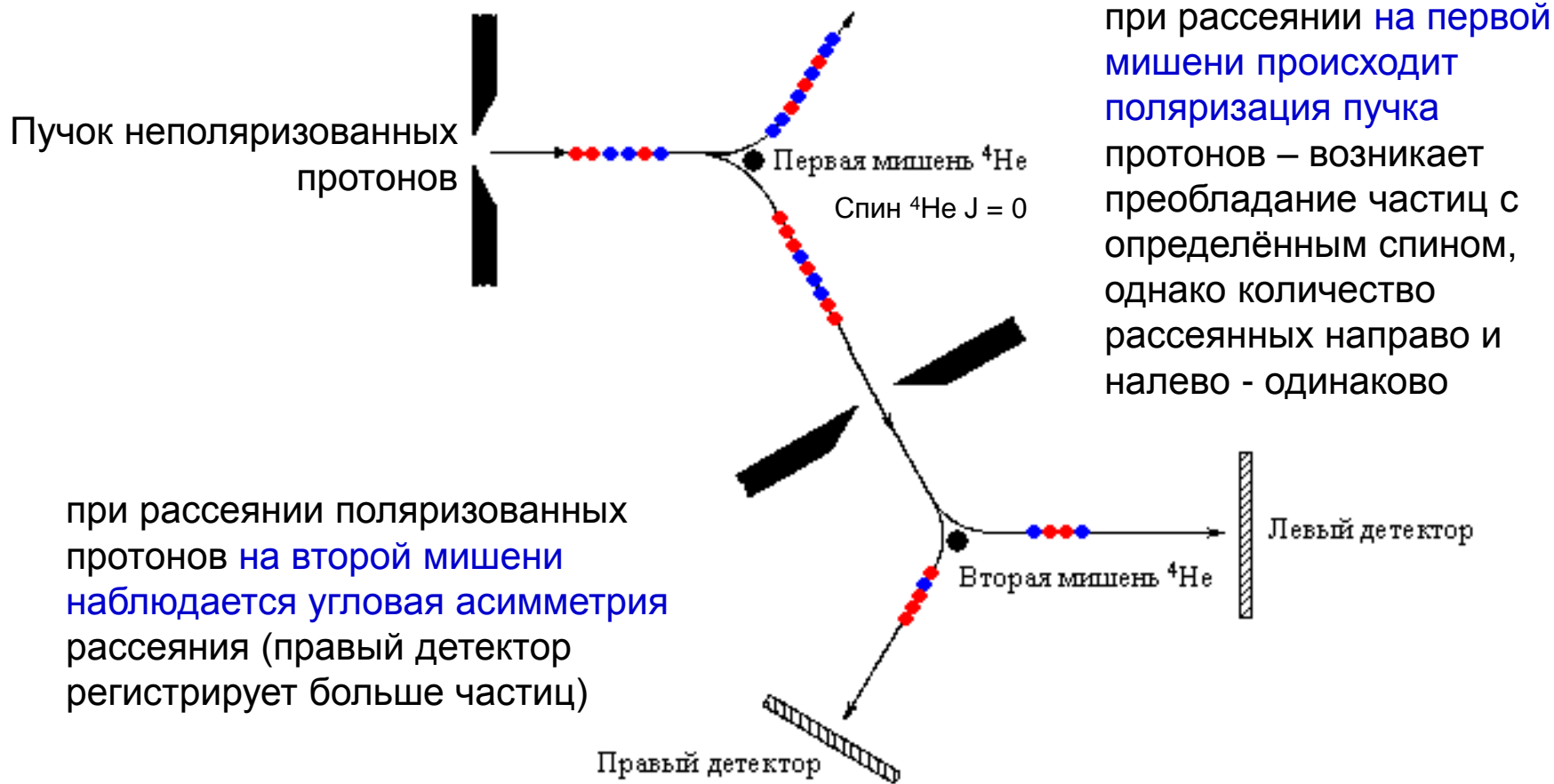
На графике приведена зависимость поляризации от угла рассеяния протон — протон при различных энергиях. Из этого графика видно, что поляризация достигает заметных значений и довольно сложным образом зависит от углов и энергий.



Рассеяние зависит от ориентации спинов, тензорных сил, спин-орбитальных сил. Полной картины нет, но ясно, что **нуклоны имеют сложную структуру.**

Квадратики — данные при энергии 315 МэВ, кружочки — при 210 МэВ, треугольники — при 147 МэВ, крестики — при 95 МэВ.

Спин-орбитальное взаимодействие проявляется в особенностях рассеяния частиц с ненулевым спином



6. Обменный характер сильных взаимодействий

Х. Юкава (Ноб.пр.1949 г.): В области низких и промежуточных энергий силы N-N взаимодействий создаются путем обмена виртуальными частицами – **мезонами**

Если нуклон испускает частицу массой m , неопределенность его полной энергии будет

$$\Delta E \geq mc^2$$

Время для обмена $\Delta t \leq \hbar/mc^2$

Если за это время нуклон встретит другой нуклон, то произойдет обмен (взаимодействие), если нет -- виртуальная частица поглотится нуклоном, который её испустил. За это время частица пройдет расстояние

$$R = \Delta t \cdot c \leq \hbar/mc$$

Отсюда, **зная радиус действия ядерных сил, можно определить массу виртуальной частицы**

$$m \approx 300m_e$$

Вплоть до энергии 500 МэВ пион-нуклонное взаимодействие осуществляется в отсутствие влияния других квантов поля.

При энергиях >1 ГэВ мезонная модель не работает – используется аппарат **квантовой хромодинамики**

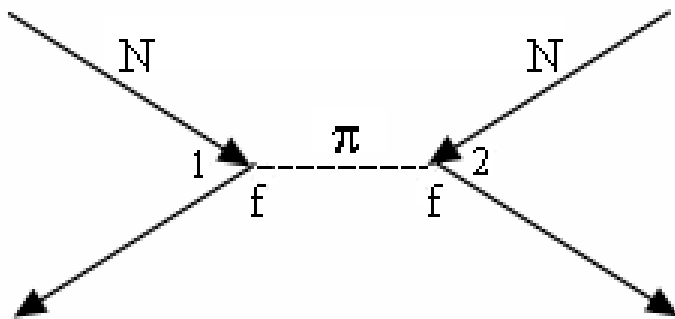
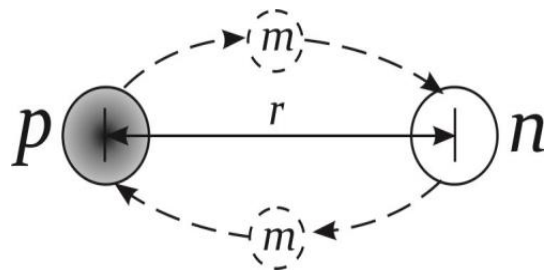
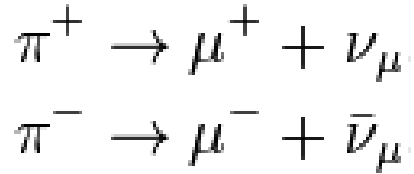


Диаграмма Фейнмана для однопионного взаимодействия нуклонов.

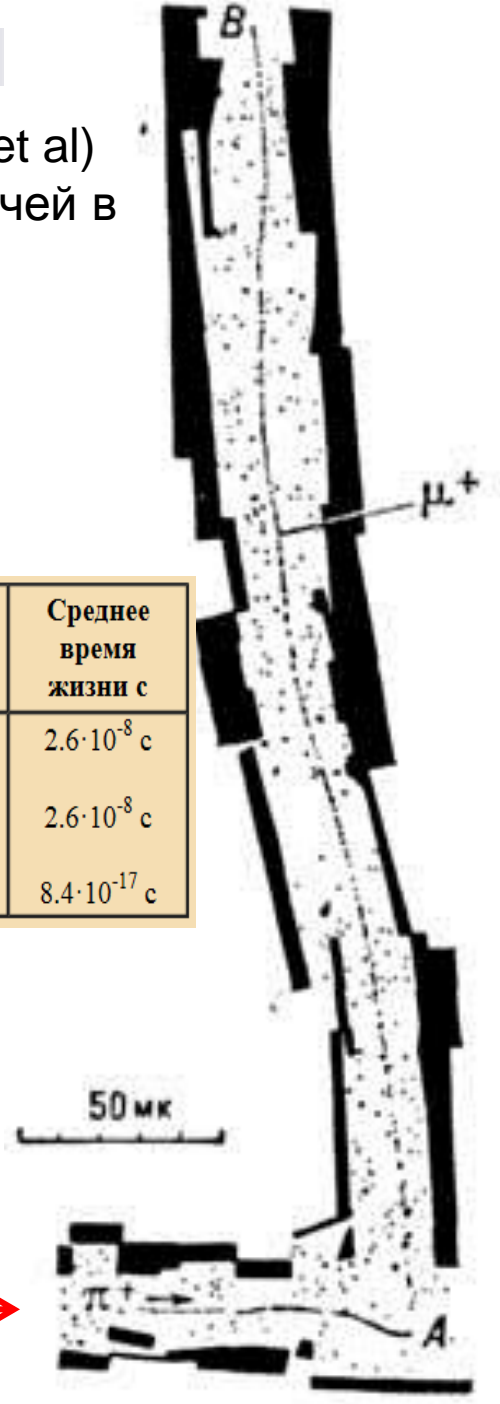
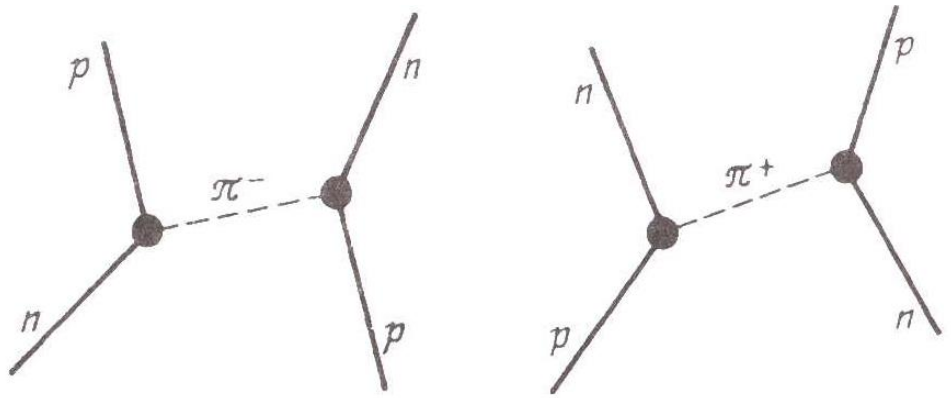
1947 ученик Резерфорда Сесил Пауэлл и др. (Cecil Powell et al) открыли заряженные пионы, исследуя треки космических лучей в ядерных фотозэмульсиях.



Cecil Frank Powell (1903-1969)
Н.п. 1950



Частица.	Масса (МэВ)	Кварковый состав.	Спин I, чётность P, Γ^P	Изоспин	Проекция изоспина I_3	Среднее время жизни с
π^+	139.57	$u\bar{d}$	0^-	1	+1	$2.6 \cdot 10^{-8}$ с
π^-	139.57	$\bar{u}d$	0^-	1	-1	$2.6 \cdot 10^{-8}$ с
π^0	134.977	$u\bar{u} - d\bar{d}$	0^-	1	0	$8.4 \cdot 10^{-17}$ с

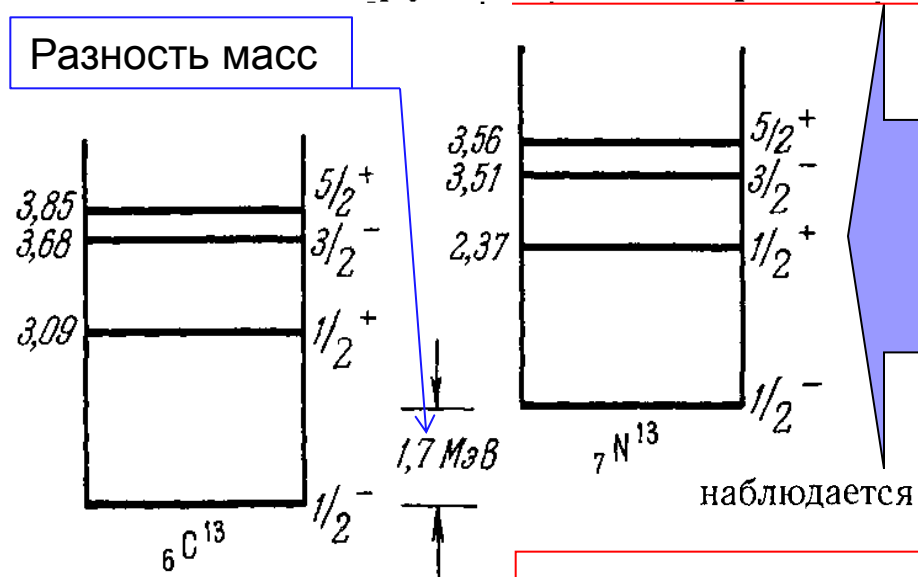


7. Изотопическая инвариантность



одинаковость ядерных взаимодействий для протонов и нейтронов ярко проявляется в так называемых зеркальных легких ядрах, получающихся друг из друга заменой протонов на нейтроны и наоборот.

Разность масс



Энергия связи у ядра ${}^7\text{N}^{13}$ ($7p + 6n$) меньше, чем у ${}^6\text{C}^{13}$ ($6p + 7n$). Это определяется изменением кулоновской энергии из-за разного количества протонов в ядрах

$$\Delta E_{\text{кул}} = \frac{6Ze^2}{5R}, \quad \text{при } R = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

разительное сходство схем низших уровней наблюдается для всех легких зеркальных ядер

Однако-
 вость ядерных взаимодействий для протона и нейтрона носит название *зарядовой независимости* ядерных сил.

Поэтому протон и нейтрон можно считать различно ориентированными в условном изотопическом пространстве состояниями **одной частицы – нуклона**:

состояние $T_z = 1/2$ соответствует протону

состояние $T_z = -1/2$ соответствует нейтрону

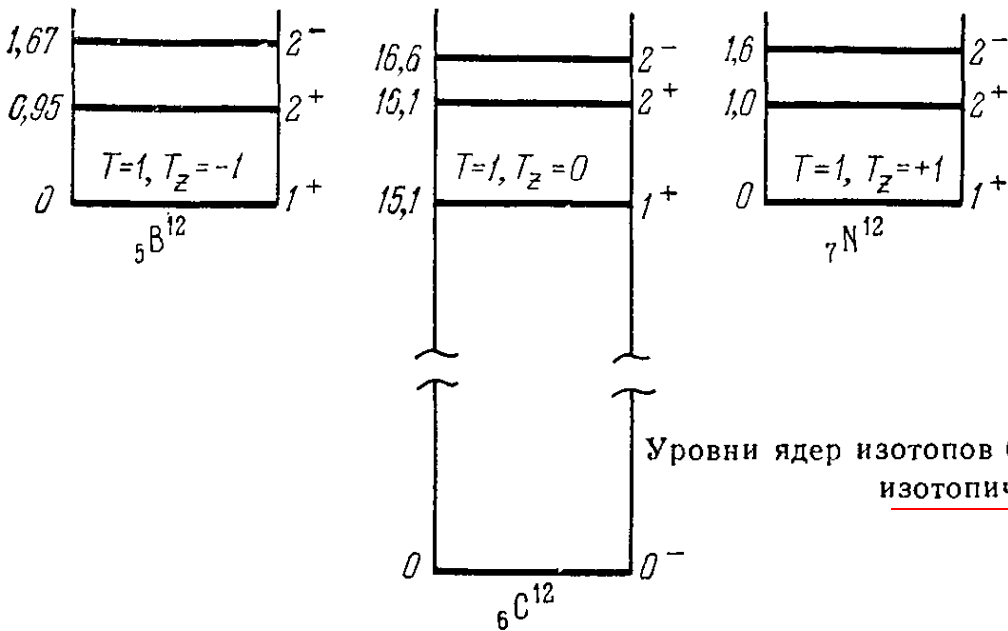
При повороте изотопического спина на 180° вокруг изотопической оси протон переходит в нейтрон и наоборот, т.е. говорят, что ядерные взаимодействия

инвариантны относительно поворотов в изотопическом пространстве

частица с изотопическим спином T имеет $2T + 1$ состояний в изотопическом пространстве

$$T = 0, \quad 1/2, \quad 1, \quad 3/2, \quad 2, \dots,$$

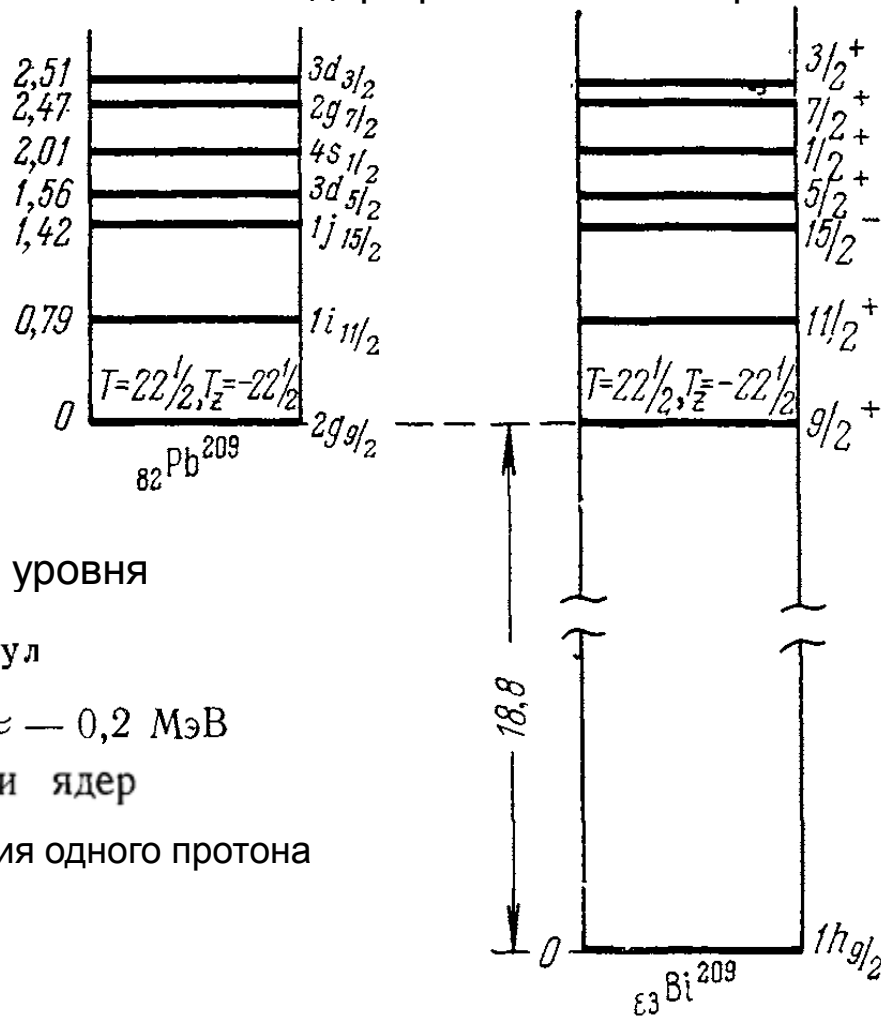
$$T_z = T, \quad T - 1, \quad \dots, \quad -T.$$



Уровни ядер изотопов бора ${}^5\text{B}^{12}$, углерода ${}^6\text{C}^{12}$ и азота ${}^7\text{N}^{12}$, входящие в состав изотопического мультиплета с $T = 1$.

изотопический спин с большой точностью является хорошим квантовым числом и в средних, и в тяжелых ядрах, у которых кулоновская энергия очень велика (для ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ $E_{\text{кв.л}} = 0.71Z^2 A^{-1/3} \approx 780$ МэВ,

Аналоговые состояния средних и тяжёлых ядер при больших энергиях возбуждения



Энергия возбуждения аналогового уровня

$$E_a = \Delta E + \Delta E_{\text{кул}}$$

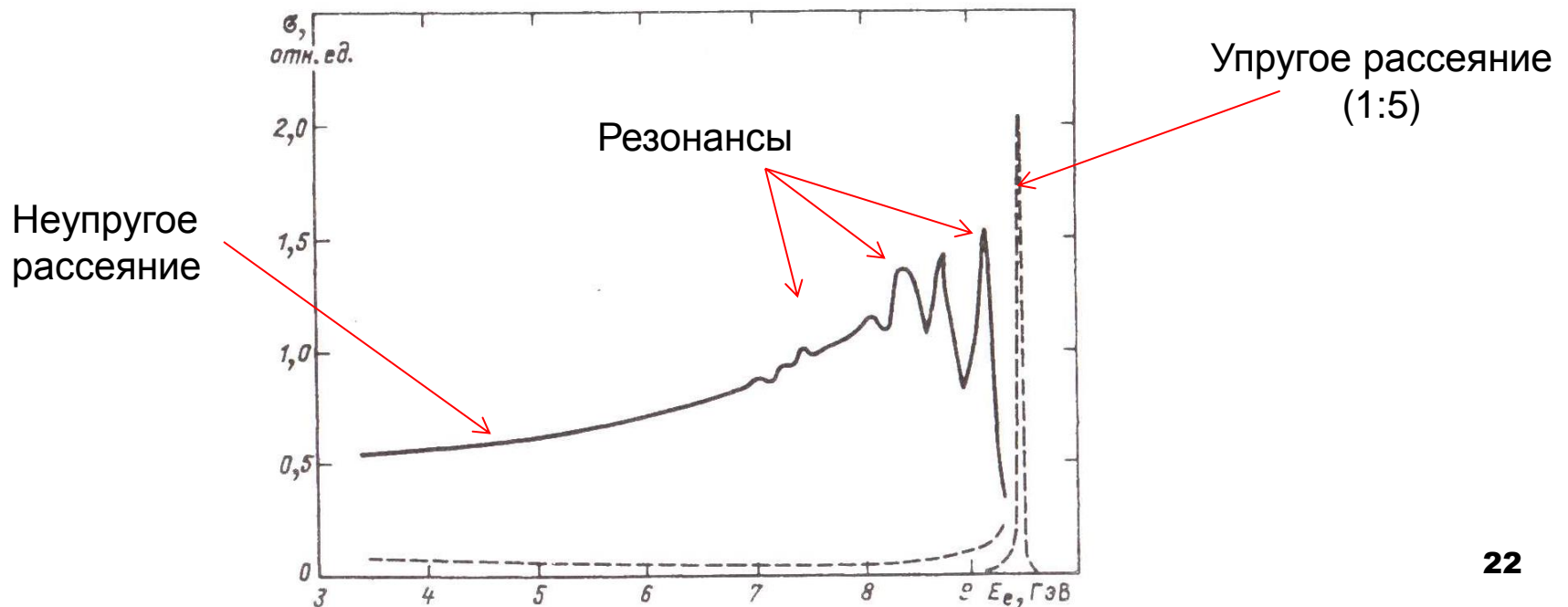
где $\Delta E = E_p(\text{Bi}^{209}) - E_n(\text{Pb}^{209}) \approx -0,2 \text{ МэВ}$
разность энергий связи ядер

$\Delta E_{\text{кул}} \approx 19 \text{ МэВ}$ Кулон. энергия одного протона

Уровни ядер изотопов свинца ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, входящие в состав изотопического мультиплета с $T = 22^{1/2}$.

8. Структура нуклонов

В 1970 г. на ускорителе электронов с энергией **20 ГэВ** ($\lambda_e \approx 10^{-12}$ см), построенном в Стэнфорде, в опытах по рассеянию электронов на протонной мишени было показано, что протон и нейтрон имеют размер **~ 0,8 Фм** и являются составными частицами, о чем свидетельствовала, в частности, «резонансная» структура зависимости сечения неупругого рассеяния от энергии электронов.

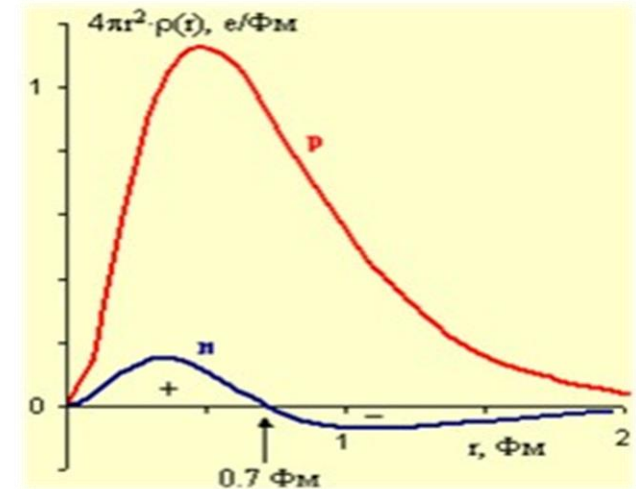


Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \text{ ФМ}, \quad \langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \text{ ФМ}.$$

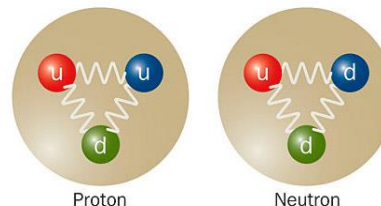
Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \text{ ФМ}, \quad \langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \text{ ФМ}.$$



Р. Фейнман предположил, что нуклон в своей системе покоя является сложной частицей, состоящей из виртуальных точечных частиц - **партонов**

По современным представлениям нуклоны состоят из **кварков**, взаимодействующих между собой посредством обмена квантами сильного взаимодействия – **глюонами**.



За открытие тонкой (кварковой) структуры протонов Дж.Фридману (МТИ), Г.Кендаллу, Р.Тэйлору в 1990 г. была присуждена Нобелевская премия. **23**

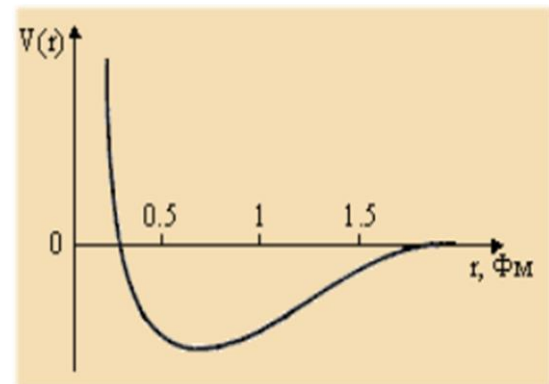
9. Свойства ядерных сил

1. Малый радиус действия ядерных сил ($a \approx 1 \text{ Фм}$).
2. Большая величина ядерного потенциала $V \sim 50 \text{ МэВ}$.
3. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
4. Тензорный характер взаимодействия нуклонов.
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
6. Ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения.
7. Зарядовая независимость ядерных сил.
8. Обменный характер ядерного взаимодействия.
9. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1 \text{ Фм}$) сменяется *отталкиванием на малых ($r < 0.5 \text{ Фм}$)*.

Нуклон-нуклонный потенциал имеет вид (без обменных членов)

$$V = V_1(r) + V_2(r)(\vec{s}_1 \vec{s}_2) + V_3(r)(\vec{s}_1 \vec{n})(\vec{s}_2 \vec{n}) + V_4(r)(\vec{l} \vec{s}).$$

1. Зависимость ядерного взаимодействия от расстояния между нуклонами
2. Зависимость ядерного взаимодействия от спинов нуклонов
3. Тензорный характер ядерных сил.
4. Зависимость взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона.



На малых расстояниях ($r < 0.3 \text{ Фм}$) притяжение между нуклонами сменяется на отталкивание.



ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ:

Все физические законы подчинены одним и тем же законам сохранения.

Ричард Фейнман

Источники информации

1. Ю. М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. М.: Наука, 1980. Глава V
2. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Главы XIV-XVI.
3. Нуклон-нуклонные взаимодействия
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/nucmodl/nml12.htm>