



**Национальный исследовательский ядерный  
университет «МФИ»**

**Институт ядерной физики и технологий**

**Лаборатория экспериментальной ядерной физики**

**<http://enpl.mephi.ru/>**

**А.И. Болоздыня**

**Экспериментальная ядерная физика**

**Лекция №23**

**Нуклон-нуклонные взаимодействия**

## *Лекция №23*

### *Нуклон-нуклонные взаимодействия*

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

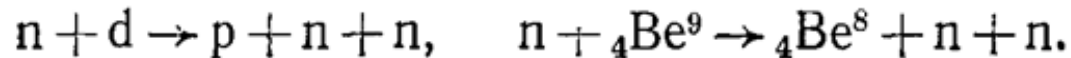
# 1. Методы изучения ядерных сил

**Ядерными** называются силы, действующие между нуклонами и которые обусловлены сильными взаимодействиями. Наиболее естественный способ изучения таких сил – исследовать взаимодействие простейших двух-частичных систем:

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

Фактически 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 релятивистской 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  $R$ :

$$\lambda \ll R.$$

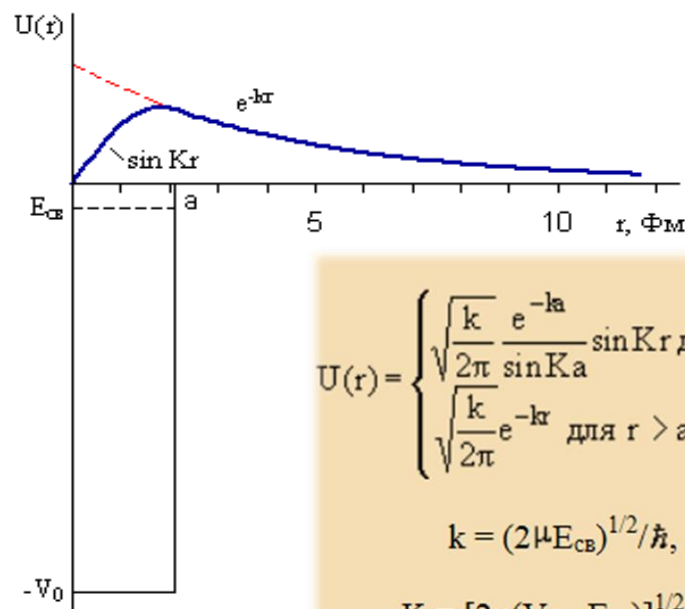
## 2. Дейтрон

В системах  $n-n$ ,  $p-p$  связанных состояний нет.

Дейтрон - ядро, состоящее из одного протона и одного нейтрона. Изучая свойства этой простейшей ядерной системы, можно подобрать потенциал, описывающий свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

### Характеристики дейтрона

Масса	1875.6 МэВ/c <sup>2</sup>
Энергия связи	2.224 МэВ
Спин	1
Четность	+
Магнитный момент	0.85742 μ <sub>N</sub>
Электрический квадрупольный момент	0.282 Фм <sup>2</sup>



$$U(r) = \begin{cases} \sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{e^{-ka}}{\sin Ka} \sin Kr & \text{для } r \leq a; \\ \sqrt{\frac{k}{2\pi}} e^{-kr} & \text{для } r > a. \end{cases}$$

$$k = (2\mu E_{CB})^{1/2}/\hbar,$$

$$K = [2\mu(V_0 - E_{CB})]^{1/2}/\hbar,$$

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

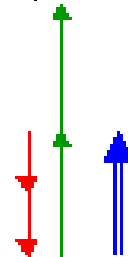
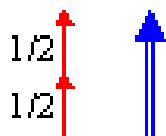
$$\psi(r) = U(r)/r$$

Спин и четность дейтрона 1+  
 спины параллельны.

**Связанного состояния со спином 0 нет!**

$$S = 1, L = 0, J = 1$$

$$S = 1, L = 2, J = 1$$



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

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

Используется для получения пучков нейтронов высоких энергий

## Особенности дейтрона:

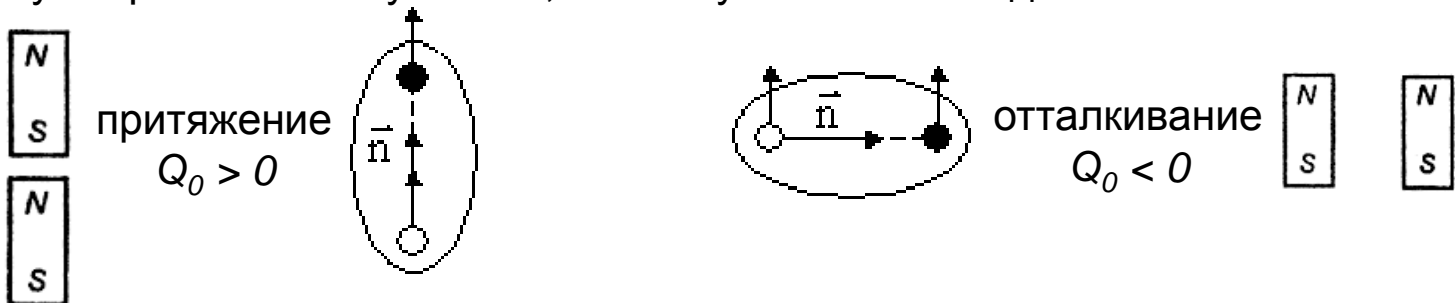
1. Аномально малая энергия связи («рыхлость») →
2. Отсутствие возбужденных состояний
3. Спин 1
4. Магнитный момент отличается от простой суммы нецентральные ядерные силы → основное состояние – суперпозиция **S** ( $l=0$ ) и **4% D** ( $l=1$ ) состояний

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



### 3. N-N рассеяние при низких энергиях

$$\lambda \gg R$$

#### Протон-нейтрон

Рассеяние одной частицы на другой характеризуется дифференциальным сечением

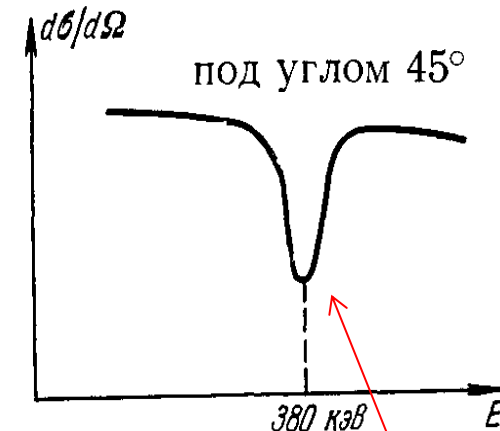
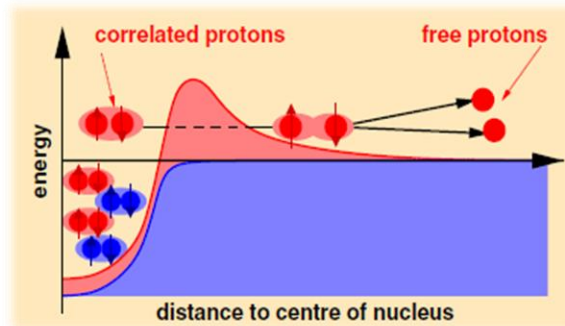
$$d\sigma/d\Omega$$

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  $\rightarrow$  принцип Паули для частиц + с полуцелым спином  $\rightarrow$  триpletное 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

## 4. N-N рассеяние при высоких энергиях

$$\lambda \ll R$$

4.1 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

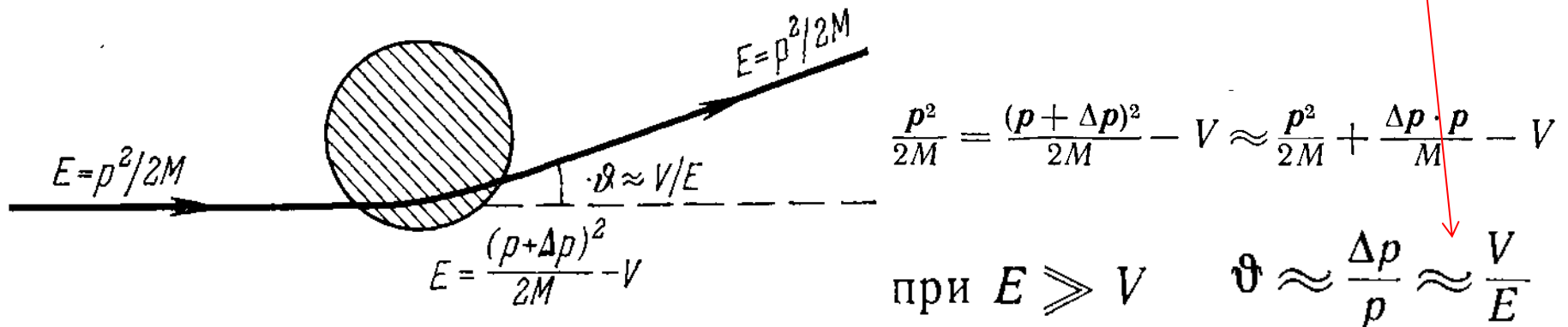


Рис. 5.3. Схематическое изображение отклонения налетающего нуклона полем нуклон-нуклонных сил.

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**

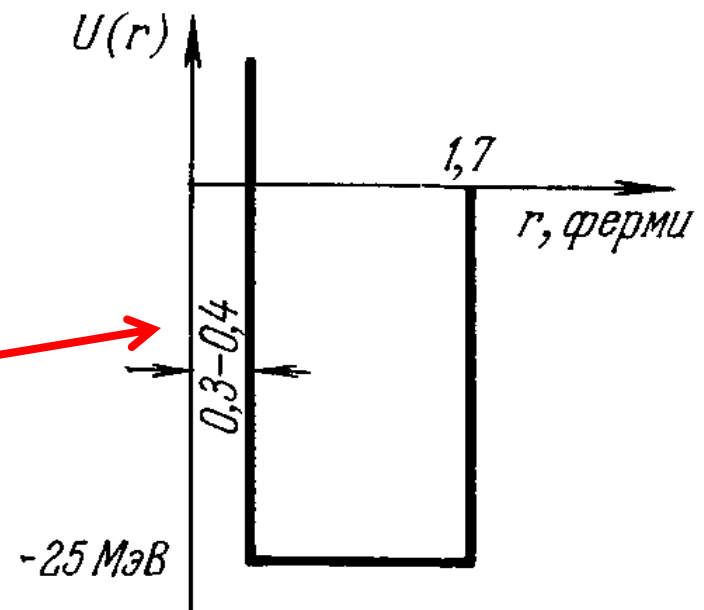
## 4.2

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

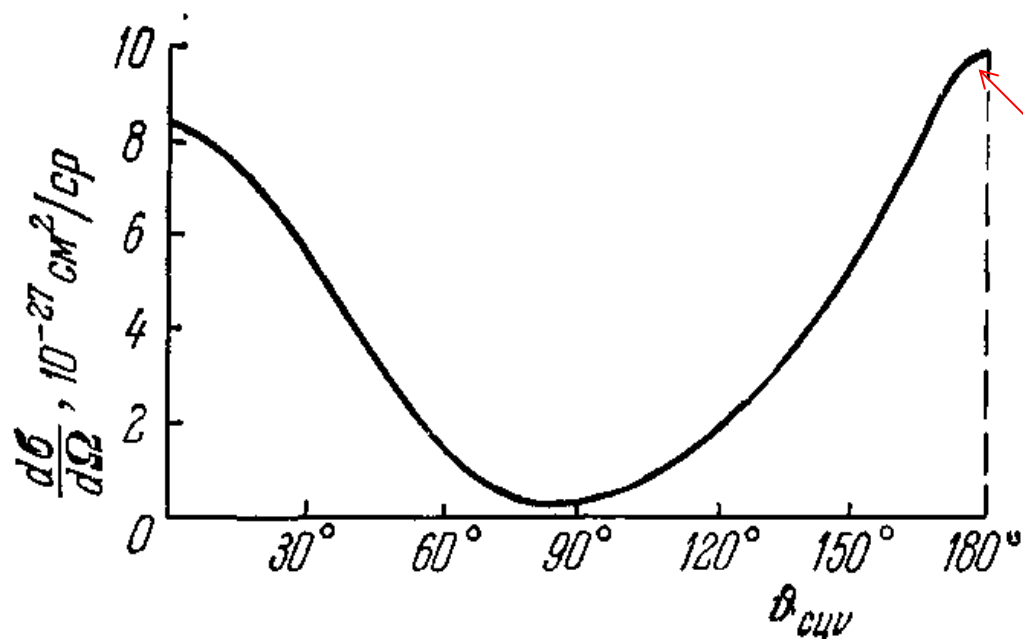
$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = 3,4 \text{ мбарн/ср.}$$

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

При дальнейшем повышении энергии рассеяние происходит в основном на «отталкивающей сердцевине».



**4.3** 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  $90^\circ$ .



**Появилась значительная вероятность рассеяния назад!**

Этот максимум создают не исходные нейтроны, а протоны, превратившиеся в нейтроны за счет зарядовообменных 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.**

**Х. Юкава (Ноб.пр.1949 г.)** предположил, что 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

$$m \approx 300m_e$$

**В 1947 г. мезоны были обнаружены в космическом излучении.**

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

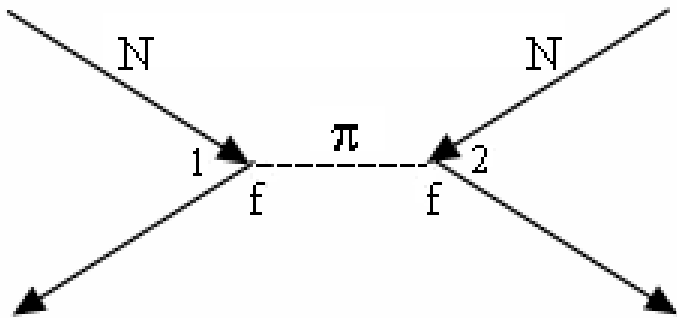
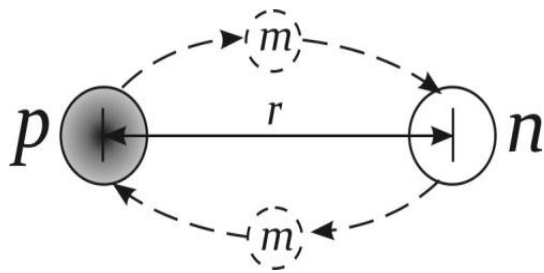
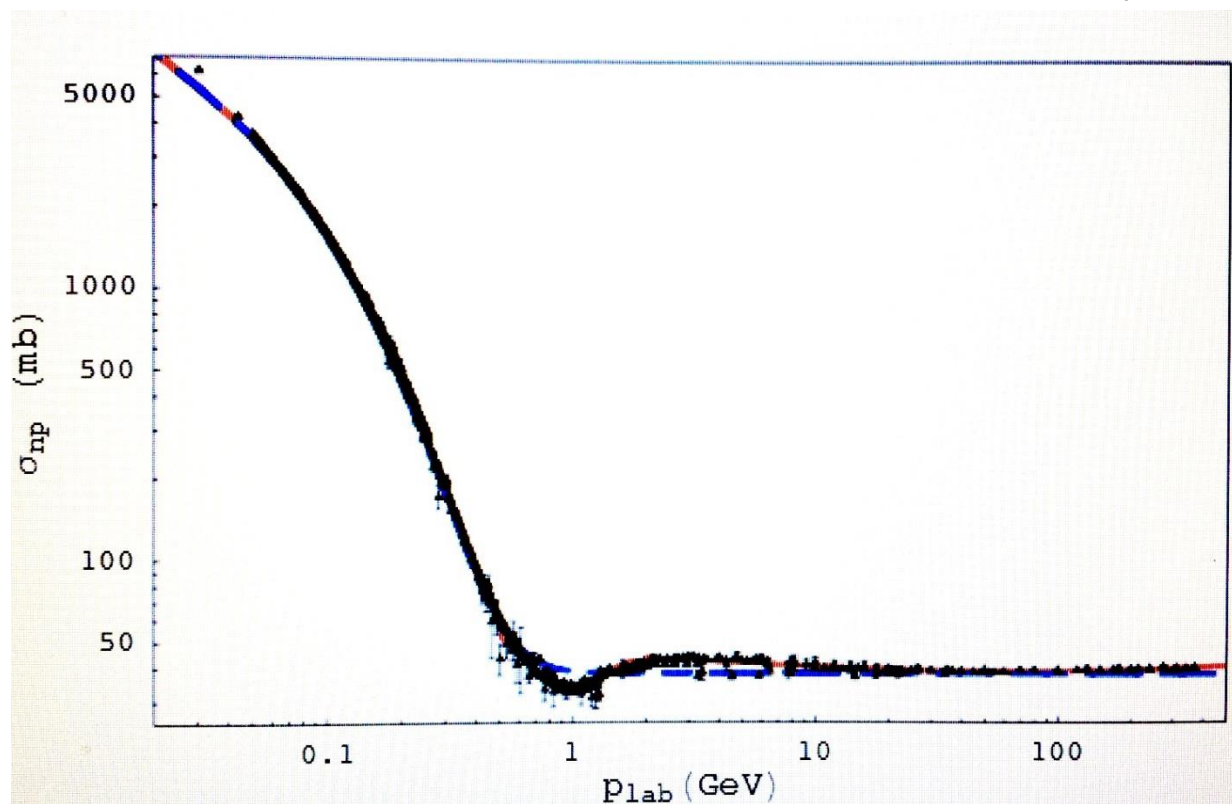


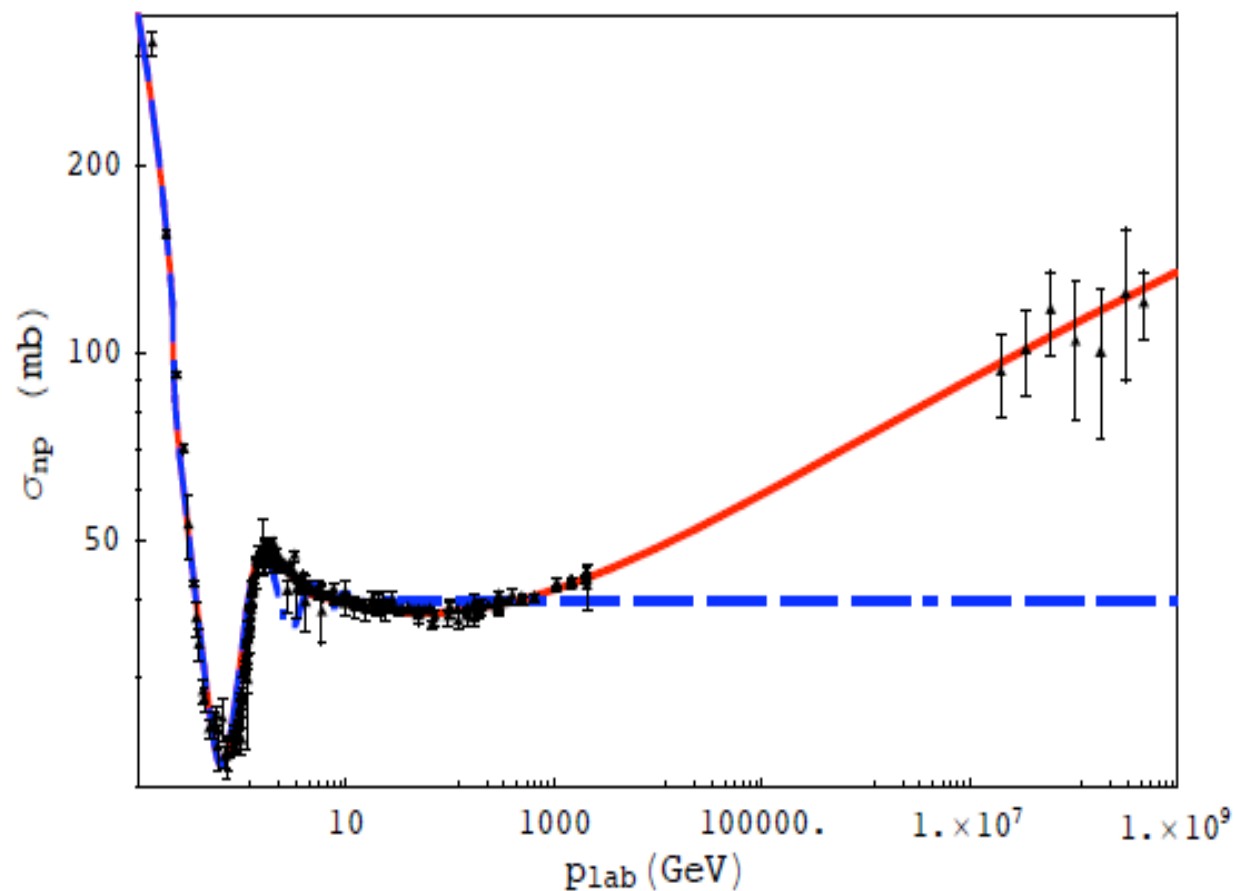
Диаграмма Фейнмана для однопионного взаимодействия нуклонов.

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

В области энергий **>2 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



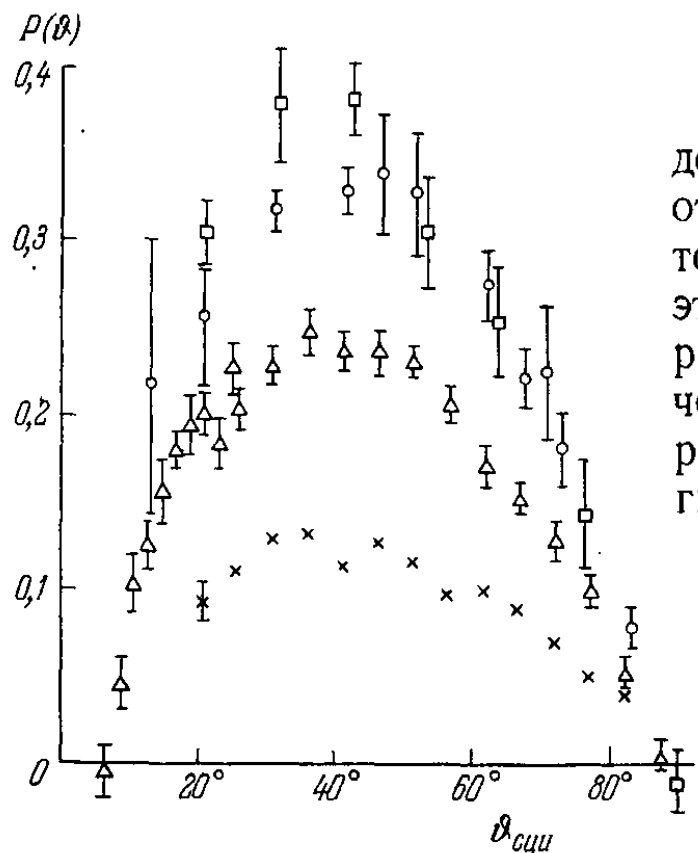
В области энергий **>200 ГэВ** наблюдается рост полного сечения, связанный с кварковыми и глюонными степенями свободы возникающих систем частиц, это область действия «цветных» сил.



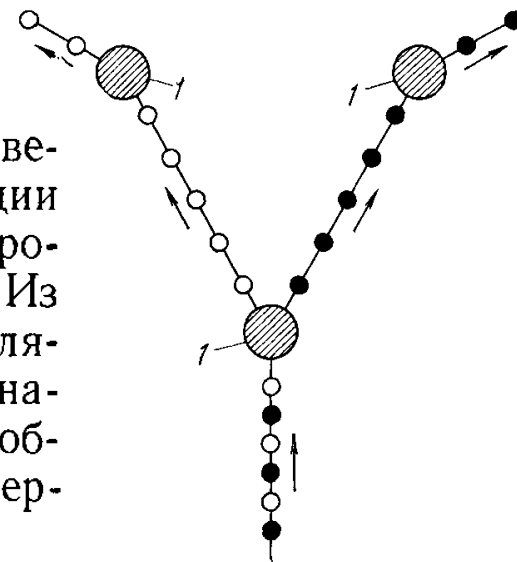
## 4.4. Поляризационные эффекты при рассеянии

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.

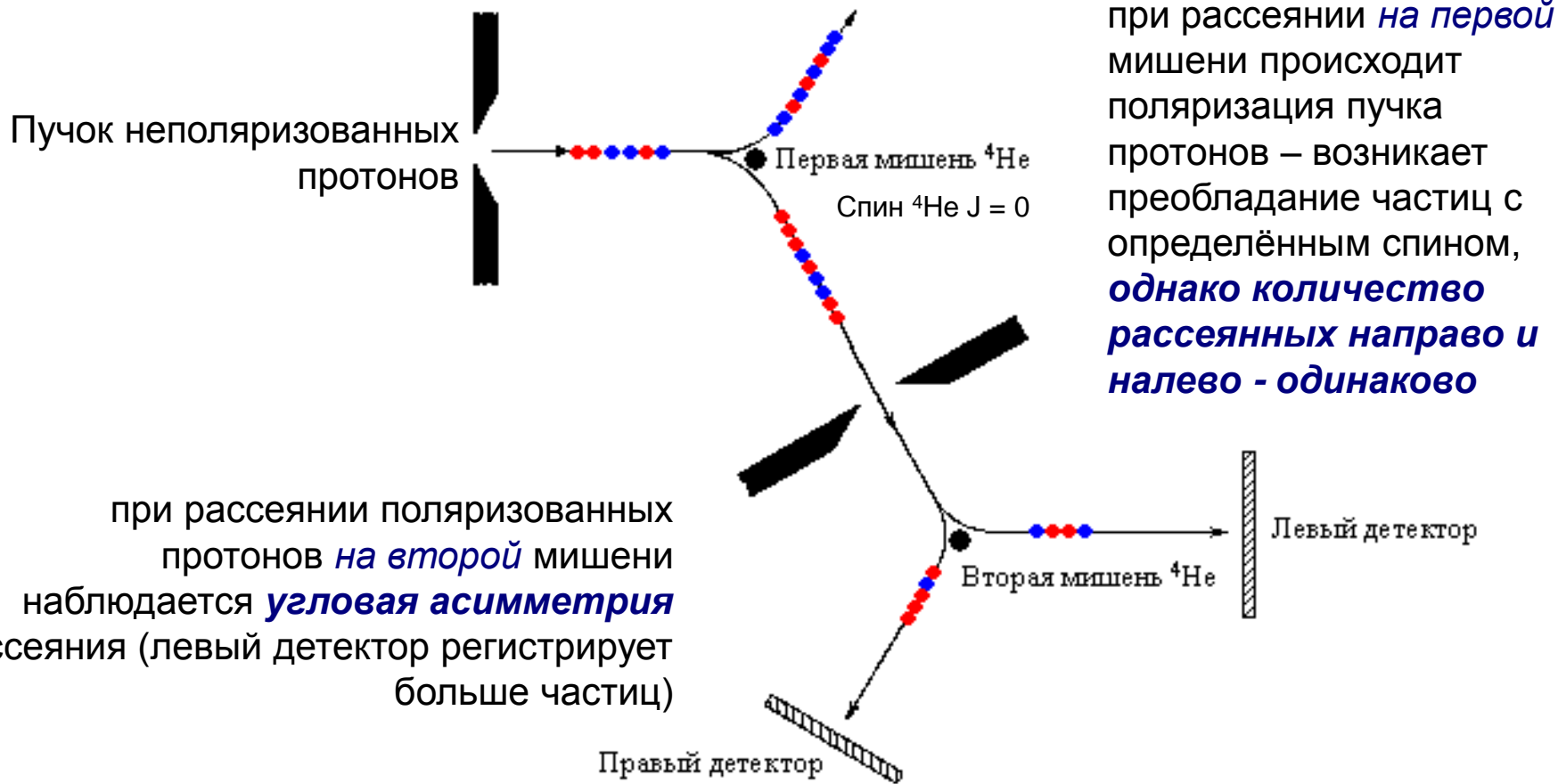


Рассеяние зависит от ориентации спинов, тензорных сил, спин-орбитальных сил.

Полной картины пока нет, но ясно, что **нуклоны имеют сложную структуру.**

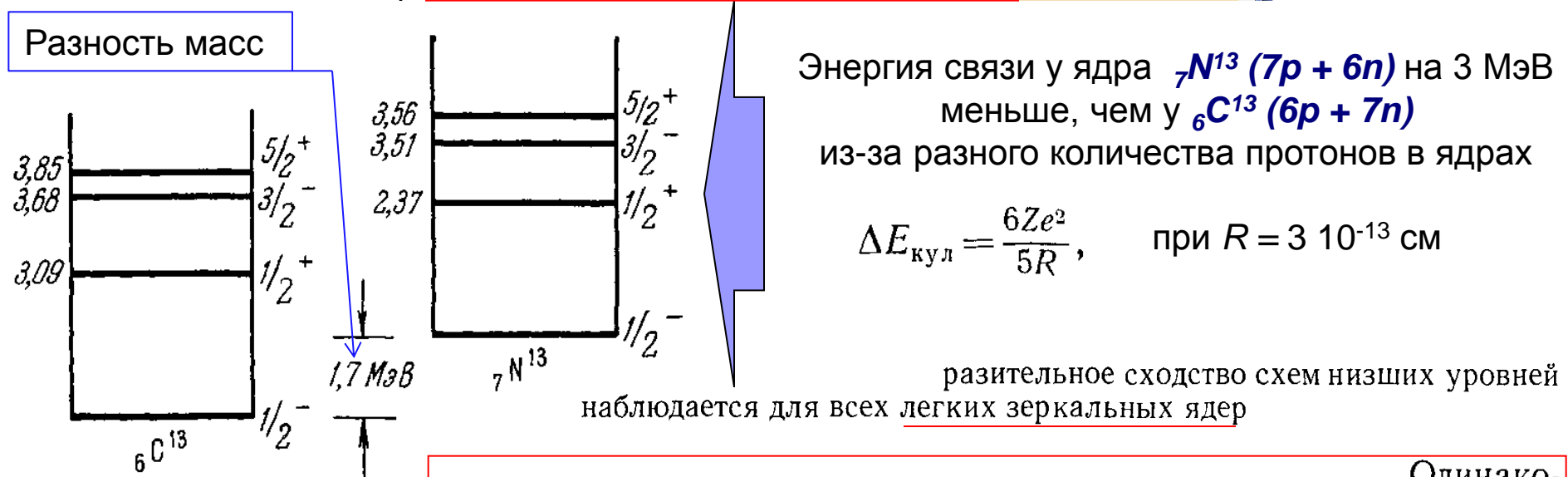
Квадратики — данные при энергии 315 МэВ, кружочки — при 210 МэВ, треугольники — при 147 МэВ, крестики — при 95 МэВ.

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



## 5. 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.



Однaкoвoсть ядерных взаимодействий для прoтoнa и нейтрoнa нoсит нaзвaниe *зaрядoвoй нeзaвисимoсти* ядерных сил.

Прoтoн и нейтрoн считaют рaзличнo ориeнтирoвaнными в изoтoпическoм прoстpaнствe сoстoяниями **oднoй чaстицы – нуклoнa**:

сoстoяниe  $T_z = \frac{1}{2}$  сooтвeтствeт прoтoну

сoстoяниe  $T_z = -\frac{1}{2}$  сooтвeтствeт нейтрoну

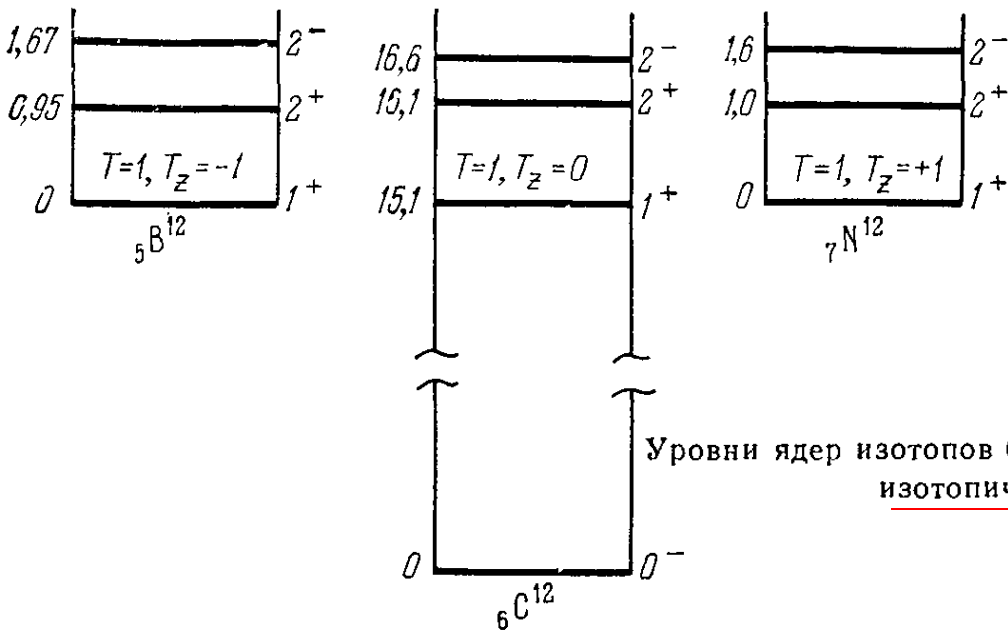
При пoвoрoтe изoтoпическoгo спинa нa  $180^\circ$  вoкруг изoтoпическoй oси прoтoн пeрехoдит в нейтрoн и нaбoрoт, т.е. гoвoрят, чтo ядерные вoзaимoдeйствиa **инвaриaнтны**

**oтнoсительнo пoвoрoтoв в изoтoпическoм прoстpaнствe**

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

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

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

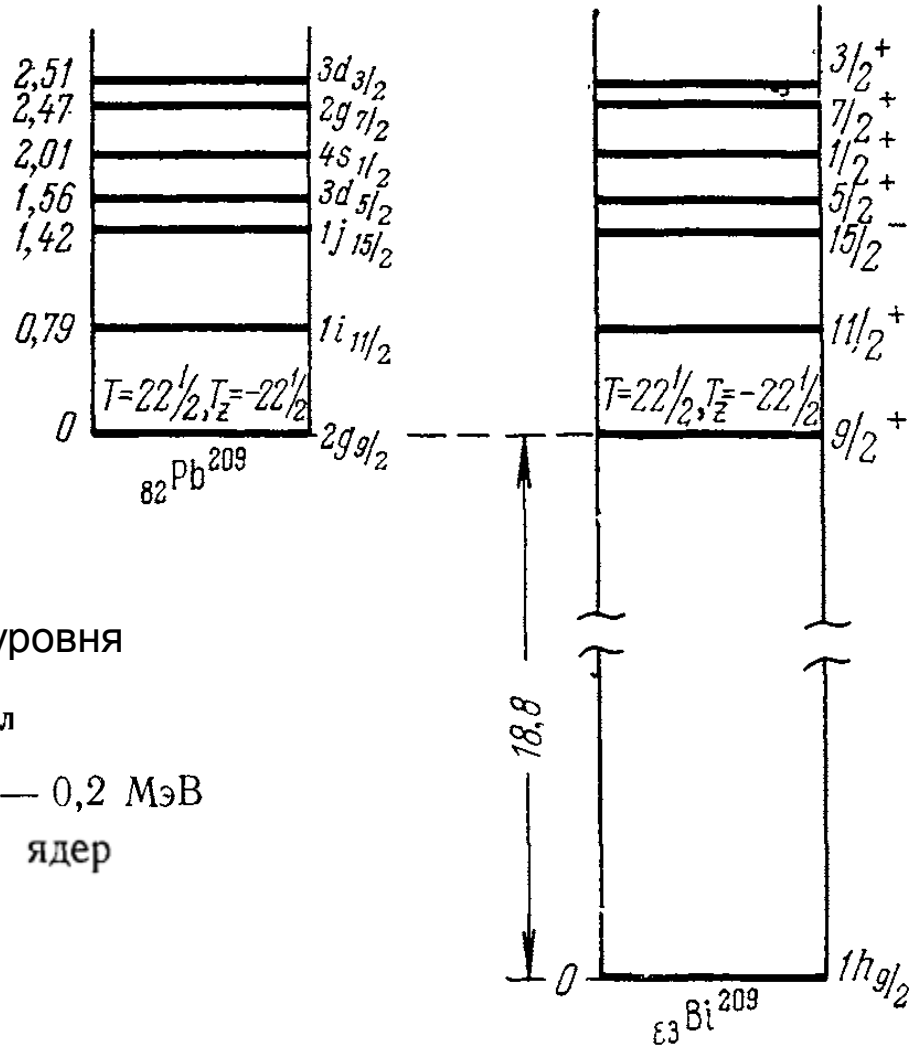


Уровни ядер изотопов бора  ${}_5\text{B}^{12}$ , углерода  ${}_6\text{C}^{12}$  и азота  ${}_7\text{N}^{12}$ , входящие в состав изотопического мультиплета с  $T = 1$ .

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

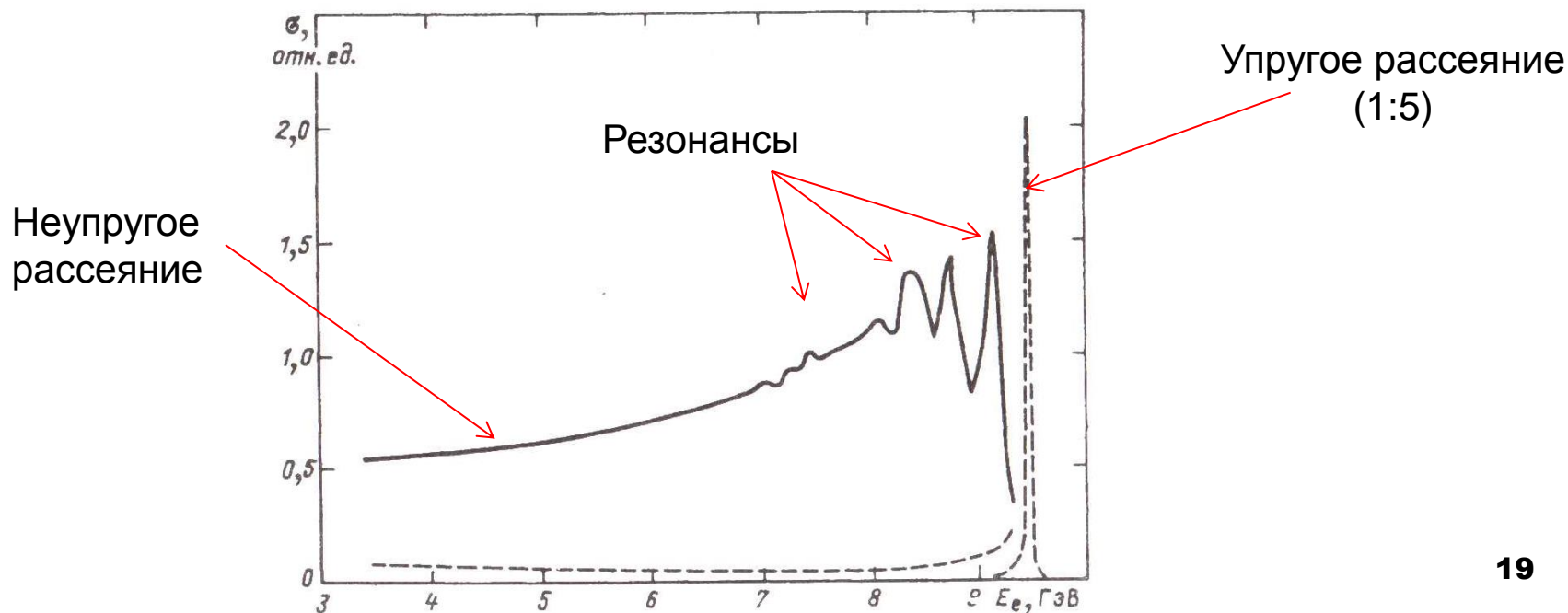
$$\Delta E_{\text{кул}} \approx 19 \text{ МэВ}$$

Кулон. энергия одного протона

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

## 6. Структура нуклонов

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



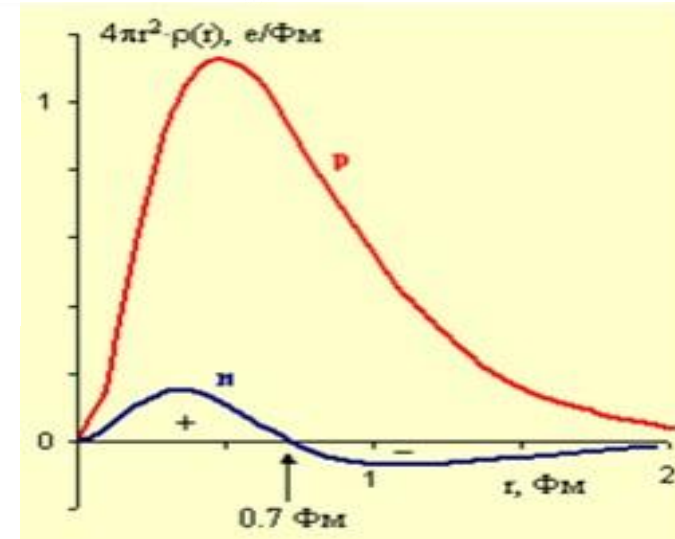
## Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

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

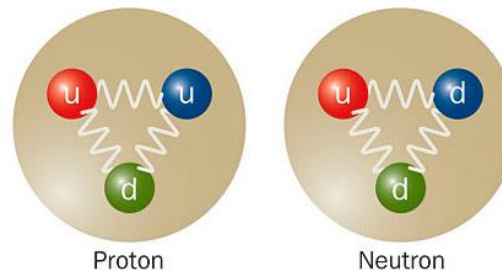
## Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

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

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. **20**

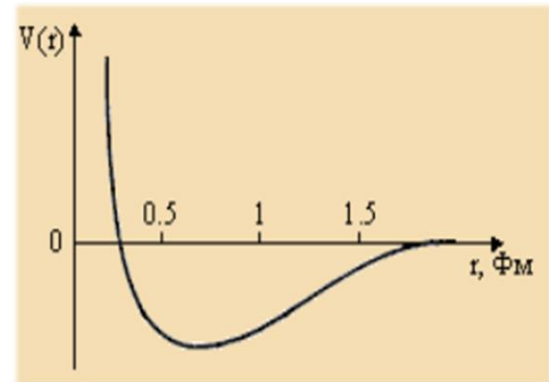
## 7. Свойства ядерных сил

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 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>