

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

При рассмотрении вопросов строения ядра был приведен ряд опытных данных о свойствах ядерных сил, действующих между протонами и нейтронами. В настоящее время трудности определения всех количественных соотношений пока не преодолены. Источниками наших сведений об особенностях ядерных сил являются экспериментальные исследования, важнейшие из которых будут рассмотрены ниже.

Простейшим ядром, в котором связаны только две частицы: один протон и один нейтрон, — является изотоп водорода — дейтрон.

Изучение структуры и энергетических состояний этого ядра может дать некоторые сведения о ядерных силах.

Другим источником информации о ядерных силах служат опыты по рассеянию нуклонов на нуклонах при различных энергиях падающих частиц. В классической физике силы, действующие между двумя частицами можно измерять при различных взаимных расстояниях, скоростях и ориентациях их моментов с любой степенью точности. Микромир подчиняется законам квантовой механики и согласно принципу неопределенности невозможно установить два нуклона на строго определенном расстоянии друг от друга и измерять действующую между ними силу. Такой простой путь изучения ядерных сил закрыт.

Не все просто обстоит и при изучении столкновений частиц. Для характеристики процессов столкновений микрочастиц приходится вводить новое понятие так называемого эффективного сечения (или поперечного сечения) процесса —  $\sigma$ . Происхождение этого параметра можно представить, если рассматривать частицу-рассеиватель в виде круглой мишени. Если допустить, что при попадании в мишень падающие частицы выбывают из пучка (либо поглощаются, либо отклоняются от своего пути за счет рассеяния), то площадь сечения мишени и будет представлять эффективное сечение процесса:  $\sigma = \pi R^2$ , где  $R$  — радиус мишени.

Практически невозможно ставить опыты с одиночными частицами, всегда мы имеем дело с потоками частиц и со множеством рассеивателей. Как же следует при этом определять эффективное сечение?

Плотность потока частиц, падающего на мишень, может быть записана в виде  $I = Nv$ , где  $N$  — число падающих частиц в единице объема;  $v$  — скорость падающих частиц.

Если  $n$  — число рассеивающих частиц в единице объема мишени, а  $\Delta x$  — толщина мишени, достаточно малая для того, чтобы многократное рассеяние было несущественно, то плотность потока в слое  $\Delta x$  ослабляется на величину  $\Delta I$ , такую, что

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -In\sigma,$$

где величина  $\sigma$  не зависит от  $I$ ,  $n$  и  $x$  и характеризует единичный акт рассеяния.

Величина  $\sigma$  численно равна числу актов рассеяния (и поглощения в случае, когда измеряется полное ослабление пучка), отношению к единичному потоку частиц (т. е. числу актов, деленному на число падающих частиц, проходящих в 1 сек через площадку в 1 см<sup>2</sup>, нормальную потоку). Иначе говоря, эффективное сечение представляет собой вероятность возникновения реакции (или рассеяния) в единичном потоке при прохождении слоя мишени в 1 см, содержащего одну рассеивающую частицу.

Для характеристики рассеяния по различным направлениям удобно ввести понятие о дифференциальном сечении рассеяния  $d\sigma$ , под которым понимают сечение рассеяния внутрь элемента телесного угла  $\Omega$ . Число рассеянных частиц, летящих после попадания на мишень в элементе телесного угла  $d\Omega$ , пропорционально дифференциальному сечению. Полное сечение  $\sigma$  равно интегралу от  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  по сфере, окружающей мишень.

При рассмотрении процессов рассеяния пользуются двумя системами координат: лабораторной системой и системой центра инерции. Результаты измерения различных экспериментальных величин обычно представляются в лабораторной системе координат (л. с. к.) — в системе отчета, связанной с мишенью.

Однако анализ результатов иногда более удобно производить в системе центра инерции (с. ц. и.), в которой неподвижным началом координат является общий центр тяжести взаимодействующих частиц. Импульсы частиц, измеренные в с. ц. и., равны по абсолютной величине и противоположны по направлению. Таким образом, суммарный импульс обеих частиц в с. ц. и. всегда равен нулю, что существенно упрощает анализ экспериментальных данных.

Полное сечение не зависит от того, в какой системе координат изучается процесс. Отметим, кроме того, что все введенные понятия справедливы и в том случае, если для процесса рассеяния существенны квантовые явления.

## § 10. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

**Ядерные силы обеспечивают притяжение** — это следует из самого факта существования стабильных ядер, состоящих из протонов и нейтронов.

**Ядерные силы велики по абсолютной величине.** Их действие на малых расстояниях значительно превосходит действие всех известных в природе сил, в том числе и электромагнитных.

До сих пор нам известно четыре вида взаимодействия:

- а) сильные (ядерные) взаимодействия;
- б) электромагнитные взаимодействия;
- в) слабые взаимодействия, особенно ясно наблюдаемые у частиц, не проявляющих сильных и электромагнитных взаимодействий (нейтрино);
- г) гравитационные взаимодействия.

Сравнение сил при этих видах взаимодействия можно получить путем использования системы единиц, в которой характерные константы взаимодействия, соответствующие этим силам (квадраты «зарядов»), безразмерны.

Так, для взаимодействия внутри ядра двух нуклонов, обладающих всеми этими силами, константы взаимодействия имеют порядок:

сильные взаимодействия . . . . .	—1
электромагнитные . . . . .	—10 <sup>-2</sup>
слабые . . . . .	—10 <sup>-14</sup>
гравитационные . . . . .	—10 <sup>-36</sup>

Ядерные силы обеспечивают существование ядер. Электромагнитные — атомов и молекул. Средняя энергия связи нуклона в ядре равна 8 Мэв, т. е. 10<sup>-3</sup> Мс<sup>2</sup>, где Мс<sup>2</sup> — энергия покоя нуклона. Энергия связи электрона в атоме водорода составляет всего 13,57 эв, т. е. 10<sup>-5</sup> тс<sup>2</sup>, где тс<sup>2</sup> — энергия покоя электрона. Следовательно, в этом масштабе энергии связи относятся как характерные константы:  $\frac{10^{-3}}{10^{-5}} = \frac{1}{10^{-2}}$ .

Слабые взаимодействия ответственны за такие тонкие эффекты, как взаимные превращения  $p \rightleftharpoons n$  путем  $\beta$ -распада и  $K$ -захвата (см. § 19), за различные распады элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрино с веществом.

С гравитационными взаимодействиями связана устойчивость космических тел и систем.

Силы взаимодействия второго и четвертого типа убывают с расстоянием, как  $1/r$ , т. е. довольно медленно и, следовательно, являются дальнедействующими. Взаимодействия же первого и третьего типа убывают с расстоянием очень быстро и поэтому являются короткодействующими.

**Ядерные силы короткодействующие.** Это следует:

- а) из опытов Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц легкими ядрами (для расстояний, превосходящих 10<sup>-12</sup> см, результаты опытов

объясняются чисто кулоновским взаимодействием  $\alpha$ -частиц с ядром, но при меньших расстояниях наступают отклонения от закона Кулона, обусловленные ядерными силами. Отсюда следует, что радиус действия ядерных сил во всяком случае меньше  $10^{-12}$  см);

б) из изучения  $\alpha$ -распада тяжелых ядер (см. § 15);

в) из опытов по рассеянию нейтронов на протонах и протонов на протонах.

Остановимся на них несколько подробнее.

При малых энергиях нейтронов рассеяние их в системе центра инерции изотропно. Действительно, классическая частица с импульсом  $p$  «зацепится» за рассеивающую мишень с радиусом действия ядерных сил  $r_0$ , если она пролетает на расстояниях, меньших  $r_0$ , т. е. если компонента ее момента количества движения в направлении, перпендикулярном плоскости траектории не превышает  $r_0 p$  (рис. 17).

Но согласно соотношению де Бройля для падающей частицы  $p = \frac{\hbar}{\lambda}$  и, следовательно,

$$pr_0 = \frac{\hbar r_0}{\lambda} \quad \left( \lambda = \frac{h}{2\pi} \right).$$

Однако максимальное значение проекции орбитального момента частицы может быть равно только  $\hbar l$ . Поэтому

$$\frac{\hbar r_0}{\lambda} = \hbar l,$$

откуда

$$l = \frac{r_0}{\lambda}.$$

Таким образом, при  $\lambda \gg r_0$  значение  $l \rightarrow 0$ , а при  $l=0$  волновая функция, описывающая состояние системы, сферически симметрична в с. ц. и., т. е. в этой системе рассеяние должно быть изотропно.

При  $\lambda = r_0$  рассеяние уже не будет изотропным. Уменьшая энергию падающих нейтронов и тем самым увеличивая  $\lambda$ , можно найти то ее значение, при котором достигается изотропия рассеяния. Это дает оценку радиуса действия ядерных сил.

Максимальная энергия нейтронов, при которой еще наблюдалось сферически симметричное рассеяние, равнялась 20 Мэв. Это позволило определить верхнюю границу радиуса действия ядерных сил, она оказалась равной  $2 \cdot 10^{-13}$  см.

Далее, при рассеянии потока протонов на протонной мишени можно рассчитать ожидаемое значение эффективного сечения процесса, если действуют только кулоновские силы. Однако, когда частицы сильно сближаются, ядерные силы начинают преобладать

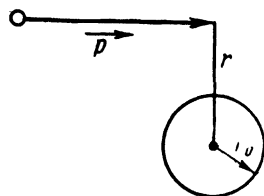


Рис. 17. Частица и рассеивающая мишень

над кулоновскими, и распределение рассеянных протонов изменяется.

Из таких опытов найдено, что ядерные силы резко спадают с увеличением расстояния между протонами. Область их действия крайне мала и тоже по порядку величины  $(2\div 3) \cdot 10^{-13}$  см. К сожалению, результаты опытов по рассеянию нуклонов малых энергий не дают сведений о законе изменения ядерных сил с расстоянием. Детальная форма потенциальной ямы остается неопределенной.

Эксперименты по исследованию свойств двух связанных нуклонов в ядре дейтона также не позволяют однозначно установить закон изменения потенциала поля ядерных сил с расстоянием. Причина заключается в необычайной малости радиуса действия ядерных сил и очень большой их величине в пределах радиуса действия. В качестве первого приближения к потенциалу, описывающему свойства дейтона можно брать довольно широкий круг различных функций, которые должны достаточно быстро убывать с расстоянием.

Данным опыта грубо удовлетворяют, например, следующие функции.

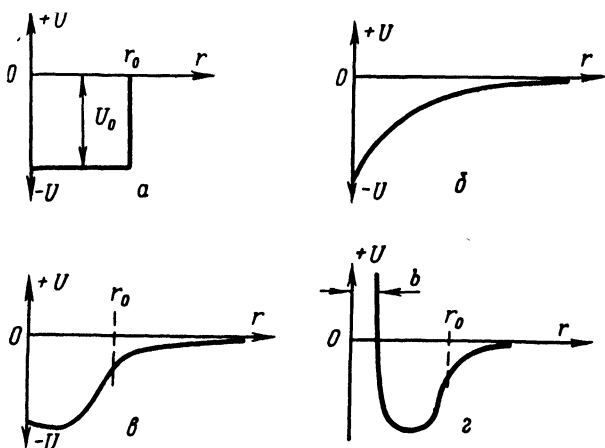


Рис. 18. Возможные формы потенциальной ямы дейтона: а — прямоугольная яма; б — экспоненциальная яма; в — форма ямы при потенциале Юкавы; г — яма при потенциале с твердой отталкивающей серединой

### 1. Прямоугольная потенциальная яма (рис. 18, а):

$$U(r) = \begin{cases} -U & \text{при } r \leq r_0, \\ 0 & \text{при } r > r_0, \end{cases}$$

где  $r_0$  — радиус действия ядерных сил,  $r$  — расстояние между центрами двух взаимодействующих нуклонов.

2. Экспоненциальная функция (рис. 18, б):

$$U(r) = U_0 e^{-r/r_0}.$$

3. Мезонный потенциал Юкава (рис. 18, в):

$$U(r) = U_0 \frac{e^{-r/r_0}}{r/r_0}.$$

4. Потенциал с твердой отталкивающей серединой (рис. 18, г):

$$U(r) = \begin{cases} U_0 e^{-r/r_0} & \text{при } r > b \\ +\infty & \text{при } r < b < r_0. \end{cases}$$

Детальное изучение структуры рассеяния и сравнение с теоретическими расчетами говорит в пользу последней из указанных форм. В настоящее время для расчетов используют и более сложные формы, обеспечивающие лучшее совпадение с данными опыта.

Во всех случаях глубина потенциальной ямы  $U_0 < 0$  имеет порядок нескольких десятков Мэв. Значение  $b$  в случае потенциала с отталкивающей серединой имеет порядок десятых долей Ферми.

**Ядерные силы не зависят от электрических зарядов взаимодействующих частиц.** Силы взаимодействия между (p, p), (n, n) или (p, p) одинаковы. Это свойство вытекает из следующих фактов.

У легких стабильных ядер, когда электромагнитным отталкиванием еще можно пренебречь, число протонов  $Z$  равно числу нейтронов  $N$ . Следовательно, силы, действующие между ними, равны, иначе существовал бы сдвиг в какую-то сторону (либо  $Z > N$ , либо  $N > Z$ ).

Легкие зеркальные ядра (ядра, получающиеся заменой нейтронов на протоны и наоборот, например  $C_6^{13}$  и  $N_7^{13}$ ) имеют одинаковые энергетические уровни.

Опыты по рассеянию нейтронов на протонах и протонов на протонах показывают, что величина ядерного притяжения протона с протоном и нейтрона с протоном одна и та же.

Это свойство ядерных сил носит фундаментальный характер и указывает на глубокую симметрию, существующую между двумя частицами: протоном и нейтроном. Оно получило название зарядовой независимости (или симметрии) и позволило рассматривать протон и нейтрон как два состояния одной и той же частицы — нуклона.

Таким образом, у нуклона есть некоторая дополнительная внутренняя степень свободы — зарядовая — по отношению к которой возможны два состояния: протон и нейтрон. Это аналогично спиновым свойствам частиц: спин является также дополнительной к движению в пространстве внутренней степенью свободы частицы, по отношению к которой электрон (или нуклон) имеют только два возможных состояния. Последовательное квантовомеханическое

описание этих двух степеней свободы: зарядовой и спиновой — формально одинаково. Поэтому соответственно принято наглядно описывать зарядовую степень свободы с помощью условного трехмерного пространства, которое называют изотопическим, а состоящие частицы (нуклона) в этом пространстве характеризовать изотопическим спином, обозначаемым  $\vec{t}$ .

Рассмотрим это несколько подробнее, возвращаясь к понятию обыкновенного спина.

Допустим, что имеются два электрона, которые, как известно, совершенно идентичны. Оба они обладают собственным моментом количества движения — спином. Однако направление их вращения обнаружить невозможно. Поместим теперь их во внешнее магнитное поле. Согласно основным постулатам квантовой механики «ось вращения» каждой частицы может занимать только строго определенные положения относительно этого внешнего поля. Спиновая ось у частиц со спином равным  $1/2 \hbar$  может быть ориентирована либо вдоль, либо навстречу направлению поля (рис. 19). Частица с моментом  $S$  может иметь  $(2S+1)$  состояний; у электрона, у которого  $S=1/2$ , имеется 2 состояния. Значение проекций спина может быть  $S_z = +1/2$ ;  $S_z = -1/2$ . Это приводит к тому, что частицы в магнитном поле могут иметь теперь разные энергии и появляется возможность отличать их одну от другой. Отсюда видно, что состояние электрона благодаря его магнитным свойствам является дублетным.

Без внешнего магнитного поля нет никакой возможности разделить два возможных состояния электрона; говорят, что состояния «вырождаются» в неразличимые.

С аналогичной ситуацией приходится встречаться и в атоме водорода. Для характеристики состояний атома вводится орбитальное квантовое число  $l$ , характеризующее орбитальный момент количества движения атомов. Атом с данным  $l$  может иметь  $(2l+1)$  состояний, так как во внешнем поле могут существовать только вполне определенные значения проекций  $l$  на направление поля (от  $-l$  до  $+l$ ). Пока внешнего поля нет, состояние  $2l+1$ -кратно вырождено.

Открытие нейтрона привело к мысли о существовании явления, похожего на магнитное вырождение электрона.

Ведь зарядовая независимость ядерных сил означает, что при сильном взаимодействии протон и нейтрон ведут себя как одна и та же частица. Их можно различить только, если принять во внимание электромагнитное взаимодействие. Если же представить, что электромагнитные силы могут быть каким-то образом «выключены» (рис. 20, а), то протон и нейтрон станут неразличимыми частицами и даже массы их будут равны (подробнее о равенстве масс см. § 12). Поэтому нуклон можно рассматривать как «зарядовый дублет», в котором одно состояние представляет протон, а другое — нейтрон. Если включить электромагнитные силы, условно представ-

ленные на рис. 20, б пунктиром, то к прежним зарядово-независимым силам прибавятся электрические силы, зависящие от заряда. Энергия заряженных частиц при этом будет отличаться от энергии

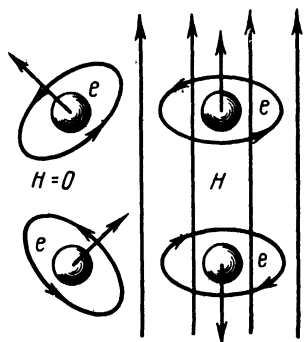


Рис. 19. Ориентация спина электрона в магнитном поле

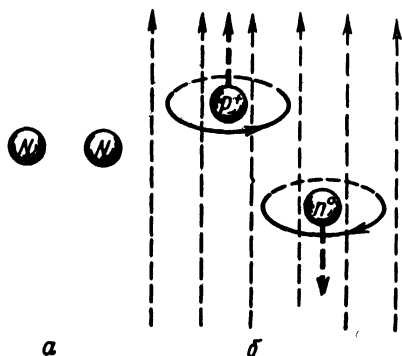


Рис. 20. Различие между протоном и нейтроном, обусловленное электромагнитным взаимодействием

нейтральных частиц и можно разделить протон и нейтрон. Следовательно, и массы покоя их не будут равными.

Для того чтобы характеризовать состояние нуклона в ядре, Гейзенберг ввел чисто формально понятие об изотопическом спине  $\tau$ , который по аналогии с квантовыми числами  $l$  и  $S$  должен определять число вырожденных состояний нуклона, равное  $(2\tau + 1)$ . Слово «изотопический» выражает тот факт, что протон и нейтрон близки по своим свойствам (изотопы — одинаковые по химическим свойствам атомы, отличающиеся числом нейтронов в ядре).

Слово же «спин» в данном понятии возникло из чисто математической аналогии с обычным спином частицы.

Важно еще раз отметить, что квантовомеханический вектор изотопического спина  $\vec{\tau}$  вводится не в обычном, а в условном пространстве, называемом изотопическим или зарядовым пространством. Последнее, в отличие от обычных осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , задается условными осями  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ . В этом пространстве частица не может двигаться поступательно, а только вращается.

Таким образом, изотопический спин следует рассматривать как математическую характеристику, отличающую протон от нейтрона; физически они отличаются разным отношением к электромагнитному полю.

Изотопический спин нуклона равен  $1/2$  и имеет компоненты  $+1/2$  и  $-1/2$  по отношению к оси  $\zeta$ . Проекция на эту ось обозначается  $\tau_\zeta$ . Условно было принято, что для протона  $\tau_\zeta = +1/2$ , а для нейтрона  $\tau_\zeta = -1/2$ , т. е. протон переходит в нейтрон при повороте изотопического спина на  $180^\circ$  в изотопическом пространстве.



При использовании такого формального приема зарядовая независимость принимает форму закона сохранения: при взаимодействии нуклонов полный изотопический спин и его проекция сохраняются неизменными, т. е.

$$\Delta\tau = 0; \quad \Delta\tau_z = 0.$$

Этот закон сохранения можно формально рассматривать, как следствие независимости физических законов от поворота в изотопическом пространстве. Однако этот закон сохранения приближенный. Он справедлив в той мере, в какой можно пренебрегать электромагнитными силами и может немного нарушаться, — в меру отношения электромагнитных и ядерных сил. Физический же смысл его заключается в том, что ядерные силы в системах  $(p, p)$  и  $(n, n)$  одинаковы.

Мы вернемся к понятию изотопического спина в главе об элементарных частицах, для которых он приобретает дополнительный смысл.

**Ядерные силы зависят от спина.** Зависимость ядерных сил от спина вытекает из следующих фактов.

Одно и то же ядро в состояниях с различными спинами обладает различными энергиями связи. Например, энергия связи дейтона, в котором спины  $p$  и  $n$  параллельны, равна  $2,23$  Мэв, при антипараллельных спинах устойчивого состояния вообще нет.

Рассеяние нейтронов на протонах чувствительно к ориентации спинов. Была теоретически рассчитана вероятность взаимодействия нейтронов и протонов при предположении, что потенциал взаимодействия не зависит от спина. Оказалось, что полученные из опыта результаты отличаются от теоретических в пять раз.

Расхождение устраняется, если учитывать, что взаимодействие зависит от взаимной ориентации спинов.

Зависимость ядерных сил от ориентации спина проявляется в опыте по рассеянию нейтронов на молекулах *орто*- и *пара*-водорода.

Дело в том, что молекулы водорода существуют двух типов: в молекуле *орто*-водорода спины двух протонов параллельны ( $\uparrow\uparrow$ ) друг другу, полный спин  $I$  равен 1 и может иметь три ориентации  $(2I+1)=3$  (так называемое триплетное состояние); в молекуле *пара*-водорода спины антипараллельны ( $\downarrow\uparrow$ ), полный спин равен нулю и возможно единственное состояние (так называемое синглетное состояние).

Соотношение между числом молекул *орто*- и *пара*-водорода при комнатной температуре равно 3:1. Это соотношение определяется числом возможных состояний.

Энергия основного *пара*-состояния ниже энергии основного *орто*-состояния. При низких температурах молекулы *орто*-водорода превращаются в молекулы *пара*-водорода. В присутствии катализатора это превращение идет достаточно быстро и можно получить жидкий водород в чистом состоянии *пара*-водорода. В случае рас-

сеяния нейтронов на *орто*-водороде, спин нейтрона либо параллелен спином обоих протонов, либо обоим антипараллелен; т. е. существуют конфигурации:

$$\uparrow \uparrow \uparrow, \quad \uparrow \downarrow \downarrow.$$

При рассеянии на *пара*-водороде спин нейтрона всегда параллелен спину одного протона и антипараллелен спину другого протона; независимо от ориентации молекулы *пара*-водорода конфигурация имеет характер  $\uparrow \uparrow \downarrow$ .

Рассмотрим рассеяние как волновой процесс. Если рассеяние зависит от взаимной ориентации спинов, то наблюдаемый интерференционный эффект нейтронных волн, рассеянных обоими протонами, будет существенно различным для процессов рассеяния на молекулах *орто*- и *пара*-водорода.

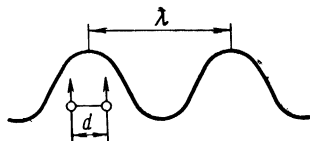


Рис. 21 Рассеяние нейтронов на молекулах водорода

Какова должна быть энергия нейтронов для того, чтобы можно было заметить разницу в рассеянии? В молекуле  $H_2$  протоны находятся на расстоянии  $d$ , во много раз превышающем радиус действия ядерных сил.  $d=10^{-8}$  см. Поэтому в силу волновых свойств нейтрона процесс рассеяния может происходить одновременно на обоих протонах, если  $\lambda \gtrsim d$  (рис. 21). Необходимой для этого волне де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2ME}} = \frac{hc}{\sqrt{2Mc^2E}} = 10^{-8} \text{ см}$$

для нейтрона, масса которого эквивалентна энергии

$$Mc^2 = 938 \text{ Мэв},$$

соответствует кинетическая энергия

$$E = 3 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ эв}.$$

Поскольку  $E=kT$ ,  $k=1,4 \cdot 10^{-16}$  эрг/град, нейтрон будет обладать необходимой энергией при температуре

$$T \leq \frac{3 \cdot 10^{-16}}{1,4 \cdot 10^{-16}} \approx 20^\circ \text{ К}.$$

Исследование рассеяния нейтронов на чистом *пара*-водороде и на смеси *орто*- и *пара*-водорода, взятых в соотношении 3:1, позволило определить отдельно эффективные сечения рассеяния на *орто*- и *пара*-водороде. Оказалось, что

$$\sigma_{орто} = 125 \text{ мб}; \quad \sigma_{пара} = 4 \text{ мб},$$

т. е.

$$\sigma_{орто} : \sigma_{пара} \approx 30.$$

Этот результат подтверждает зависимость ядерных сил от спина.

**Ядерные силы нецентральны.** Это свойство ядерных сил вытекает из наличия квадрупольного момента у дейтона и из неаддитивности магнитных моментов (например, у дейтона).

**Ядерные силы обладают свойством насыщения.** Как уже говорилось в § 4, свойство насыщения ядерных сил проявляется в том, что энергия связи ядра пропорциональна числу нуклонов в ядре —  $A$ , а не  $A^2$ .

Указанная особенность ядерных сил следует также из стабильности легких ядер. Нельзя, например, добавлять к дейтону все новые и новые частицы, известна только одна такая комбинация с добавочным нейтроном — тритий. Протон, таким образом, может образовывать связанные состояния не более чем с двумя нейтронами.

Для объяснения насыщения Гейзенбергом было выдвинуто предположение о том, что ядерные силы имеют *обменный* характер.

**Ядерные силы имеют обменный характер.** Впервые обменный характер был установлен у сил химической связи: связь образуется в результате перехода электронов от одного атома к другому. Электромагнитные силы можно также относить к силам обменным: взаимодействие зарядов объясняется тем, что они обмениваются  $\gamma$ -квантами. Однако насыщения в данном случае нет, так как обмен  $\gamma$ -квантами не меняет свойств каждой из частиц.

Обменное свойство ядерных сил проявляется в том, что при столкновении нуклоны могут передавать друг другу такие свои характеристики, как заряд, проекции спинов и другие.

Обменный характер подтверждается различными опытами, например результатами измерений углового распределения нейтронов высоких энергий при рассеянии их на протонах. Остановимся на этом подробнее.

В ядерной физике энергию называют высокой, когда волна де Бройля частицы удовлетворяет соотношению  $\lambda \ll r_0$ , т. е.

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2Mc^2T}} \ll 10^{-13} \text{ см.}$$

Для нуклонов длина волны де Бройля связана с кинетической энергией уравнением

$$\lambda \approx \frac{4 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{TMэв}} \text{ см,}$$

и, следовательно, можно назвать высокой кинетическую энергию нуклона, если она значительно больше  $16 \text{ Мэв}$ .

Квантовая механика позволяет получить зависимость эффективного сечения рассеяния от энергии падающих нейтронов и угла рассеяния, если известен потенциал взаимодействия.

Расчеты показывают, что для потенциала типа прямоугольной ямы сечение рассеяния должно меняться в зависимости от энергии частиц как  $1/T$ , а само рассеяние должно происходить в пределах малого угла  $\theta$ . Следовательно, угловое распределение рассеянных нейтронов в системе центра инерции должно иметь максимум в направлении их движения, а распределение протонов отдачи должно иметь максимум в противоположном направлении.

На опыте же для нейтронов был обнаружен не только пик в угловом распределении, направленный вперед, но и второй пик, в направлении назад (рис. 22).

Объяснить экспериментальные результаты можно только предположив, что между нуклонами действуют обменные силы и в процессе рассеяния нейтроны и протоны обмениваются своими зарядами, т. е. идет рассеяние с «перезарядкой». При этом часть нейтронов превращается в протоны, и наблюдаются протоны, летящие в направлении падающих нейтронов, так называемые протоны перезарядки. Одновременно часть протонов превращается в нейтроны и регистрируется, как нейтроны, рассеянные назад в с. ц. и.

Относительная роль обменных и обычных сил определяется по отношению числа нейтронов, летящих назад к числу нейтронов, летящих вперед.

Опираясь на квантовую механику, можно доказать, что существование обменных сил всегда ведет к явлению насыщения, так как частица не может взаимодействовать путем обмена одновременно со многими частицами.

Однако более детальное изучение экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию показывает, что хотя силы взаимодействия и в самом деле имеют обменный характер, смесь обычного потенциала с обменным такова, что не может полностью объяснить насыщение. Обнаруживается и другое свойство ядерных сил. Оказывается, что если на больших расстояниях между нуклонами действуют преимущественно силы притяжения, то при тесном сближении нуклонов (на расстоянии порядка  $0,5 \cdot 10^{-13}$  см) возникает резкое отталкивание. Это можно объяснить наличием у нуклонов отталкивающих друг от друга сердцевин.

Расчеты показывают, что именно эти сердцевинки несут главную ответственность за эффект насыщения. В связи с этим ядерное взаимодействие, по-видимому, следует характеризовать не однородным потенциалом типа прямоугольной ямы (рис. 18, а), а сложной функцией с особенностью на малых расстояниях (рис. 18, з).

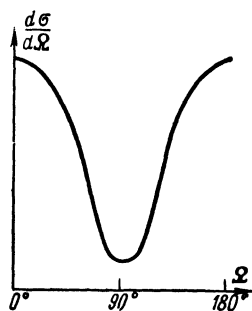


Рис. 22. Зависимость дифференциального сечения рассеяния нейтронов на протонах от угла рассеяния