

В общем случае удобно перейти, как это показано в § 14, к координатам $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$ и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, описывающим соответственно движение центра тяжести системы и относительное движение частиц,

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \psi_0(\mathbf{R})\psi(\mathbf{r}). \quad (66,12)$$

Выясним, к каким следствиям приводит требование симметрии или антисимметрии волновой функции (66,12). Заметим прежде всего, что если потенциал взаимодействия частиц зависит только от расстояния между ними, $U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$, то в такой системе сохраняется орбитальный момент количества движения, связанный с относительным движением частиц (см. § 35). Произведем теперь перестановку координат частиц $\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_1$. При такой перестановке радиус-вектор центра тяжести \mathbf{R} не изменяется. Следовательно, не изменяется и волновая функция $\psi_0(\mathbf{R})$. Радиус-вектор относительного движения \mathbf{r} меняет знак $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$. Если орбитальный момент, связанный с относительным движением частиц, задан и определяется квантовым числом l , то закон преобразования функции $\psi(\mathbf{r})$ при замене \mathbf{r} на $-\mathbf{r}$, как мы выяснили в § 33, будет:

$$\psi(-\mathbf{r}) = (-1)^l \psi(\mathbf{r}). \quad (66,13)$$

Мы видим, что в этом случае координатная волновая функция (66,12) при перестановке частиц $\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_1$ преобразуется по закону

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rightarrow (-1)^l \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (66,14)$$

Из (66,14) сразу следует, что если частицы находятся в триплетном состоянии $S = 1$, то квантовое число l может принимать лишь нечетные значения. Наоборот, число l может принимать лишь четные значения, если частицы находятся в синглетном состоянии $S = 0$.

§ 67. Обменное взаимодействие и понятие о химическом и сильном ядерном взаимодействиях

Тождественность квантовых частиц приводит к фундаментальному изменению представления о взаимодействии между частицами.

Остановимся прежде всего на одном простом примере, позволяющем понять сущность этих изменений. Предположим, что две тождественные частицы с полуцелым спином не взаимодействуют друг с другом в классическом понимании этого слова. Это означает, что в гамильтониане системы нет членов, описывающих взаимодействие между частицами.

Пусть одна из частиц находится в некоторой ячейке фазового пространства с линейным размером ячейки $\sim d$. Имеет место очевидное соотношение

$$(\Delta q_1 \Delta p_1)^3 \sim d^3 (\Delta p_1)^3 \sim \hbar^3,$$

где $\Delta q_1 \sim d$ — неопределенность координаты частицы и $\Delta p_1 \sim \frac{\hbar}{d}$ — неопределенность ее импульса.

Согласно принципу Паули вторая частица не может попасть в ту же ячейку фазового пространства. Поэтому она должна либо находиться на расстоянии, большем d , от первой частицы, либо иметь импульс p_2 , превышающий Δp_1 , т. е. импульс $p_2 > \frac{\hbar}{d}$. Только при этом условии она может подойти к первой частице на расстояние, меньшее чем d , и попасть при этом в другую клетку фазового пространства.

Мы видим, что частицы с параллельными спинами не могут подойти друг к другу, если только они не обладают достаточно большим импульсом относительного движения. Такое поведение частиц эквивалентно появлению некоторых сил отталкивания между ними. Если спины частиц антипараллельны, предыдущее рассуждение теряет силу, поскольку принцип Паули не запрещает таким частицам находиться в одной ячейке фазового пространства.

Таким образом, из принципа Паули, налагающего ограничения на состояния частиц, вытекает факт существования взаимодействия между частицами, зависящего от ориентации их спинов.

Взаимодействие между бозонами не может быть проиллюстрировано на столь же наглядном примере. Тем не менее ясно, что требование симметризации волновой функции соответствует определенной зависимости энергии системы частиц от ее полного спина, т. е. приводит ко взаимодействию между частицами.

Предположим теперь, что между двумя частицами со спином $1/2$ имеется некоторое слабое взаимодействие, описываемое оператором $\hat{H}'(r_{12})$, где r_{12} — расстояние между частицами. Для наглядности, а также имея в виду дальнейшие приложения, допустим, что \hat{H}' представляет кулоновское отталкивание двух зарядов $\hat{H}'(r_{12}) = \frac{e^2}{r_{12}}$. Тогда средняя энергия взаимодействия в первом приближении равна

$$E^{(1)} = \sum \int \psi_0^* \hat{H}' \psi_0 dV_1 dV_2. \quad (67,1)$$

Здесь ψ_0 — нормированная функция невозмущенного состояния,

а суммирование ведется по всем значениям спиновых переменных.

Так как, по предположению, в нулевом приближении частицы считаются невзаимодействующими, то спиновые и координатные волновые функции разделяются, причем последние записываются симметризованными или антисимметризованными произведениями (66,10) и (66,11).

Подставляя значение оператора \hat{H}' и волновые функции в (67,1), имеем

$$E^{(1)} = \frac{1}{2} \int \frac{e^2}{r_{12}} |\psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) \pm \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1)|^2 dV_1 dV_2 = \\ = e^2 \int \frac{|\psi_{n_1}(1)|^2 |\psi_{n_2}(2)|^2}{r_{12}} dV_1 dV_2 \pm e^2 \int \frac{\psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1)}{r_{12}} dV_1 dV_2,$$

где цифры 1 и 2 обозначают координаты соответственно первого и второго электронов, а r_{12} — расстояние между ними. Знаки + и — относятся к состоянию частиц, соответственно симметричному и антисимметричному относительно перестановки частиц. В этой формуле проведено суммирование по спиновым переменным, которое дало единицу. Мы воспользовались, кроме того, очевидным равенством

$$\int \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \frac{e^2}{r_{12}} \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1) dV_1 dV_2 = \\ = \int \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) \frac{e^2}{r_{12}} \psi_{n_1}^*(2) \psi_{n_2}^*(1) dV_1 dV_2.$$

В последнем равенстве один интеграл переходит в другой при замене индексов интегрирования 1 на 2.

Вводя обозначения

$$C = \int |\psi_{n_1}(1)|^2 \frac{e^2}{r_{12}} |\psi_{n_2}(2)|^2 dV_1 dV_2 = \\ = \int |\psi_{n_1}(1)|^2 \hat{H}'(r_{12}) |\psi_{n_2}(2)|^2 dV_1 dV_2, \quad (67,2)$$

$$A = \int \left\{ \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \frac{e^2}{r_{12}} \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1) \right\} dV_1 dV_2 = \\ = \int \left\{ \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \hat{H}'(r_{12}) \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1) \right\} dV_1 dV_2, \quad (67,3)$$

напишем энергию взаимодействия (67,1) в виде

$$E_{\uparrow\downarrow}^{(1)} = C + A, \quad (67,4)$$

$$E_{\uparrow\uparrow}^{(1)} = C - A. \quad (67,5)$$

Значок $\uparrow\downarrow$ означает антипараллельные спины (спиновый синглет), $\uparrow\uparrow$ — параллельные спины (спиновый триплет).

Из вывода ясно, что общий вид полученных формул (67,4) — (67,5) не является специфическим, относящимся только к случаю кулоновского взаимодействия, а мог бы быть получен для любой энергии взаимодействия, зависящей от координат частиц.

Интересно сравнить этот результат с аналогичным вычислением для двух частиц различной природы. Тогда мы написали бы для несимметризованной волновой функции $\Psi = \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2)$ и соответственно получили бы:

$$E' = \int |\psi_{n_1}|^2 |\psi_{n_2}|^2 \frac{e^2}{r_{12}} dV_1 dV_2. \quad (67,6)$$

Формула (67,6) имеет простой смысл — она представляет среднее значение энергии кулоновского отталкивания двух частиц. Положение одной из частиц, находящейся в состоянии n_1 , характеризуется плотностью вероятности $|\psi_{n_1}(1)|^2$, второй — $|\psi_{n_2}(2)|^2$.

В формулах (67,4) и (67,5) интеграл C имеет структуру, аналогичную (67,6) и часто именуется кулоновским интегралом. Однако, строго говоря, он не допускает подобной интерпретации, так как нельзя указать, какая из тождественных частиц находится в состоянии n_1 , а какая — в состоянии n_2 .

Интеграл A , именуемый обычно обменным (нем. Austausch — обмен), не имеет каких-либо классических аналогов. Расчеты, проведенные для конкретных систем, показывают, что интегралы C и A всегда положительны. Из формул (67,4) и (67,5) непосредственно следует, что поправка к средней энергии, обусловленная взаимодействием частиц, зависит от ориентации их спинов.

Подчеркнем прежде всего, что было бы неправильным считать взаимодействие складывающимся из двух частей — классической и обменной, как это часто делают для наглядности. При этом классической частью взаимодействия называют вклад в энергию, определяемый кулоновским интегралом C , а обменной — соответствующий вклад от обменного интеграла A . В действительности разделить взаимодействие на две части невозможно, поскольку сама величина A не допускает классической интерпретации.

Наиболее характерная часть обменного взаимодействия выражается интегралом A (67,3). Этот интеграл можно трактовать как матричный элемент, соответствующий переходу первой частицы из состояния n_2 в состояние n_1 , а второй частицы из состояния n_1 в состояние n_2 . Действительно, введем оператор \hat{P}_{12} , определенный формулой (64,2), переставляющий частицы местами, так что

$$\hat{P}_{12} \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) = \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1), \quad \hat{P}_{12} \psi_{n_2}(1) \psi_{n_1}(2) = \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2).$$

Оператор \hat{P}_{12} является, таким образом, обменным оператором первой и второй частицы. С помощью этого оператора интеграл A можно представить как

$$A = \int \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \hat{H}_{12} \psi_{n_1}(2) \psi_{n_2}(1) dV_1 dV_2 = \\ = \int \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) \hat{H}_{12} \hat{P}_{12} \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) dV_1 dV_2. \quad (67,7)$$

Таким образом, обменное взаимодействие отвечает замене оператора \hat{H}_{12} на оператор $\hat{H}_{12} \hat{P}_{12}$. Полная энергия взаимодействия с помощью обменного оператора может быть записана в виде

$$E' = C \pm A = \int \psi_{n_1}^*(1) \psi_{n_2}^*(2) (\hat{H}_{12} \pm \hat{H}_{12} \hat{P}_{12}) \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) dV_1 dV_2. \quad (67,7')$$

Мы видим, что тождественность квантовомеханических частиц существенно изменяет их взаимодействие. Если различные по своей природе частицы обладают произвольным взаимодействием, характеризующимся оператором \hat{H}_{12} , то в случае тождественных частиц оператор этого взаимодействия должен быть заменен на $\hat{H}_{12} \pm \hat{H}_{12} \hat{P}_{12}$. Этот вывод не зависит от природы взаимодействия, т. е. от характера оператора \hat{H}_{12} . Так электрическое взаимодействие двух тождественных частиц (например, двух позитронов) происходит иначе, чем такое же электрическое взаимодействие различных частиц (например, позитрона и протона).

Таким образом, специфика тождественных частиц, состояние которых характеризуется симметризованными волновыми функциями, приводит к важнейшему общему следствию: состояние системы оказывается зависящим от суммарного спина системы.

Это обстоятельство является количественным выражением тех качественных соображений, которые были приведены в начале параграфа.

Зависимость энергии системы частиц от полного спина эквивалентна утверждению о существовании взаимодействия между частицами. Это взаимодействие получило название обменного.

Обменное взаимодействие имеет специфически квантовый характер. Формально это следует из того факта, что в классическом пределе спин системы обращается в нуль (ср. § 60). Поэтому при переходе к классическому пределу исчезает всякое различие между состояниями с разным спином и, в частности, различие в их энергиях.

Следует подчеркнуть, что хотя до сих пор речь шла о частицах с полуцелым спином, качественный вывод в равной мере применим к частицам с целым спином — бозонам. В системе из

двух бозонов, имеющих спин нуль, реализуются не все состояния, которые получаются в результате формального решения соответствующего уравнения Шредингера.

Физическим состояниям системы и определенным значениям ее энергии отвечают только те из них, которым отвечает симметричная в частицах волновая функция. В случае двух бозонов со спином 1 энергия системы также оказывается зависящей от полного спина.

Результаты, полученные для системы, состоящей из двух частиц — фермионов или бозонов, — непосредственно переносятся на общий случай систем с произвольным числом тождественных частиц.

Возвращаясь к примеру с взаимодействием двух электронов, покажем, что обменные силы допускают следующую наглядную, хотя и не строгую интерпретацию: предположим, что в момент времени $t = 0$ первый электрон находился в состоянии n_1 , а второй — в состоянии n_2 . Необходимо еще раз подчеркнуть, что в действительности такая формулировка относится к моменту $t = 0$ и дальнейшие рассуждения служат лишь для придания наглядности эффекту обменного взаимодействия. Тогда начальная волновая функция имеет вид

$$\Phi(0) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_a(t=0) + \psi_s(t=0)] = \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2).$$

Состояния, описываемые симметричной ψ_s и антисимметричной ψ_a волновой функцией, являются стационарными состояниями с энергиями соответственно

$$E_s = E + C + A, \quad E_a = E + C - A.$$

Поэтому зависимость волновых функций ψ_s и ψ_a от времени дается формулами

$$\psi_s = \psi_s(0) e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C+A)t}, \quad \psi_a = \psi_a(0) e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C-A)t}.$$

Полная волновая функция $\Phi(t)$ при $t > 0$ является их суперпозицией и, следовательно, не описывает стационарного состояния

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_s(t) + \psi_a(t)) = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ [\psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) + \psi_{n_2}(1) \psi_{n_1}(2)] e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C+A)t} + \right. \\ &\quad \left. + [\psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) - \psi_{n_2}(1) \psi_{n_1}(2)] e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C-A)t} \right\} = \\ &= \left\{ \psi_{n_1}(1) \psi_{n_2}(2) \cos \frac{1}{\hbar} At - i \psi_{n_2}(1) \psi_{n_1}(2) \sin \frac{1}{\hbar} At \right\} e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C)t}. \quad (67,8) \end{aligned}$$

Формула (67,8) показывает, что если в момент времени $t = 0$ электрон 1 находился в состоянии n_1 , а электрон 2 — в состоянии n_2 , то по прошествии промежутка времени

$$\tau = \frac{\pi\hbar}{2A} \quad (67,9)$$

электроны обмениваются состояниями. Волновая функция

$$-i\psi_{n_2}(1)\psi_{n_1}(2)e^{-\frac{i}{\hbar}(E+C)t}$$

отвечает нахождению первого электрона в состоянии n_2 , а второго — в состоянии n_1 . По прошествии промежутка времени 2τ они возвращаются в начальные состояния и т. д. Таким образом, электроны обмениваются состояниями с периодом τ .

Часто такой обмен состояниями наглядно представляют следующим образом: один из электронов системы вылетает, например, из атома и поглощается другим атомом. Из последнего в свою очередь вылетает электрон, переходящий в первый атом. В процессе «вылета» и «захвата» электронов происходит изменение импульса соответствующих атомов. Изменение импульса атомов означает, что между ними имеется некоторое взаимодействие. Это схематическое и наглядное рассмотрение обменного взаимодействия оправдывает термин «обмен». Однако его не следует понимать буквально.

Это особенно ясно видно из следующего рассуждения: пусть состояния n_1 и n_2 отвечают связанным состояниям электронов в двух атомах. Если бы мы попытались понимать описанный выше процесс обмена буквально, в классическом смысле, то возникло бы противоречие. Действительно, электроны не смогли бы обмениваться состояниями или «вылетать» и «захватываться» атомами, так как для этого они должны были бы получать извне некоторую энергию, превышающую энергию их связи в атомах. В действительности каждый из двух атомов, между которыми имеет место обменное взаимодействие, не находится в состоянии с определенной энергией. Неопределенность энергии системы ΔE имеет порядок $\Delta E \sim A$. Не имеет смысла говорить о постоянстве энергии в течение промежутка времени τ — времени обмена, равного по порядку величины

$$\Delta E \Delta t \sim A\tau \sim \hbar.$$

В течение времени τ система не находится в состоянии с определенной энергией и импульсом. При этом оба электрона находятся в состоянии с волновой функцией $\Phi(t)$.

В связи с этим ясно, что было бы недопустимым указывать направление вектора импульса отдачи атомов при «перебросе» электронов и пытаться, исходя из этого, определить знак

энергии взаимодействия. Таким образом, говоря об обмене частицами, следует помнить, что этот обмен имеет виртуальный, а не действительный характер. Слово виртуальный означает, что непосредственный смысл имеют только начальное и конечное состояния системы.

Для того чтобы обменный интеграл A имел отличные от нуля значения, волновые функции частиц ψ_{n_1} и ψ_{n_2} должны достаточно сильно перекрываться, т. е. быть отличными от нуля в одной и той же области пространства. Если, напротив, волновые функции ψ_{n_1} и ψ_{n_2} отличны от нуля в различных областях пространства, то обменный интеграл обращается в нуль. Если, в частности, ψ_{n_1} и ψ_{n_2} — волновые функции, описывающие связанные состояния электронов в различных атомах, то обменное взаимодействие возможно лишь при непосредственном сближении атомов. Пусть, далее, волновые функции отвечают двум связанным состояниям в атоме. Например, n_1 — нормальное, а n_2 — одно из возбужденных состояний. Тогда величина обменного интеграла чрезвычайно быстро уменьшается с переходом к вышшим возбужденным состояниям, когда состояния n_1 и n_2 обладают существенно различными энергиями. Наконец, когда речь идет о взаимодействии свободных частиц, описываемых плоскими волнами, то обменный интеграл отличен от нуля только для частиц, имеющих близкие по величине значения импульсов. Если, например, импульсы частиц заметно отличаются друг от друга, а энергия взаимодействия изменяется с координатами сравнительно медленно, то в A под интегралом содержится произведение плавно изменяющейся и быстроосциллирующей функции. При этом весь интеграл мал. Таким образом, заметное обменное взаимодействие может иметь место лишь для тождественных частиц, находящихся в близких состояниях — локализованных в малой области пространства или имеющих близкие значения энергии и импульса.

Из этого свойства обменного взаимодействия вытекает важнейшее следствие: обменное взаимодействие обладает свойством насыщения, так что в системе из большого числа N тождественных частиц полная энергия обменного взаимодействия пропорциональна числу частиц N . Действительно, две частицы, связанные обменным взаимодействием, например два электрона с антипараллельными спинами, не могут присоединить к себе третьей частицы.

Если обычная энергия парного взаимодействия пропорциональна числу пар, т. е. $\frac{N(N-1)}{2}$, то в обменное взаимодействие вступают не все пары, а лишь те, в которые входят частицы, находящиеся в «близких» состояниях (в указанном выше смысле). Поэтому полное число частиц, связанных обменным

взаимодействием, равно числу пар, построенных из частиц, находящихся в близких состояниях. Это число пар равно, очевидно, $\frac{N}{2}$.

В заключение укажем на следующее обстоятельство: вывод формул для энергии взаимодействия был проведен в предположении, что оператор взаимодействия не содержит величин, зависящих от спина частиц. Однако к таким же результатам можно прийти и в том случае, когда оператор взаимодействия содержит операторы спинов.

Обменное взаимодействие между тождественными частицами играет важнейшую роль в природе.

Достаточно указать, что обменный характер имеют силы, обуславливающие существование гомеоплярной химической связи, взаимодействие, ответственное за образование кристаллов, явление ферромагнетизма и, наконец, взаимодействие между частицами в атомных ядрах — ядерные силы. К проблеме химической связи мы вернемся еще в § 79, а пока кратко остановимся на проблеме ядерных сил.

До настоящего времени не удалось создать последовательную теорию ядерных сил. Построение этой теории является одной из центральных задач современной теоретической физики. Пока теория ядерных сил имеет полуэмпирический характер и основана на ряде опытных фактов. Совокупность имеющихся фактов позволила установить следующие свойства ядерного взаимодействия:

1. Опыты с рассеянием нейтронов на протонах показали, что на расстояниях от $1 \cdot 10^{-13}$ см до $2 \cdot 10^{-13}$ см между ядерными частицами действуют весьма мощные силы притяжения. Эти силы быстро спадают с расстоянием и не проявляются заметным образом на расстояниях, больших $2 \cdot 10^{-13}$ см. На весьма малых расстояниях, меньших $1 \cdot 10^{-13}$ см, притяжение, по-видимому, заменяется отталкиванием.

2. Ядерные силы оказываются не зависящими от заряда частиц, т. е. ядерные силы, действующие между двумя протонами, нейтроном и протоном и двумя нейтронами, равны между собой. Зарядовая независимость ядерных сил вытекает как из прямых опытов по рассеянию быстрых нейтронов и протонов на протонах, так и из анализа свойств так называемых зеркальных ядер. Под зеркальными ядрами понимают ядра, отличающиеся друг от друга заменой нейтронов на протоны (зеркальными являются ядра с атомным номером Z и $A - Z$, где A — массовое число).

Тождественность нейтронов и протонов при ядерных взаимодействиях указывает на глубокую симметрию, существующую между этими частицами.

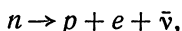
Неравенство масс и наличие электрического заряда у протона являются сравнительно второстепенными обстоятельствами.

Поэтому, согласно современной точке зрения, протон и нейтрон следует рассматривать как разные зарядовые состояния одной частицы — нуклона.

Нуклон имеет спин $1/2$ и в данном зарядовом состоянии подчиняется принципу запрета Паули. Ядерное взаимодействие между нуклонами получило название сильного взаимодействия (см. § 112).

3. Нуклон может находиться в двух различных зарядовых состояниях — протонном и нейтронном, между которыми возможны переходы.

При свободном движении протонное состояние с меньшей массой и энергией является более устойчивым. Поэтому происходит распад свободного нейтрона по схеме



где $\bar{\nu}$ — антинейтрино.

В атомных ядрах, где имеет место ядерное взаимодействие между частицами, происходит взаимное превращение нейтронов и протонов (см. ниже).

4. Наличие у протонов заряда влечет за собой два следствия: 1) протонное и нейтронное состояния являются разными состояниями нуклона. 2) Между двумя протонами наряду с ядерным взаимодействием действуют силы кулоновского отталкивания. Они становятся существенными у тяжелых ядер, обуславливая их нестабильность.

5. Ядерное взаимодействие зависит не только от расстояния, но и от взаимной ориентации спинов взаимодействующих частиц, а также от ориентации спинов относительно оси, соединяющей оба нуклона.

Зависимость ядерного взаимодействия от ориентации спинов следует непосредственно из опытов по рассеянию весьма медленных нейтронов на орто- и параводороде.

Существование зависимости от ориентации спинов относительно оси вытекает из анализа свойств дейтрона, в частности наличия у него квадрупольного момента.

6. Ядерное взаимодействие имеет обменный характер. Этот фундаментальный вывод следует, прежде всего, из самого факта стабильности ядер.

Если бы нуклонное (сильное) взаимодействие зависело только от расстояния между частицами, то потенциальная энергия системы с массовым числом A была бы пропорциональна A^2 — числу притягивающихся пар. Между тем кинетическая энергия газа ферми-частиц, заключенных в данном объеме растет с числом частиц, согласно ((79,4), ч. III), как $A^{5/3}$.

Таким образом, при достаточно большом массовом числе потенциальная энергия оказалась бы больше кинетической и ядро должно было бы сжиматься, а частицы сливаться друг с другом. Объем ядра был бы постоянной величиной, не зависящей от A , а его энергия связи — пропорциональной A^2 . В действительности данные по рассеянию показывают, что объем ядра растет пропорционально A , а энергия связи — также пропорциональна A . Это значит, что ядерные силы обладают свойством насыщения. Насыщение, как мы видели выше, является характерной особенностью обменных сил.

Остановимся несколько подробнее на изложении современных представлений о природе ядерных сил.

Из допущения о том, что протон и нейтрон являются состояниями одной частицы, и из обменного характера нуклонного взаимодействия вытекает следующая наглядная картина ядерных сил: между двумя нуклонами, находящимися на весьма малых расстояниях, происходит виртуальный обмен некоторой частицей, являющейся «переносчиком» взаимодействия. Этот обмен частицей в принципе сходен с виртуальным обменом электроном в подробно разобранном выше примере обменного взаимодействия.

Оказалось (см. ниже), что частицей, ответственной за нуклон-нуклонное взаимодействие, является π -мезон.

Именно, возможны три типа обмена:

$$\begin{aligned} p &\rightleftharpoons n + \pi^+, \\ n &\rightleftharpoons p + \pi^-, \\ p &\rightleftharpoons p + \pi^0, \\ n &\rightleftharpoons n + \pi^0. \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} p &\rightleftharpoons n + \pi^+, \\ n &\rightleftharpoons p + \pi^-, \\ p &\rightleftharpoons p + \pi^0, \\ n &\rightleftharpoons n + \pi^0. \end{aligned}} \right\}$$

В первых двух виртуальных процессах нуклон переходит из протонного в нейтронное состояние и обратно; в последнем зарядовое состояние нуклона не изменяется. Наглядно процесс обмена заряженным мезоном можно трактовать так же, как обмен электронами: часть времени каждый из нуклонов проводит в заряженном состоянии, часть времени — в нейтральном. Обмен виртуальными π -мезонами обуславливает притяжение между нуклонами. Мы подчеркивали виртуальный характер обмена, поскольку для образования реальных мезонов потребовалась бы энергия, не меньшая чем $m_\pi c^2$, где m_π — масса π -мезона.

Все π -мезоны — положительный, отрицательный и нейтральный — следует считать различными зарядовыми состояниями одной частицы.

Далее, оказывается, что масса π -мезонов не может быть произвольной. Ее можно связать с радиусом действия ядерных

сил. Поскольку ядерные силы не зависят от электрического заряда и имеют чисто квантовую природу, радиус действия сил может зависеть лишь от массы частиц — переносчиков m_π и мировых постоянных \hbar и c .

Из указанных трех величин можно составить только одну постоянную размерности длины — комптоновскую длину волны мезона

$$R \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}. \quad (67,10)$$

Выражению (67,10) можно придать наглядный смысл на основе следующих рассуждений: при виртуальном обмене мезоном энергия каждого из двух нуклонов должна обладать неопределенностью $\Delta E \sim m_\pi c^2$. Время обмена τ должно иметь порядок $\tau \sim \frac{\hbar}{m_\pi c^2}$. Если считать, что мезон движется со скоростью $\sim c$, то за время τ он проходит путь

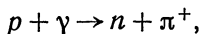
$$R \sim c\tau \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}.$$

Это расстояние и есть радиус действия ядерных сил. Задаваясь радиусом действия ядерных сил, можно найти массу частиц-переносчиков

$$m_\pi \sim \frac{\hbar}{Rc} \simeq 300m_{эл},$$

где $m_{эл}$ — масса электрона. Это по порядку величины совпадает со значением масс π -мезонов. Заметим, что π -мезоны были обнаружены экспериментально после введения их в теорию как гипотетических частиц, ответственных за сильное ядерное взаимодействие. Наиболее убедительным доказательством того, что именно π -мезоны являются переносчиками ядерных сил, служит установленный на опыте факт чрезвычайно сильного взаимодействия π -мезонов с нуклонами.

При энергиях системы нуклонов, превышающих $m_\pi c^2$, возможно реальное возникновение π -мезонов. Оно наблюдалось как при столкновении быстрых нуклонов, так и при воздействии на нуклоны γ -лучей. Наблюдалась реакция



представляющая элементарный акт ядерного фотоэффекта. В дальнейшем, в частности, в § 112, мы вернемся еще к проблеме ядерных сил.