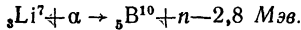


Облучая Li^7 α -частицами достаточной энергии, можно осуществить обратную ядерную реакцию, приводящую к образованию ядер бора:

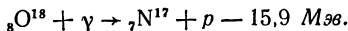


Порог этой реакции, вычисленный по формуле (7), будет

$$E_{\text{порог}} \approx \frac{M+m}{M} (-Q) = 4,4 \text{ Мэв.}$$

Кулоновский барьер ядер Li^7 для α -частиц имеет высоту $V_{\text{кул}}^{(a)} = 2,7 \text{ Мэв}$ и $\frac{M+m}{M} V_{\text{кул}}^{(a)} = 4,3 \text{ Мэв}$. Следовательно, в данном случае при энергии $E_{\text{порог}}$, вычисленной по формуле (7), α -частицы смогут преодолеть кулоновский барьер ядра Li^7 и будет наблюдаться значительный выход продуктов реакции (ядер B^{10} и нейтронов).

Другой пример — фоторасщепление изотопа кислорода O^{18} :



В данном случае $V_{\text{кул}}^{(b)} = 2,5 \text{ Мэв}$ и поэтому по формуле (8)

$$(h\nu)_{\text{порог}} = 15,9 + 2,5 = 18,4 \text{ Мэв.}$$

Энергетический эффект некоторых ядерных реакций Q в Мэв

Реакция	Q	Реакция	Q	Реакция	Q
$\text{H}^2 (n, \gamma) \text{H}^3$	6,24	$\text{Be}^9 (p, n) \text{B}^9$	-1,84	$\text{N}^{14} (d, \alpha) \text{C}^{12}$	13,5
$\text{H}^2 (d, p) \text{H}^3$	4,04	$\text{Be}^9 (d, n) \text{B}^{10}$	4,31	$\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$	0,60
$\text{H}^2 (d, n) \text{He}^3$	3,27	$\text{Be}^9 (\alpha, n) \text{C}^{12}$	5,75	$\text{N}^{14} (p, n) \text{O}^{14}$	-6,0
$\text{H}^3 (p, \gamma) \text{He}^4$	19,2	$\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$	2,80	$\text{N}^{14} (n, \gamma) \text{N}^{15}$	10,7
$\text{H}^3 (d, n) \text{He}^4$	17,53	$\text{B}^{11} (\alpha, n) \text{N}^{14}$	0,3	$\text{N}^{15} (d, \alpha) \text{C}^{13}$	7,6
$\text{He}^3 (d, p) \text{He}^4$	18,3	$\text{C}^{12} (p, n) \text{N}^{12}$	-18,5	$\text{O}^{16} (n, p) \text{N}^{16}$	-9,4
		$\text{C}^{13} (d, \alpha) \text{B}^{11}$	5,10	$\text{O}^{16} (p, \gamma) \text{F}^{17}$	0,6
$\text{Li}^7 (p, \alpha) \text{He}^4$	17,3	$\text{C}^{13} (d, p) \text{C}^{14}$	6,0	$\text{O}^{16} (d, \alpha) \text{N}^{14}$	3,1
$\text{Li}^7 (d, n) 2\text{He}^4$	15,15	$\text{C}^{14} (d, n) \text{N}^{15}$	8,0	$\text{O}^{17} (n, p) \text{N}^{17}$	-7,9
				$\text{O}^{17} (n, \alpha) \text{C}^{14}$	1,7

§ 111. Превращения элементарных частиц

В обычных химических реакциях нейтральные атомы и ионы, несмотря на их сложную структуру, выступают как «химически элементарные» частицы. Аналогично и в ядерных реакциях нуклоны, мезоны и другие частицы выступают как *элементарные*, что, конечно, не означает отсутствия у них сложной структуры, которая пока остается неизвестной.

Одним из фундаментальных свойств элементарных частиц является возможность их рождения и поглощения в различных взаимодействиях. Существует огромное число процессов, в которых частицы излучаются и поглощаются, превращаются в другие частицы. Так, электрон и позитрон могут превращаться в фотоны, при торможении частицы в силовом поле рождаются фотоны, π -мезоны возникают при столкновении нуклонов и т. д.

Многие из элементарных частиц (см. таблицу на стр. 504) самопроизвольно превращаются в другие частицы. Этот процесс хотя и носит название распада, но его нельзя понимать как распад системы на составные части: образующиеся частицы являются не простыми структурными единицами исходной, а рождаются заново.

Тем не менее взаимная превращаемость частиц, обуславливающая зависимость их свойств, указывает на то, что в будущем некоторые частицы, которые в настоящее время считаются элементарными, возможно, окажутся отнесенными к сложным.

1. «Аннигиляция» и превращение γ -фотона в пару: частица-античастица. Явление «аннигиляции» электрона и позитрона, открытое в 1934 г. (§ 91), исторически было первым явлением, доказавшим превращаемость элементарных частиц. В последующие годы обнаружилось, что превращение в γ -фотоны наблюдается для всех заряженных частиц и *античастиц*: μ^- -мезона и μ^+ -мезона, π^- -мезона и π^+ -мезона, K^- -мезона и K^+ -мезона, протона и антипротона, а также и для нейтрона и *антинейтрона*, частицы, открытой в конце 1956 г. и отличающейся от нейтрона знаком магнитного момента (у нейтрона, как и у электрона, направления магнитного и механического моментов противоположны, тогда как у антинейтрона они совпадают).

Как и при всех процессах, при «аннигиляции» сохраняются: масса, энергия, количество движения и момент количества движения. Полевая масса образующихся фотонов $\sum \frac{h\nu}{c^2}$ точно равна сумме полных масс частицы и античастицы (тех масс, которые определяются соотношением $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, где v — скорость час-

тицы). Однако фотоны не обладают «массой покоя» m_0 ; это и породило термин «аннигиляция», подчеркивающий, что наряду с исчезновением противоположных зарядов происходит преобразование масс покоя частиц в массу поля фотонов.

Энергия каждого из двух фотонов, образующихся при аннигиляции, равна собственной энергии частицы или античастицы ($h\nu = mc^2$).

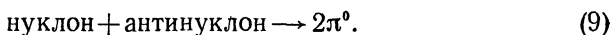
Аннигиляция	Собственная энергия частицы mc^2 , превращающаяся в энергию фотона $h\nu$, в Мэв
Электрона и позитрона	0,511
μ^- -мезона и μ^+ -мезона	105,6
π^- -мезона и π^+ -мезона	139,6
K^- -мезона и K^+ -мезона	494
Антипротона и протона	938,23
Нейтрона и антинейтрона	939,53

Количество фотонов, образованных при аннигиляции пары, не всегда равно двум. В некоторых случаях возникновение двух фотонов оказывается невозможным, так как это повлекло бы к невыполнению закона сохранения момента количества движения.

В качестве примера рассмотрим распад *позитрония* — системы, состоящей из электрона и позитрона, вращающихся друг относительно друга. Эта система имеет небольшое время жизни и аннигилирует, превращаясь в фотоны. Основное состояние позитрония в зависимости от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона может быть двух типов: с суммарным спином нуль (парапозитроний) и с суммарным спином, равным единице (ортопозитроний). В случае ортопозитрония согласно закону сохранения момента количества движения момент системы фотонов, образовавшихся при аннигиляции, тоже должен быть равным единице. Но в квантовой механике доказывается, что система двух фотонов не может иметь момент, равный единице. Следовательно, ортопозитроний может аннигилировать только с образованием трех (или другого нечетного числа) фотонов.

В случае парапозитрония закон сохранения момента разрешает двухфотонную аннигиляцию и запрещает трехфотонную.

Аннигиляция нуклонов редко происходит с превращением их в два γ -фотона. Еще задолго до открытия антипротона и антинейтрона теоретически было предсказано и в 1956—1957 гг. подтверждено экспериментально, что в тысячи раз более вероятно аннигиляция нуклона и антинуклона с превращением их в два нейтральных π -мезона:



Процесс, по существу обратный аннигиляции, — превращение γ -фотона в поле ядра в пару частица-античастица — наблюдается при пороговых значениях энергии γ -фотона, равных сумме собственных энергий частицы и античастицы (т. е. при значениях $h\nu$, в 2 раза превышающих указанные в приведенной выше таблице):



Так, например, возникновение пары электрон-позитрон возможно при $h\nu > 1,02 \text{ Мэв}$ (§ 91); но при пороговых значениях энергии γ -фотона вероятность превращения невелика; она, однако, быстро возрастает при увеличении энергии фотона (приблизительно в 100 раз при увеличении $h\nu$ от 2 до 50 Мэв) и увеличивается пропорционально квадрату заряда ядра, в поле которого происходит превращение фотона в электронно-позитронную пару (§ 97).

2. Превращения нуклонов. Уже в начале 30-х годов, когда обнаружилось, что ядра состоят из протонов и нейтронов, процесс β -радиоактивности стали истолковывать как результат превращения

нейтрона в протон (при β^- -распаде) и протона в нейтрон (при β^+ -распаде; § 87, 92).

Прямое экспериментальное подтверждение взаимопревращаемости нейтрона и протона было получено в 1946 г. в опытах по рассеянию нуклонов с энергией порядка сотен мегаэлектронвольт. Эти опыты показали, что чем больше энергия бомбардирующей мишень

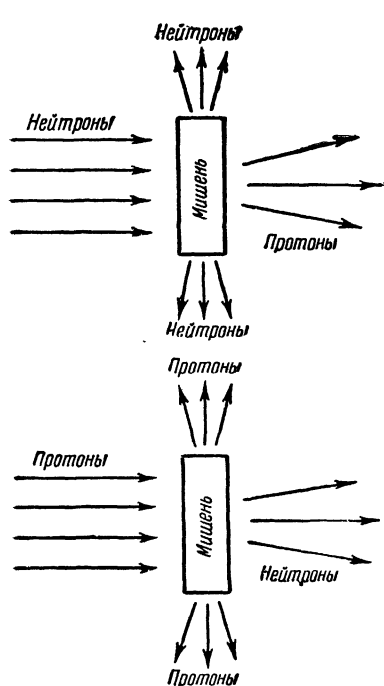


Рис. 410. Наблюдаемые картины рассеяния нуклонов при энергиях налетающих на мишень частиц порядка 100—400 Мэв.

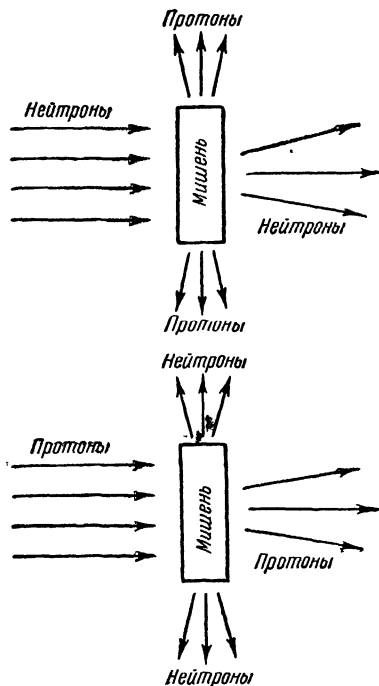


Рис. 411. Картины рассеяния, которые должны были наблюдаться, если бы не происходило взаимопревращения нуклонов.

нейтронов, тем больше наблюдается протонов, движущихся от мишени в том же направлении (рис. 410). Вместе с тем, если бы нейтроны не превращались в протоны, то они выбивали бы протоны из ядер мишени главным образом в перпендикулярном направлении (рис. 411).

Из законов сохранения энергии и количества движения следует, что при упругом соударении частиц равной массы, когда одна из них до удара была в покое, частицы должны разлетаться (если не учитывать изменения массы со скоростью) под прямым углом, причем начальная скорость ударяющей частицы v_1 является гипотенузой прямоугольного треугольника, построенного на приобретаемых

частицами скоростях v'_1 и v'_2 ; действительно, по закону сохранения количества движения $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}'_1 + \mathbf{v}'_2$, а из уравнения баланса энергии после сокращения на массу получим $v_1^2 = v'^2_1 + v'^2_2$ (рис. 412). Вычисление вероятности направлений рассеяния показывает, что чем больше энергия налетающей частицы, тем больше вероятность, что после удара она сохранит направление движения, близкое к первоначальному, тогда как отброшенные частицы должны рассеиваться преимущественно в перпендикулярном направлении. Поэтому интенсивный пучок протонов, движущихся от мишени в направлениях, близких к направлению налетающих на мишень нейтронов, представляет собой не что иное, как те же налетающие на мишень нейтроны, превратившиеся при соударении с ядрами в протоны (происходит, как говорят, их *перезарядка*).

Масса покоя нейтрона несколько превышает массу покоя протона. Разность их энергий покоя $E = (m_n - m_p)c^2$ приблизительно в 1,5 раза больше энергии покоя электрона ($m_e c^2 = 0,5 \text{ Мэв}$) и составляет около 1,3 Мэв. Отсюда следует, что энергетически возможно превращение свободных нейтронов в протоны. Это превращение осуществляется с выбросом электрона и антинейтрино:



Экспериментально радиоактивное превращение нейтронов в протоны было подтверждено и изучено в 1950 г., причем было установлено, что среднее время жизни τ нейтрона равно примерно 15 мин. (по последним данным среднее время жизни нейтрона $\tau \approx 16,9$ мин., что соответствует периоду полураспада 11,7 мин.). Так как масса покоя нейтрино (и антинейтрино) равна нулю, то при превращении свободного нейтрона в протон освобождается энергия: $1,3 \text{ Мэв} - m_e c^2 \approx 0,8 \text{ Мэв}$; она распределяется между электроном и антинейтрино.

Превращение нейтрона в протон может происходить также вследствие захвата позитрона нейтроном:



Утверждение, что превращения (11) и (12) должны сопровождаться выбросом антинейтрино $\bar{\nu}$, основано на том, что в противном случае в этих превращениях оказался бы нарушенным закон сохранения момента количества движения. Действительно, суммарный спин образовавшихся частиц [уравнение (11)] может быть равен $\frac{1}{2}$ только в том случае, если вместо нейтрона появляются не две, а три частицы, имеющие каждая спин, равный $\frac{1}{2}$, причем спины двух из этих частиц должны быть ориентированы антипараллельно; аналогично



Рис. 412.

суммарный спин нейтрона и позитрона в уравнении (12), равный единице при параллельной ориентации их спинов или же нулю при антипараллельной, может сохраниться только в том случае, если наряду с протоном возникает еще одна частица со спином $\frac{1}{2}$.

Следует обратить внимание на то, чем отличается уравнение (12) от (11): по (11) происходит возникновение (излучение) электрона, по (12) — исчезновение (поглощение) позитрона. Каждое из этих двух превращений [(11) и (12)] может быть получено из другого заменой частицы на античастицу и одновременно переменной знака перед символом, изображающим энергию частицы (или, что, понятно, равносильно, переносом символа частицы в противоположную часть уравнения с заменой на символ античастицы). Подобное соотношение между двумя реакциями с элементарными частицами называют *транспозицией частицы в античастицу*. Транспозиция является общим законом реакции с элементарными частицами: *поглощение частицы эквивалентно рождению античастицы, и наоборот*.

В отличие от нейтронов свободные протоны совершенно устойчивы. Превращение их в нейтроны энергетически невозможно, однако эти превращения могут иметь место, когда протону сообщена достаточная энергия извне или когда протоны, находясь в ядре, имеют избыточную энергию кулоновского отталкивания. Превращение протона в нейтрон сопровождается выбросом позитрона и нейтрино:



или же происходит вследствие захвата электрона протоном:



Легко видеть, что уравнение (14), которое описывает захват электрона ядром (§ 92, 93), получается из (13) транспозицией позитрона в электрон. Уравнение (13) описывает процесс, обратный распаду нейтрона (11), с транспозицией электрона и антинейтрино в античастицы. Таким образом, из факта, что в сравнении с протоном нейтрон имеет несколько большую массу (а стало быть, и большую собственную энергию), оказалось возможным предугадать ряд ядерных превращений. В честь Энрико Ферми, разработавшего детальную теорию β^- - и β^+ -радиоактивности, процессы (11) и (13) называют *ферми-процессами*. [При таком наименовании указанные превращения понимают как происходящие постоянно в прямом и обратном направлении — так, как это пояснено ниже, в п. 3 для «юкава-процессов»].

3. Виртуальный обмен пионами (и объяснение магнитных моментов нуклонов). Фоторасщепление нуклонов. Особое значение для ядерной физики имеет предполагаемый (вернее, возможный, *виртуальный*) обмен заряженными и нейтральными π -мезонами между разнородными нуклонами и нейтральными π -мезонами между однородными нуклонами внутри ядра. В развитие идей,

высказанных еще в 1934—1935 гг. И. Е. Таммом, Д. Д. Иваненко и с особой убедительностью японским физиком Юкава, считают, что подобно фотонам электромагнитного поля, которые испускаются и поглощаются электронами и позитронами, π -мезоны, имеющие спин, равный нулю, испускаются и поглощаются нуклонами и являются квантами особого, ядерного (мезонного) поля:

$$\left. \begin{array}{l} p \xrightarrow{(\nu)} n + \pi^+, \\ n \xrightarrow{(\nu)} p + \pi^-, \end{array} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{array}{l} n \xrightarrow{(\nu)} n + \pi^0, \\ p \xrightarrow{(\nu)} p + \pi^0. \end{array} \right\} \quad (16)$$

Эти превращения, однако, существенно отличаются от всех описанных выше, во-первых, тем, что, происходя непрерывно, они в действительности могут оставаться незавершенными — нуклон испускает мезон и тут же снова поглощает его; во-вторых, тем, что в расщепленном состоянии, когда испущен и еще не поглощен обратно мезон, нуклоны имеют свойства «идеальных» ядерных частиц; так, «идеальный протон» имеет магнитный момент, точно равный ядерному магнетону, а «идеальный нейтрон» лишен магнитного момента. Реальные свойства нуклонов и взаимодействие между ними рассматривают как следствие виртуального испускания и поглощения π -мезонов идеальными нуклонами.

О трактовке ядерных сил на основе процессов Юкава (7) рассказано в следующем параграфе; здесь мы рассмотрим только объяснение величины магнитных моментов нуклонов.

Можно было бы ожидать, что магнитный момент протона определяется формулой, аналогичной формуле для магнитного момента электрона:

$$\mu_{0 \text{ ял}} = \frac{e}{2m_p c} \frac{h}{2\pi} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/гс.} \quad (17)$$

Этот магнитный момент, т. е. магнитный момент, который во столько раз меньше магнетона Бора, во сколько раз масса протона больше массы электрона, называют *ядерным магнетоном*.

Экспериментальные исследования показали, однако, что магнитный момент протона больше ожидавшегося теоретически почти в 3 раза, точнее:

$$\mu_p = +2,7928 \text{ ядерного магнетона.}$$

Как показали эксперименты, нейтрон, несмотря на отсутствие заряда, имеет магнитный момент, направленный, как и у электрона, противоположно механическому моменту и численно равный почти двум ядерным магнетонам, точнее:

$$\mu_n = -1,9103 \text{ ядерного магнетона.}$$

Согласно первому из уравнений (15) каждый протон некоторое короткое время является идеальным протоном (левая часть уравнения), а испустив положительный мезон, он же короткое время является идеальным нейтроном (правая часть уравнения). В целом эти непрерывно следующие одна за другой перезарядки определяют свойства реального протона. Таким образом, нуклон находится как бы в прилегающей к нему атмосфере заряда, плотность которого определяется временем пребывания около нуклона π -мезона, испускаемого и обратно поглощаемого нуклоном.

Уравнение (15) позволяет дать некоторое объяснение наблюдаемым значениям магнитных моментов нуклонов. Допустим, что t долей единицы времени протон остается «идеальным протоном» с магнитным моментом, равным ядерному магнетону, а $1-t$ долей единицы времени он находится в состоянии расщепления на «идеальный нейтрон» ($\mu=0$) и положительный мезон. Тогда в среднем магнитный момент протона должен быть равен

$$\mu_p = t\mu_{0\text{ яд}} + (1-t)\mu_{\pi^+}, \quad (18)$$

где μ_{π^+} — магнитный момент π^+ -мезона.

Магнитный момент заряженных π -мезонов в согласии с общей формулой

$$\mu_{\pi^\pm} = \mp \frac{e}{2m_{\pi}c} \frac{h}{2\pi}$$

должен во столько раз превышать ядерный магнетон $\mu_{0\text{ яд}}$, во сколько раз масса протона больше массы π -мезона, т. е. в 6,6 раза.

Следовательно,

$$\mu_p = [t + (1-t) \cdot 6,6] \mu_{0\text{ яд}}.$$

Это выражение для μ_p совпадает с наблюдаемым моментом $\mu_p \approx 2,79 \mu_{0\text{ яд}}$ при $t + (1-t) \cdot 6,6 = 2,79$, т. е. при $t = 0,68$. Таким образом, протон чуть больше $\frac{2}{3}$ времени является «идеальным протоном» и около $\frac{1}{3}$ времени находится в расщепленном состоянии.

Трактуя аналогично происхождение магнитного момента нейтрона, остающегося t долей времени «идеальным нейтроном», когда его магнитный момент равен нулю, и находящегося в течение $1-t$ времени в состоянии расщепления на «идеальный протон» и отрицательный мезон, когда магнитный момент равен $\mu_{0\text{ яд}} - 6,6 \mu_{0\text{ яд}}$, находим:

$$\mu_n = -(1-t) \cdot 5,6 \mu_{0\text{ яд}}.$$

Сопоставляя это выражение для отрицательного магнитного момента нейтрона с наблюдаемым в действительности $\mu_n = -1,91 \mu_{0\text{ яд}}$, получаем $t = 0,66$. Таким образом, нейтрон чуть меньше $\frac{2}{3}$ времени остается «идеальным нейтроном» и около $\frac{1}{3}$ времени находится в расщепленном состоянии.

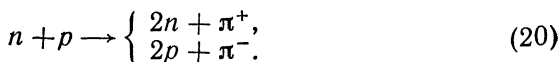
Собственная энергия заряженных π -мезонов составляет 139,5 Мэв (нейтрального — 135,4 Мэв), а собственные энергии нейтрона и про-

тона отличаются только на $1,3 \text{ Мэв}$. Поэтому расщепление нуклона по уравнениям (15) и (16), согласно закону сохранения энергии, возможно только в том случае, если энергия, необходимая для такого расщепления, временно заимствуется из «мезонного поля» нуклона и при обратном процессе немедленно возвращается мезонному полю. Такое виртуальное незавершенное расщепление нуклона может, однако, оказаться реальным, завершенным, когда необходимая для расщепления энергия подводится извне. В частности, нужная энергия может быть доставлена γ -фотоном. Но фотон при энергии порядка $135\text{—}140 \text{ Мэв}$ имеет значительный импульс $\frac{h\nu}{c}$, который по закону сохранения количества движения сообщается образовавшимся частицам. Действительно, *фоторасщепление нуклонов*



происходит при таких пороговых значениях энергии γ -фотона, которые превышают собственную энергию пиона на величину энергии неизбежного (по сохранению импульса) движения образовавшихся частиц. Превращения (19) изучены в опытах с тормозными γ -фотонами (при $h\nu$ порядка 300 Мэв), получаемыми при ускорении электронов в бетатронах и синхротронах.

Аналогично (19) объясняется порождение пионов при столкновении нуклонов (с энергией $400\text{—}500 \text{ Мэв}$), например, по уравнениям (§ 99):



4. Превращения мезонов и гиперонов. Изотопический спин. Странность. Несохранение четности. Многочисленные превращения мезонов и гиперонов: их спонтанный распад, рождение при столкновениях нуклонов, фоторождение — теоретически объяснены применением методов квантовой механики к этим явлениям. Экспериментальные данные в этой области, более подробные, чем сообщенные выше¹⁾, представляют интерес только в связи с расчетными выводами, пояснение которых потребовало бы слишком много времени и места. Но в 1956—1957 гг. обнаружилось, что некоторые из относящихся сюда фактов требуют существенного уточнения теории; поэтому, хотя для их понимания нужно основательное знакомство с математическим аппаратом квантовой механики, ниже сделана попытка дать о них хотя бы приблизительное представление.

Согласно современным представлениям все взаимодействия между элементарными частицами можно разделить на три типа:

¹⁾ Сведения о распаде и рождении μ -мезонов и π -мезонов приведены в § 98, 99 и 100, а для тяжелых мезонов и гиперонов в § 100 (в связи с таблицей на стр. 504).

1) электромагнитные взаимодействия (по Дираку); 2) *слабые взаимодействия* нуклона с легкими частицами (по Ферми), сюда же относятся взаимодействия, ответственные за распад мезонов и гиперонов; 3) *сильные взаимодействия* между нуклонами и π -мезонами (по Юкава) и другими тяжелыми частицами. Во всех случаях силы, действующие между частицами, трактуются как следствие виртуального испускания и поглощения квантов поля (электромагнитного поля, «электронно-нейтринного поля», «мезонного поля»). Для трех упомянутых видов взаимодействия характерна в высшей степени различная быстрота вызываемых ими процессов; время τ , в течение которого происходят процессы сильных взаимодействий¹⁾, в 10^{14} раз меньше, чем при слабых:

Взаимодействие	τ в сек
Электромагнитное	10^{-21}
Слабое	10^{-9}
Сильное	10^{-23}

Продолжительность процессов, связанных с каждым из этих видов взаимодействия, определяется, конечно, не только типом взаимодействия, но в сильной степени зависит от величины освобождающейся энергии и от других факторов. Чем больше энергетический эффект, тем быстрее проходит процесс²⁾. Учет всех наиболее важных факторов позволил теоретически точно объяснить, а во многих случаях и предсказать среднее время жизни нестабильных частиц. Но для тяжелых мезонов и гиперонов, возникающих при столкновении пионов большой энергии (порядка 1500 Мэв) с нуклонами, т. е. при сильных взаимодействиях, теоретические подсчеты среднего времени жизни оказались по порядкам величины в самом резком противоречии с результатами измерений. Обнаружилось, что эти «странные» частицы являются с ядерной точки зрения крайне долгоживущими и распадаются не так, как ожидалось³⁾.

Некоторое объяснение аномально больших времен жизни странных частиц, а также экспериментально установленного факта их «со-

¹⁾ Сильные взаимодействия определяются промежутком времени, в течение которого частица, движущаяся со скоростью, близкой к скорости света ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек), проходит сферу действия ядерных сил ($3 \cdot 10^{-13}$ см), т. е. по порядку величины

$$\tau = \frac{3 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{-23} \text{ сек.}$$

²⁾ Если, однако, для каждого конкретного случая ввести поправки, учитывающие неодинаковость энергетических эффектов, то окажется, что средняя скорость всех процессов данного типа будет одинаковой. Именно такие данные приведены выше.

³⁾ Поскольку эти частицы образуются при сильных взаимодействиях, то и их распад должен был бы происходить за время, характерное для сильных взаимодействий, т. е. 10^{-23} сек.

вестных рождений» было отчасти получено в результате развития теории *изотопического спина*.

Представление об изотопическом спине было введено в ядерную физику еще в 1932 г. Гейзенбергом с целью волномеханического описания свойств протона и нейтрона как *двух состояний одной частицы* — нуклона; в 40—50-годах этот метод («формализм изотопического спина») был разработан рядом авторов для всех явлений ядерной физики, связанных с сильным взаимодействием. Эпитет «изотопический» указывает, что вследствие близкого значения масс протон и нейтрон являются как бы изотопами. Термин «спин» был выбран для этой новой величины вследствие аналогии ее математических свойств с математическими свойствами обычного спина частиц, хотя изотопический спин не имеет никакого отношения к какому-либо вращению в обычном трехмерном пространстве. Компоненты изотопического спина I_1, I_2, I_3 соответствуют трем направлениям не в обычном пространстве, а в некоем воображаемом «зарядовом» (или «изотопическом») пространстве.

На электроны, позитроны, μ -мезоны и нейтрино, т. е. на частицы, участвующие в слабом взаимодействии, представление об изотопическом спине не распространяется (эту группу частиц объединяют под общим названием «лептоны»).

Для нуклонов и π -мезонов (т. е. частиц, отличающихся сильным взаимодействием) компонента изотопического спина I_3 связана с зарядом Q соотношением

$$I_3 = Q - \frac{n}{2}, \quad (21)$$

где n означает число входящих в частицу нуклонов минус число антинуклонов; за единицу заряда принят заряд позитрона.

Отсюда получается:

Протон	$(Q = 1, n = 1)$	$I_3 = +\frac{1}{2}$
Нейтрон	$(Q = 0, n = 1)$	$I_3 = -\frac{1}{2}$
Антипротон	$(Q = -1, n = -1)$	$I_3 = -\frac{1}{2}$
Антинейтрон	$(Q = 0, n = -1)$	$I_3 = +\frac{1}{2}$
π^+ -мезон	$(Q = 1, n = 0)$	$I_3 = +1$
π^0 -мезон	$(Q = 0, n = 0)$	$I_3 = 0$
π^- -мезон	$(Q = -1, n = 0)$	$I_3 = -1$

Итак, в формализме изотопического спина протон и нейтрон являются двумя квантовыми состояниями (*зарядовым дублетом*) одной частицы — нуклона, причем эти два состояния нуклона различаются значениями проекции изотопического спина I_3 ($+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$) и значениями заряда Q ($+1$ или 0), т. е. I_3 и Q играют роль квантовых чисел. Пион представляет собой частицу с изотопическим спином, равным единице, и тремя возможными квантовыми состояниями (*зарядовый триплет*); в данном случае, кроме параллельной

и антипараллельной ориентаций изотопического спина по отношению к любой выбранной в изотопическом пространстве оси z , возможно состояние (при $Q=0$) с ориентацией изотопического спина, перпендикулярной к оси z .

При всех процессах, проходящих с сильным взаимодействием. (например, при столкновениях нуклонов с возникновением пионов), *суммарный изотопический спин системы сохраняется.*

Для тяжелых мезонов и гиперонов соотношение (21) оказалось необходимым дополнить еще одним числом S , получившим название *странности частицы*:

$$I_3 = Q - \frac{n+S}{2}. \quad (22)$$

Для нуклонов и пионов $S=0$ и (22) переходит в (21).

В соответствии с (22) найдено, что K -мезоны и гипероны имеют следующие значения изотопического спина и странности:

K^+ -мезон	$(Q=1, n=0)$	$S=+1,$	$I_3 = +\frac{1}{2}$	Зарядовый дублет с изотопическим спином $\frac{1}{2}$ и $S=+1$.
K^0 -мезон	$(Q=0, n=0)$	$S=+1,$	$I_3 = -\frac{1}{2}$	
K^- -мезон	$(Q=-1, n=0)$	$S=-1,$	$I_3 = -\frac{1}{2}$	Зарядовый дублет с изотопическим спином $\frac{1}{2}$ и $S=-1$.
анти- K^0 -мезон	$(Q=0, n=0)$	$S=-1,$	$I_3 = +\frac{1}{2}$	
Λ^0 -частица	$(Q=0, n=1)$	$S=-1,$	$I_3=0$	Зарядовый синглет с изотопическим спином 0 и $S=-1$.
Σ^+ -частица	$(Q=1, n=1)$	$S=-1,$	$I_3=+1$	Зарядовый триплет с изотопическим спином 1 и $S=-1$.
Σ^0 -частица	$(Q=0, n=1)$	$S=-1,$	$I_3=0$	
Σ^- -частица	$(Q=-1, n=1)$	$S=-1,$	$I_3=-1$	
Ξ^- -частица	$(Q=-1, n=1)$	$S=-2,$	$I_3 = -\frac{1}{2}$	Зарядовый дублет с изотопическим спином $\frac{1}{2}$ и $S=-2$.
Ξ^0 -частица	$(Q=0, n=1)$	$S=-2,$	$I_3 = +\frac{1}{2}$	

В реакциях при сильном взаимодействии *суммарная странность частиц сохраняется*, что следует из выражения (22), так как в этом случае сохраняются I_3 и Q ¹⁾. Этим объясняется, что странные частицы рождаются парами с суммарной странностью нуль (если они порождены соударением частиц, не имеющих странности), как, на-

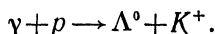
¹⁾ Отметим, что при слабых взаимодействиях изотопический спин и странность не сохраняются,

пример, в следующих реакциях при энергиях пионов 1500 Мэв и больше:



По той же причине невозможна (и действительно не была наблюдаена) реакция $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$; в ней сохранялись бы заряд и обычный спин частиц, но при нулевой странности исходных частиц образовавшиеся частицы имели бы суммарную странность — 2.

При фоторождении гиперонов (которое было экспериментально осуществлено в 1957 г. при энергии γ -фотонов порядка 1000 Мэв) также наряду с гипероном всегда наблюдается появление K -мезона с численно равной, но противоположной по знаку странностью, как, например, в реакции



После того как была найдена и введена в аппарат волномеханических расчетов величина странности, ход процессов, приводящих к образованию гиперонов и K -мезонов, стал более понятным.

Действительно, распад частицы с не равной нулю странностью на частицы, суммарная странность которых равна нулю (нуклоны, π -мезоны), не может произойти за счет сильного взаимодействия, так как при сильных взаимодействиях странность сохраняется; следовательно, странные частицы могут распадаться только вследствие слабого взаимодействия. С помощью представлений о странности можно понять также и аномальное по сравнению с ожидаемым время жизни этих частиц. Распад странных частиц подобен β -распаду и распаду μ - и π -мезонов.

Недавно было обнаружено, что слабые взаимодействия нарушают еще один закон сохранения — «закон сохранения четности», выполнение которого с первых лет развития квантовой механики считалось обязательным для любых взаимодействий, в том числе и слабых. В квантовой механике термином «четность» обозначается коэффициент C в выражении преобразования волновой функции ψ при замене всех координат на противоположные по знаку (т. е. при операции зеркального отражения):

$$\psi(-x, -y, -z, \dots) = C\psi(x, y, z, \dots).$$

По выводам квантовой механики в природе осуществляются только два класса состояний: четные ($C = +1$), которые описываются волновой функцией, не изменяющей знака при зеркальном отражении, и нечетные ($C = -1$), описываемые волновой функцией, знак которой при зеркальном отражении изменяется. При изменении состояния системы свойство четности или нечетности волновой функции со временем не изменяется. Следовательно, волновая функция, описывающая состояние частиц, образовавшихся в ядерной реакции,

должна иметь ту же четность, что и волновая функция, описывающая состояние исходных частиц; при этом четность системы невзаимодействующих частиц равна произведению четностей этих частиц.

Опыты, приведшие к отказу от закона сохранения четности в слабых взаимодействиях, заключались в наблюдении распадов K -мезонов.

Было установлено, что K -мезоны (не только нейтральные, но и заряженные) могут распадаться как на три пиона, так и на два пиона (см. таблицу на стр. 504):

$$K \rightarrow \begin{cases} 3\pi & (\tau\text{-распад}), \\ 2\pi & (\theta\text{-распад}). \end{cases}$$

Четность π -мезона отрицательна, поэтому четность образовавшихся частиц для двух указанных случаев распада разная. Тогда при сохранении четности в процессе распада получается, что одна и та же исходная частица (K -мезон) одновременно имеет оба значения четности, что абсурдно.

Некоторое время господствовало предположение, что имеются два рода K -мезонов с одинаковым зарядом и близкими значениями массы, различающихся видом распада и временем жизни ($K_{3\pi}$ и $K_{2\pi}$, или в другом обозначении заряженные: K_{τ} и K_{θ}). Но экспериментальные данные упорно свидетельствовали об обратном: оба вида распада испытывает одна и та же заряженная частица, а не две более или менее близкие по свойствам, но различные частицы.

В связи с этим в 1956 г. китайские физики-теоретики Ли Чжэн-дао и Ян Чжень-нин, работающие в США, выдвинули предположение, что *в ядерных процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями, четность не сохраняется*. (В области сильных взаимодействий сохранение четности строго подтверждается всей совокупностью фактов.) Для проверки этого предположения Ли и Ян предложили ряд экспериментов, которые вследствие принципиальной важности вопроса немедленно были осуществлены многими экспериментаторами. Первый опыт был проведен в 1957 г. группой американских физиков под руководством китайки профессора Ву. На примере β -излучения радиоактивного изотопа Co^{60} они обнаружили, что *при β -излучении четность не сохраняется*. Опыт заключался в том, что измерялось угловое распределение β -электронов, испускаемых ядрами кобальта, ориентированными в магнитном поле. Чтобы получить достаточную для возможности проведения наблюдения ориентацию ядер, нарушаемую тепловым движением, опыт проводился при крайне низкой температуре ($-273, 1^{\circ}\text{C}$, т. е. $0,01^{\circ}\text{K}$). Так как закон сохранения четности связан с симметрией зеркального отражения, то в случае сохранения четности, как показывают расчеты, вероятность вылета β -электрона в любом направлении одинакова. Однако по измерениям оказалось, что электроны выбрасываются преимущественно в направлении, противоположном ориентации спинов ядер,

т. е. обнаружилось явное нарушение закона сохранения четности, который около 30 лет всеми физиками признавался верным для всех процессов.

В 1957—1959 гг. в разных странах был проведен ряд экспериментов, доказавших, что в различных процессах, обусловленных слабым взаимодействием (при распаде пионов, мюонов, Λ^0 -гиперона), четность не сохраняется.

В связи с этим в настоящее время оживленно обсуждаются возможные пути уточнения теории.

§ 112. Ядерные силы

Многочисленный ряд фактов с несомненностью свидетельствует, что силы взаимодействия внутриядерных частиц имеют совершенно иную природу, чем электрические или магнитные силы.

1) Эти особые, ядерные силы отличаются *зарядовой независимостью*: они связывают лишенный электрического заряда нейтрон с другими нуклонами ядра, причем взаимное притяжение нейтрона к нейтрону, нейтрона к протону и протона к протону (если отделить учесть кулоновское отталкивание протонов) оказывается одинаковым. Стало быть, ядерные силы создаются не электрическими зарядами, а как-то иначе.

2) Ядерные силы обладают свойством насыщения: энергия связи нуклонов в ядре составляет в среднем около 8 Мэв на каждый нуклон. Это в сотни раз больше той энергии связи, которая могла бы быть следствием взаимодействия магнитных моментов нуклонов.

3) Ядерные силы между нуклонами являются короткодействующими и сказываются на расстояниях порядка 10^{-13} см. При небольшом увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы чрезвычайно быстро убывают — не по закону кулоновского взаимодействия или взаимодействия магнитных диполей, а несравненно резче.

Электрические и магнитные силы проявляются не только в микропроцессах, но и между телами макроскопических размеров, когда эти тела наэлектризованы или намагничены. Исторически последнее обстоятельство имело для физики большое значение, поскольку прямые и несложные измерения позволили установить точные законы электрических и магнитных взаимодействий. Выяснение природы молекулярных и химических сил в значительной мере было основано на экстраполяции этих законов. О ядерных же силах приходится судить только по итоговому эффектам их проявления, которые всегда могут быть истолкованы неоднозначно. Поэтому не удивительно, что, несмотря на выдающиеся экспериментальные и практические достижения ядерной физики, в разработке ее главной теоретической проблемы — раскрытия природы ядерных сил — успехи поныне невелики. По справедливому замечанию Ферми, «в области ядерной физики мы фактически больше умеем, чем знаем».