

в) полный импульс — p ;

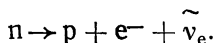
г) момент количества движения — M .

Отметим еще две особенности реакций между элементарными частицами, которые имеют значение общих законов.

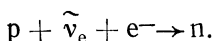
Во-первых, реакции обратимы. Если одна частица распадается на две другие, то можно ожидать, что и обратно данная пара может соединиться, образовав первоначальную частицу.

Во-вторых, испускание частицы сопоставляется поглощению соответствующей античастицы (зная вероятность одного из этих процессов, можно найти вероятность другого). При переносе частицы из правой части уравнения реакции в левую или наоборот ее надо заменить античастицей.

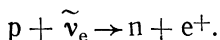
Рассмотрим в качестве примера процесс β -распада:



Поскольку нейтрон превращается в протон, испуская электрон и антинейтрино, можно ожидать существования обратной реакции, в которой протон поглощает электрон и антинейтринс, превращаясь в нейтрон:



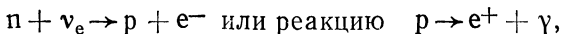
Кроме того, поскольку поглощение электрона соответствует испусканию позитрона, должна существовать и реакция



Эта реакция и была использована для обнаружения антинейтрино в опыте Рейнеса и Коузена (§ 34).

Эти правила позволяют создать своего рода «алгебру» для решения задач физики элементарных частиц

Однако наши знания еще столь неполны, что подобная цепь чисто формальных рассуждений в ряде случаев может привести и к ошибочным результатам. Например, перечисленные выше законы сохранения не запрещают реакцию



которые в природе не наблюдаются.

Следовательно, в мире элементарных частиц существуют какие-то характеристики и законы, которые мы пока еще не учли.

§ 48. ВНУТРЕННИЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ

Помимо известных ранее характеристик: массы — m , электрического заряда — Q , спина s^1 , времени жизни — τ — за послед-

¹ Здесь и далее спин обозначается буквой s , чтобы отличить от странности.

нее время были введены новые характеристики частиц: лептонный заряд — L , барионный (или ядерный) заряд — n_0 , изотопический спин — τ , странность — S . Все они выявились после целого ряда сложных экспериментов и теоретического анализа. Их следует рассматривать как опытные параметры, взаимную связь и природу законов сохранения которых должна будет пояснить в будущем теория элементарных частиц.

Рассмотрим каждую из этих характеристик.

Лептонный заряд L — квантовое число, характеризующее закон сохранения лептонов. Все нелептоны имеют лептонный заряд, равный нулю $L=0$, т. е. лептонно нейтральны. Все частицы-лептоны: e^- , μ^- , ν_e , ν_μ — имеют $L=+1$, все античастицы лептонов: e^+ , μ^+ , $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ — имеют $L=-1$. Экспериментально подтвержден закон сохранения лептонного заряда: $\Delta L=0$. Лептонный заряд системы элементарных частиц можно определить, как разность между числом лептонов и антилептонов в этой системе.

Имеется существенное различие между лептонным зарядом и электрическим зарядом. Последний не только сохраняется, но является также и константой взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем. Лептонный заряд не является в этом смысле «зарядом»¹.

Лептоны возникают всегда парами: лептон-антилептон. Приведем несколько примеров применения этого закона.

А. При рождении электрона всегда рождается позитрон (лептон и антилептон).

Б. Можно на основании этого закона определить, какая частица вылетает при распаде — нейтрино или антинейтрино:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \\ L = 0 &= -1 + 1; \quad \Delta L = 0. \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \\ L = 0 &= +1 - 1; \quad \Delta L = 0. \\ n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e; \\ L = 0 &= 0 + 1 - 1; \quad \Delta L = 0. \end{aligned}$$

Таким образом, возникновение антинейтрино, а не нейтрино, при β^- -распаде является следствием закона сохранения лептонного заряда.

В. Рассмотрим, как должны распадаться мюоны, чтобы выполнялся этот закон:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e;$$

¹ Может быть поэтому более правильно говорить не о лептонном заряде, а о лептонном признаке (или квантовом числе). Здесь мы придерживаемся установившейся терминологии.

$$L = -1 = -1 - 1 + 1; \quad \Delta L = 0.$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu;$$

$$L = +1 = +1 - 1 + 1; \quad \Delta L = 0.$$

В связи с существованием двух типов нейтрино считают, что и лептонные заряды существуют разные — электронные лептонные заряды у e^- , e^+ , ν_e , $\tilde{\nu}_e$ и мезонные лептонные заряды у μ^- , μ^+ , ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$. Тогда становится понятным, почему не наблюдается распад μ -мезонов по такому каналу:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+.$$

Он был бы разрешен законом $\Delta L = 0$, если бы лептонные заряды электрона и мезона были одинаковыми.

Процессы, запрещенные законом сохранения лептонного заряда (хотя они разрешены законами сохранения электрического заряда, энергии и импульса), такие, как безнейтринный двойной β -распад:

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-;$$

$$L = 0 \neq 0 + 2; \quad \Delta L = 2,$$

захват антинейтрино нейтроном

$$n + \tilde{\nu} \rightarrow p + e^-;$$

$$L = 0 - 1 \neq 0 + 1; \quad \Delta L = 2,$$

и некоторые другие, в природе не встречаются.

Барионный заряд — n_0 (ядерный заряд) — квантовое число, характеризующее закон сохранения барионов. Если принять, что барионный заряд всех барионов равен $+1$, барионный заряд всех антибарионов равен -1 , а барионный заряд остальных элементарных частиц равен 0 , то оказывается, что целый ряд закономерностей, характеризующих реакции рождения, взаимодействия и распада барионов, будут объясняться законом сохранения барионного заряда, согласно которому барионный заряд любой изолированной системы является постоянной величиной.

Из закона сохранения барионного заряда следует, что протон не может превратиться, например, в позитрон и фотон, хотя такое превращение не нарушило бы ни закона сохранения электрического заряда, ни законов сохранения энергии, импульса и др. Если бы такое превращение было возможно, оно привело бы к аннигиляции атомов, так как позитроны, возникшие при исчезновении из протонов ядра, аннигилировали бы с электронами атомных оболочек:

$$p \rightarrow e^+ + \gamma;$$

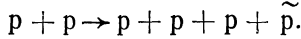
$$n_0 = +1 \neq 0 + 0;$$

$$L = 0 \neq -1 + 0.$$

Эта реакция запрещена двояко, так как для нее было бы

$$\Delta n_0 \neq 0 \text{ и } \Delta L \neq 0.$$

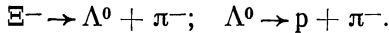
Из закона сохранения барионного заряда следует, что антибарион может рождаться только в паре с барионом. Так, например, образование антипротона при столкновении двух протонов высокой энергии описывается реакцией:



Тот факт, что в этой реакции кроме антипротона должен рождаться еще дополнительный протон, повышает ее энергетический порог.

Особенно наглядно сохранение барионного заряда проявляется при распадах барионов: среди продуктов распада барионов всегда должен возникнуть какой-либо другой барион.

Все барионы (за исключением протона) — нестабильные частицы. Из табл. 5 видно, что путем последовательных распадов все нестабильные барионы переходят в протоны (или антипротоны), например:



Опыты показывают, что электрический заряд частиц связан с барионным зарядом (см. (114)).

Перечисленные выше квантовые числа сохраняются во всех процессах с элементарными частицами и называются точными.

Наряду с ними для мезонов и барионов вводятся не вполне точные квантовые числа: изотопический спин τ , не сохраняющийся в электромагнитных взаимодействиях; внутренняя четность P и странность S (или связанный с ней гиперзаряд), не сохраняющиеся в процессах, вызываемых слабыми взаимодействиями. Неточные квантовые числа позволяют произвести дальнейшую систематизацию свойств мезонов и барионов и выявить среди них родственные группы частиц. Например, частицы с разными значениями электрического заряда, но с одним значением τ объединяются в изотопический мультиплет. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

Изотопический спин τ — величина, определяющая число частиц в группе, называемой зарядовым мультиплетом.

Опыт показывает, что существуют сильнодействующие частицы, имеющие в основном одинаковые свойства: одинаковые спины, четности, почти одинаковую массу и одинаковые сильные взаимодействия, но различающиеся электрическим зарядом; они образуют так называемые зарядовые мультиплеты, например: протон и нейтрон (p, n); π -мезоны (π^+, π^-, π^0); сигма-гипероны ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) и др.

Частицы, принадлежащие к одному зарядовому мультиплету можно рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. Такой подход впервые был предложен Гейзенбергом в связи с изучением свойств ядерных взаимодействий. Для того чтобы описать два возможных состояния нуклона: протон и нейтрон, — образующих изотопический дублет, им чисто формально было введено понятие об изотопическом спине τ (см. § 10).

Когда были открыты пионы, изотопический спин приобрел более широкое значение. Ядерные силы зарядово независимы, следовательно, пионы, являющиеся агентами связи, должны быть также зарядово независимы, и к ним также применимо понятие изотопического спина. Поскольку пион может иметь три значения заряда: плюс, минус и нуль, — то он составляет зарядовый триплет и, следовательно, изотопический спин пиона равен единице. При этом возможны только $(2\tau+1)$ состояния, т. е. три различные ориентации в изотопическом пространстве, когда τ_z компоненты равны $+1, 0, -1$. Этим трем значениям зетовой составляющей изотопического спина отвечают положительный, нейтральный и отрицательный пион.

Если частицы представляют собой синглет (т. е. имеется только одна частица данного сорта, например Λ^0 -частица), то $\tau=0$, и число возможных состояний $2\tau+1=1$. Если частица представляет собой дублет, то $\tau=1/2$, и число состояний равно $2\tau+1=2$ (нуклоны). Здесь мы сталкиваемся с новым явлением: если изменение проекции обычного спина в атоме означало изменение физического состояния, то изменение проекции изотопического спина означает переход к другой частице.

Ядерное взаимодействие инвариантно по отношению к вращению в изотопическом пространстве (не зависит от значения компоненты изотопического спина τ_z), и именно в этом смысле мы говорили раньше о законе сохранения, который носит название «изотопической инвариантности» (подобно тому как обычные потенциальные силы в системе не зависят от ориентации обычных спинов частиц, от вращения в обычном пространстве). Последнее означает собой симметрию сильных взаимодействий, не связанную с общими свойствами пространства и времени.

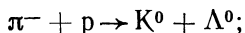
Электромагнитное взаимодействие зависит от проекции τ_z и, следовательно, нарушает изотопическую инвариантность, и поэтому соотношения, следующие из этого закона сохранения, должны соблюдаться только с точностью до электромагнитных поправок, величина которых определяется безразмерным параметром $e^2/\hbar c \approx \frac{1}{137}$ и составляет несколько процентов. Разности масс в зарядовых мультиплеттах ($m_n - m_p = 1,3 \text{ Мэв}$; $m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4,6 \text{ Мэв}$) оказываются в общем того же порядка по отношению к массам частиц и, по-видимому, имеют электромагнитное происхождение.

Рассмотрим, как распределяются остальные сильновзаимодействующие частицы по зарядовым мультиплетам.

1. У Λ^0 -частицы нет близкой ей по массе частицы — она, как уже говорилось, представляет собой синглет. Изотопический спин ее $\tau=0$.

2. Известны три сигма-гиперона, близких по массам и свойствам: Σ^- , Σ^0 , Σ^+ ; они образуют триплет. Изотопический спин $\tau_\Sigma=1$. Отметим, кстати, что существование нейтрального гиперона-сигма было теоретически предсказано при классификации частиц по изотопическому спину.

3. Рассмотрим группу близких по массам частиц: K^+ , K^- , K^0 . На первый взгляд они составляют триплет. Однако если определять значение проекции изотопического спина τ_z для K^0 -мезона из реакции образования Λ^0 и K^0 , то оно получится равным $-1/2$.



$$\tau_z = -1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2} + 0; \quad \Delta\tau_z = 0.$$

Следовательно, K -мезоны не могут образовывать триплет. В дальнейшем было выяснено, что существуют два дублета: K^+ , K^0 и K^- , \bar{K}^0 — и что частицы одного дублета являются античастицами по отношению к частицам другого. Объединим все зарядовые мультиплеты в табл. 6.

Таблица 6

	$\pi^+\pi^0\pi^-$	$K^+ K^0$	p, n	η	Λ^0	$\Sigma^+\Sigma^0\Sigma^-$	$\Xi^0\Xi^-$	Ω^-
τ	1	1/2	1/2	0	0	1	1/2	0
τ_z	+1, 0, -1	+1/2, -1/2	+1/2, -1/2	0	0	+1, 0, -1	+1/2, -1/2	0

Из сказанного выше следует, что изотопический спин, введенный Гейзенбергом в начале тридцатых годов чисто формально, приобретает какой-то особый, до сих пор окончательно не выясненный физический смысл. Был установлен интересный факт (табл. 7) связи электрического заряда частицы Q , выраженного в зарядах электрона, с проекцией ее изотопического спина τ и барионным зарядом для сильновзаимодействующих частиц:

Таблица 7

Частица	τ_z	n_0	Q
p	+1/2	+1	+1
π^+	+1	0	+1
π^0	0	0	0
n	-1/2	+1	0

$$Q = \tau_z + \frac{n_0}{2}. \quad (114)$$

Каждый из зарядовых мультиплетов имеет зарядовый центр, или средний заряд Q . Его можно найти сложив все заряды и разде-

лив на число частиц. Так, средний заряд π -мезонного мультиплета равен нулю. Для нуклонного мультиплета он равен $+1/2$.

4. Странность S — аддитивное квантовое число, характеризующее свойства элементарных частиц по отношению к сильным и электромагнитным взаимодействиям. По мере того как открывались новые частицы, старых характеристик не хватало для объяснения их свойств. Например, изучение гиперонов показало несправедливость для них формулы (114).

Поведение их было, действительно, странно. Большинство гиперонов имеет относительно большое время жизни. Это можно понять, предположив, что их распад осуществляется на основе более слабого взаимодействия, чем обычные ядерные. В то же время они рождались при соударениях нуклонов и пионов, т. е. в процессах, характеризующихся сильным взаимодействием с обычной для этих взаимодействий интенсивностью. Кроме того, оказалось, что в столкновениях нуклонов и пионов наблюдается только парное (ассоциативное) рождение K -мезонов и гиперонов.

Американский физик Гелл-Манн и японский физик Нисидзима предположили, что для гиперонов существует какой-то дополнительный закон сохранения, и ввели новое квантовое число странность S .

Для объяснения найденных закономерностей нужно допустить, что странность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях. Таким образом, странность не является точным квантовым числом.

Для всех известных сильновзаимодействующих частиц величина S находится в определенном соотношении с величинами электрического заряда, третьей проекцией изотопического спина τ_3 , и барионного заряда n_0 , выражаемом эмпирической формулой Гелл-Манна — Нисидзими (заменяющей в общем случае, т. е. при $S \neq 0$, формулу (114)):

$$Q = \tau_3 + \frac{1}{2} (S + n_0). \quad (115)$$

Средний заряд мультиплета при этом можно найти из соотношения

$$\bar{Q} = \frac{n_0 + S}{2}.$$

Комбинация $n_0 + S$ называется гиперзарядом и обозначается $Y = n_0 + S$.

В табл. 8 приведены найденные опытным путем значения странности для всех частиц, участвующих в сильных взаимодействиях.

Таблица 8

$S=-3$	$S=-2$	$S=-1$	$S=0$	$S=+1$	$S=+2$	$S=+3$
		Λ°	p, n	$\tilde{\Lambda}^{\circ}$		
Ω^{-}	$\Xi^{-}\Xi^{\circ}$	$\Sigma^{+}, \Sigma^{-}, \Sigma^{0}$ K^{-}, \tilde{K}°	$\pi^{+}, \pi^{\circ}, \pi^{-}$ η	$\tilde{\Sigma}^{+}, \tilde{\Sigma}^{\circ}, \tilde{\Sigma}^{-}$ K^{+}, K°	$\tilde{\Xi}^{-}\tilde{\Xi}^{\circ}$	$\tilde{\Omega}^{-}$

Из этой таблицы видно, что странности для античастиц имеют то же значение, что и для частиц, но с противоположным знаком.

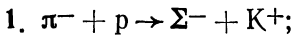
Рассмотрение квантовых особенностей различных частиц и законов их взаимодействия позволяет в итоге дать количественные характеристики видам взаимодействия.

Сильные взаимодействия. При сильных взаимодействиях сохраняется не только изотопический спин (изотопическая инвариантность) $\Delta\tau=0$, но и ζ -компонента изотопического спина $\Delta\tau_{\zeta}=0$. Поскольку электрический и барионный заряды сохраняются всегда, т. е. $\Delta Q=0$ и $\Delta n_0=0$, то из соотношения (115) следует, что $\Delta S=0$.

Сохранение странности S в сильных взаимодействиях определяет особенности реакций со странными частицами и, в частности, объясняет экспериментально факт совместного (ассоциативного) рождения странных частиц.

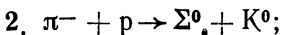
Из эксперимента следует, что гипероны ($\Lambda^{\circ}, \Sigma^{\pm^{\circ}}$) всегда рождаются парами с K -мезонами, причем обычно с K^{+} и K° и никогда не рождаются в сопровождении K^{-} и \tilde{K}° -мезонов.

Например, если пучок π^{-} -мезонов (обычно они получают при бомбардировке мишени протонами, ускоренными до энергий порядка 10^{10} эв) направить на протонную мишень, в качестве которой можно использовать водородную камеру, то в принципе мыслимо возникновение самых различных реакций. Рассмотрим, какие из них возможны, учитывая закон сохранения странности:



$$S = 0 + 0 = -1 + 1; \quad \Delta S = 0.$$

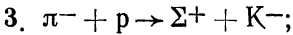
Реакция разрешена и может интенсивно идти, поскольку $\Delta S=0$. Действительно, поперечное сечение этой реакции не намного меньше реакции упругого рассеяния ($\pi^{-}, p \rightarrow \pi^{-}, p$):



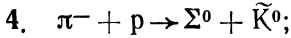
$$S = 0 + 0 = -1 + 1; \quad \Delta S = 0.$$

Эта реакция также идет, поскольку $\Delta S = 0$.

Однако следующие две реакции сильно запрещены в рамках сильных взаимодействий, вероятность их очень мала, и практически они не реализуются:

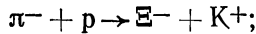


$$S = 0 + 0 \neq -1 - 1; \quad \Delta S = 2.$$



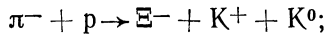
$$S = 0 + 0 \neq -1 - 1; \quad \Delta S = 2.$$

По этой же причине маловероятно рождение гиперона кси в паре с К-мезоном:



$$S = 0 + 0 \neq -2 + 1; \quad \Delta S = 1.$$

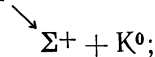
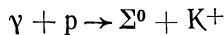
Закон сохранения странности указывает на то, что гиперон-кси скорее всего образуется вместе с двумя К-мезонами:



$$S = 0 + 0 = -2 + 1 + 1; \quad \Delta S = 0.$$

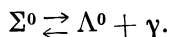
Электромагнитные взаимодействия. При электромагнитных взаимодействиях полный изотопический спин не сохраняется $\Delta t \neq 0$, но сохраняется его проекция на ось ζ , т. е. $\Delta t_\zeta = 0$. Отсюда следует, что странность тоже сохраняется: $\Delta S = 0$. Рассмотрим несколько примеров.

1. Водородная мишень облучается потоком γ -квантов, имеющих энергию порядка 10^9 эв. Поскольку странность фотона и странность протона равны нулю, то рождение странных частиц также должно происходить парами ($\Delta S = 0$):



$$S = 0 + 0 = \mp 1 \pm 1.$$

2. Имеется случай, когда взаимодействие между нейтральными гиперонами осуществляется с помощью γ -лучей (обмен квантом):



Такой процесс приводит к распаду сигма-ноль-гиперона и вылету γ -квантов. Энергетически этот процесс возможен, так как масса сигма-ноль-частицы примерно на $150 m_e$ больше массы лямбда-ноль-частицы. Измерения дают верхнюю границу времени жизни относительно такого распада $T < 10^{-14}$ сек ($\approx 10^{-16}$ сек).

