

ГРУППА SU_3 И ПРИЛОЖЕНИЯ К ЭЛЕМЕНТАРНЫМ ЧАСТИЦАМ

Создание в последние 25 лет очень мощных ускорителей частиц привело к открытию все возрастающего числа новых элементарных частиц. Под «новыми» мы подразумеваем частицы, отличные от электрона, протона и нейтрона, составляющих стабильные атомы, из которых, как известно, состоит вещество. Можно даже считать первой среди этих новых частиц нейтрон, поскольку он сам по себе не стабилен. Его среднее время жизни составляет около 15 мин, и в результате β -распада нейтрон переходит в протон, электрон и еще одну частицу — так называемое антинейтрино. Стабилен нейтрон только в комбинации с протонами в ядрах.

Нейтрон был открыт еще в 1932 г. при исследовании столкновений α -частиц, получаемых из естественных радиоактивных источников. Такие α -частицы имеют энергию порядка 5 МэВ. Если энергия протона превышает 300 МэВ, то в соответствии с формулой $E=Mc^2$ при столкновении с протоном мишени может образоваться π -мезон. При еще больших энергиях, порядка 1000 МэВ ($=1$ ГэВ), парами рождаются K -мезоны, а при энергиях около 4 ГэВ рождается пара протон — антипротон. Получив в протон-протонных столкновениях π -мезоны, можно сформировать из них пучок и исследовать результаты его столкновения с протонами следующей мишени. Точно так же получают пучки K -мезонов и изучают их столкновения. Таким образом, имеются широкие возможности для образования множества новых частиц при различных столкновениях. Поначалу в этом обилии результатов не было никакой ясности, но постепенно из хаоса начал возникать порядок. В настоящее время элементарные частицы весьма четко классифицируются по изоспину и с привлечением более широкой группы унитарных преобразований

в трех измерениях — группы SU_3 . При переходе от изоспиновой группы SU_2 к группе SU_3 появляется новое квантовое число — гиперзаряд, во многих отношениях аналогичный электрическому заряду.

В первых трех параграфах данной главы мы кратко изложим свойства некоторых наиболее стабильных элементарных частиц, а также укажем причины, по которым вводится гиперзаряд (см. также [1, 2]). Три следующих параграфа мы посвятим математическим свойствам группы SU_3 , а затем обратимся к физическим применением SU_3 -симметрии.

§ 1. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦАХ

Термин «адрон» был введен в гл. 10, § 2 для частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. В табл. 11.1 приведены некоторые важнейшие характеристики наиболее стабильных адронов [1]. О различии между барионами и мезонами, представленными в табл. 11.1 раздельно, будет сказано в § 3. К сожалению, обозначения частиц сложились исторически и в них нет особой логики. Так, протон и нейtron обозначаются латинскими буквами p и n , а другие частицы — греческими. Например, буквой Λ обозначается лямбда-частица. Верхние индексы «+» и «—» указывают электрический заряд в единицах e ; так, частица Δ^{++} несет заряд $2e$. Звездочкой в Σ^* и Ξ^* отмечаются частицы с таким же названием, но большей массой. Частицы с одинаковыми значениями T и Y принято обозначать одними и теми же буквами. Массы частиц M приведены во втором столбце таблицы как значения Mc^2 в мегаэлектронвольтах. В третьем столбце даны значения спина, в четвертом — заряда частиц. Для полноты в третьем столбце приведены также значения четности частиц. Например, $1/2^+$ означает спин $1/2\hbar$ и положительную четность. (Точный смысл понятия четности, не имеющей отношения к движению частицы и являющейся ее внутренней характеристикой, будет указан в т. 2, гл. 15, § 7, п. В.)

Мы уже показали в гл. 10, как протон и нейtron могут быть объединены в изоспиновый дублет. Из табл. 11.1 видно, что все перечисленные в ней частицы распадаются на изоспиновые мультиплеты, состоящие из $(2T+1)$

частиц с совпадающими в пределах нескольких мегаэлектронвольт массами и с зарядами, различающимися последовательно на e . Так, например, Ξ^0 и Ξ^- объединяются в изодублет $T=1/2$, а Σ^+ , Σ^0 и Σ^- имеют $T=1$. Правильность значений изоспина, приписываемых частицам, подтверждается тем, что в экспериментах наблюдаются правила отбора, типа указанных в гл. 10, § 2, п. В. Заметим, однако, что соотношение $Q=M_T+1/2$ между зарядом Q и третьей проекцией изоспина M_T , справедливое для нуклонов (p и n), не выполняется для других барионов. В гл. 11, § 2 мы рассмотрим необходимость введения нового квантового числа Y — гиперзаряда, представленного в седьмом столбце таблицы. Мы увидим, что более общее соотношение $Q=M_T+1/2Y$ справедливо уже для всех адронов.

В восьмом столбце приведены средние времена жизни частиц τ . Среднее время жизни определяется как постоянная, входящая в показатель экспоненты $\exp(-t/\tau)$ в законе распада частицы. Таким образом, меньшими значениями τ характеризуются менее стабильные, быстрее распадающиеся частицы. В последнем столбце указаны главные каналы распада частицы. В случае, когда имеется более одного канала распада со сравнимыми вероятностями, указано также отношение этих вероятностей. Символом γ обозначен фотон (γ -распад); ν и μ — это нейтрино и мюон.

Чертой над символом частицы обозначается соответствующая античастица. Из теории поля и из эксперимента следует, что для каждой частицы имеется античастица, хотя получить античастицу иногда довольно трудно. Античастица имеет ту же массу и спин, что и частица, но несет противоположный заряд. Некоторые нейтральные частицы, такие, как π^0 , совпадают со своими античастицами. К вопросу об античастицах мы вернемся в т. 2, гл. 16.

Некоторые из более тяжелых частиц, приведенных в табл. 11.1, могут распадаться за счет сильного взаимодействия за времена порядка 10^{-23} с. Ввиду столь малых времен жизни проблематично, заслуживают ли они названия «частиц». Иногда частицы с такими малыми временами жизни называют резонансами. Вообще говоря, в квантовой механике резонансы в процессе рассеяния свя-

Таблица 11.1

Свойства самых легких адронов

а) Бароны

| Частица | Масса, МэВ | Спин | Заряд | Изоспин, T | M_T | Гипер- заряд Y | Среднее, время жизни, с | Главные каналы распада |
|------------|---------------|-----------------|-------|-----------------|----------------|------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|
| p | 938,28 | $\frac{1}{2}^+$ | 1 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 1 | ∞ | Стабильный |
| n | 939,57 | $\frac{1}{2}^+$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 1 | $1,0 \cdot 10^3$ | $p + e^- + \bar{\nu}$ |
| Λ | 1115,6 | $\frac{1}{2}^+$ | 0 | 0 | 0 | 0 | $2,5 \cdot 10^{-10}$ | $p + \pi^-$ (65%), $n + \pi^0$ (35%) |
| Σ^+ | 1189,4 | $\frac{1}{2}^+$ | 1 | 1 | 1 | 0 | $0,8 \cdot 10^{-10}$ | $p + \pi^0$ (53%), $n + \pi^+$ (47%) |
| Σ^0 | 1192,5 | $\frac{1}{2}^+$ | 0 | 1 | 0 | 0 | $< 10^{-14}$ | $\Lambda + \gamma$ |
| Σ^- | 1197,4 | $\frac{1}{2}^+$ | -1 | 1 | -1 | 0 | $1,7 \cdot 10^{-10}$ | $n + \pi^-$ |
| Ξ^0 | 1315 | $\frac{1}{2}^+$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | -1 | $2,9 \cdot 10^{-10}$ | $\Lambda + \pi^0$ |
| Ξ^- | 1321 | $\frac{1}{2}^+$ | -1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | -1 | $1,7 \cdot 10^{-10}$ | $\Lambda + \pi^-$ |

| | | | | | | | |
|---------------|-----------------|----|---------------|----------------|----|--------------------|---|
| Δ^{++} | $\frac{3}{2}^+$ | 2 | $\frac{3}{2}$ | $\frac{3}{2}$ | 1 | $5 \cdot 10^{-24}$ | $p + \pi^+$ |
| Δ^+ | $\frac{3}{2}^+$ | 1 | $\frac{3}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 1 | | $p + \pi^0, n + \pi^+$ |
| Δ^0 | $\frac{3}{2}^+$ | 0 | $\frac{3}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 1 | | $p + \pi^-, n + \pi^0$ |
| Δ^- | $\frac{3}{2}^+$ | -1 | $\frac{3}{2}$ | $-\frac{3}{2}$ | 1 | | $n + \pi^-$ |
| Σ^{+*} | $\frac{3}{2}^+$ | 1 | 1 | 1 | 0 | $1 \cdot 10^{-23}$ | $\Lambda + \pi$ (88%), $\Sigma + \pi$ (12%) |
| Σ^0* | $\frac{3}{2}^+$ | 0 | 1 | 0 | 0 | | |
| Σ^{-*} | $\frac{3}{2}^+$ | -1 | 1 | -1 | 0 | | |
| Ξ^0* | $\frac{3}{2}^+$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | -1 | | |
| Ξ^{-*} | $\frac{3}{2}^+$ | -1 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | -1 | 10^{-22} | $\Xi + \pi$ |
| Ω^- | $\frac{3}{2}^+$ | -1 | 0 | 0 | -2 | | $1,1 \cdot 10^{-10} \Xi + \pi, \Lambda + K^-$ |

¹⁾ Экспериментальные массы и времена жизни для этих мультиплетов содержат большие ошибки, а потому мы приводим лишь приближенные средние значения.

Таблица 11.1 продолжение

6) Мезоны

| Частица | Масса, МэВ | Спин | Заряд | Изо- спин T | M_T | Гипер- заряд Y | Среднее время жизни, с | Главные каналы распада |
|-------------|---------------|------|---------|---------------------|-------------------|------------------------|------------------------------|--|
| π^\pm | 139,6 | 0+ | ± 1 | 1 | ± 1 | 0 | $2,6 \cdot 10^{-8}$ | $\mu + \bar{\nu}$ |
| π^0 | 135,0 | 0+ | 0 | 1 | 0 | 0 | $0,9 \cdot 10^{-16}$ | $\gamma + \gamma$ |
| K^\pm | 493,7 | 0+ | ± 1 | $\frac{1}{2}$ | $\pm \frac{1}{2}$ | ± 1 | $1,2 \cdot 10^{-8}$ | $\mu + \nu$ (64%), 2π (21%), 3π (7%) |
| K^0 | 497,7 | 0+ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | 1 | $0,9 \cdot 10^{-10}$ | $\pi^+ + \pi^-$ (68%), $\pi^0 + \pi^0$ (32%) |
| \bar{K}^0 | 497,7 | 0+ | 0 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | -1 | $5,3 \cdot 10^{-8}$ | 3π (38%), $\pi \nu \bar{\nu}$ (35%), $\pi \mu \nu$ (27%) |
| η^0 | 549 | 0+ | 0 | 0 | 0 | 0 | $3 \cdot 10^{-19}$ | 2γ (42%), 3π (51%), $2\pi\gamma$ (6%) |

Примечание. Для K^0 - и \bar{K}^0 -частиц имеют место оба типа распада, объединенных фигурной скобкой (т. 2, гл. 16, § 3, п. Е).

зываются с возбужденными состояниями сложной системы, которая может быть нестабильной. Многие из частиц, перечисленных в табл. 11.1, можно рассматривать как возбужденные состояния других частиц, аналогично тому, как в гл. 10 мы говорили о протоне и нейтроне как о двух состояниях нуклона.

§ 2. ГИПЕРЗАРЯД

Подобно большинству новых понятий гиперзаряд был поначалу введен феноменологически для описания некоторых необъясненных явлений. Но по мере того как с учетом гиперзаряда получало объяснение все большее число явлений, новое понятие постепенно утверждалось. Во-первых, требовал объяснения тот факт, что в p — p -соударениях π -мезоны могут рождаться по одному, а K -мезоны — только парами. Во-вторых, время распада K -мезонов имеет порядок 10^{-10} с. Но когда процессы, происходящие благодаря сильному взаимодействию, характеризуются энергиями порядка сотен мегаэлектрон-вольт, из соотношения неопределенностей $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ следует, что характерные для этих процессов времена имеют порядок 10^{-23} с ($\hbar = 6,6 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с). Это говорит о том, что существует правило отбора, запрещающее распад K -мезона на более легкие частицы. На этом основании было постулировано, что все сильновзаимодействующие частицы обладают новым квантовым числом Y (гиперзарядом) и что гиперзаряд сохраняется в сильных взаимодействиях. Другими словами, в любых реакциях рождения или распада частиц, происходящих благодаря сильному взаимодействию, полный гиперзаряд начального и конечного состояний должен быть одинаковым. Таким образом, для того, чтобы π -мезонам было разрешено рождаться поодиночке, им следует присвоить гиперзаряд $Y=0$. В то же время K -мезоны, рождающиеся только парами, бывают четырех типов: K^+ , K^0 , \bar{K}^0 и K^- . Оказалось, что гиперзаряд будет сохраняться, если положить $Y=+1$ для K^+ и K^0 и $Y=-1$ для \bar{K}^0 и K^- . В этом случае одна из частиц родившейся пары будет иметь $Y=+1$, а другая $Y=-1$. Значения гиперзаряда, присвоенные частицам, можно многократно перепроверить благодаря большому количеству разнообразных изученных реакций. Оконча-