

18. Как мы сказали, фазовый сдвиг δ зависит от первичного импульса p . Так как энергия ω падающей волны является монотонной функцией p , то фазовый сдвиг δ зависит от энергии. Мы отметим эту зависимость символом $\delta(\omega)$.

В тех случаях, когда фазовый сдвиг, рассматриваемый как функция энергии, проходит через одно из значений $(n+1/2)\pi$, максимальное значение эффективного сечения становится равным (17b). Мы говорим, что рассеяние при этой энергии имеет *резонансный* характер. Рассмотрим поведение амплитуды рассеяния и эффективного сечения в непосредственной близости от резонанса. Обозначим энергию резонанса через ω_0 . Итак, имеем $\delta(\omega_0) = (n_0 + 1/2)\pi$, где n_0 — целое число.

Формулу (16с) можно переписать, имея в виду тождество для котангенса

$$\text{ctg}(\delta) = \cos \delta / \sin \delta = i(e^{i\delta} + e^{-i\delta}) / (e^{i\delta} - e^{-i\delta}). \quad (18a)$$

Мы получим (в чем читателю нетрудно убедиться самому)

$$f(\omega) = \frac{1}{2ip} (e^{2i\delta(\omega)} - 1) = \frac{1/p}{\text{ctg}[\delta(\omega)] - i}. \quad (18b)$$

Вблизи точки $\omega = \omega_0$, в которой $\text{ctg}[\delta(\omega_0)] = 0$, можно разложить выражение для котангенса по степеням $(\omega - \omega_0)$. Оставляя лишь первый, линейный, член, имеем

$$\text{ctg}[\delta(\omega)] \approx - (2/\Gamma)(\omega - \omega_0), \quad (18c)$$

где, следуя установившемуся обычаю, обозначаем производную от $\text{ctg}[\delta(\omega)]$ в точке ω_0 через $-2/\Gamma$.

Предположим, что вблизи резонанса фазовый сдвиг растет с энергией. Это означает, что $\text{ctg}[\delta(\omega)]$ уменьшается с ростом ω и введенный в формулу (18с) параметр Γ положителен. Подставляя приближенное выражение (18с) (оно справедливо лишь вблизи резонанса) в (18b), получаем

$$f(\omega) \approx -\frac{1}{p} \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0) + i\Gamma/2}, \quad (18d)$$

$$\sigma_e(\omega) \approx \frac{4\pi}{p^2} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (18e)$$

Читатель узнает в формуле (18e) резонансную формулу Брейта — Вигнера (21d) из гл. 3. Мы получили ее из совершенно других соображений. Величина Γ представляет собой ширину резонанса. В гл. 3 мы связываем возбужденные уровни с резонансами, и здесь вернулись к этой идее. Величина $1/\Gamma = \tau$ есть в таком случае среднее время жизни возбужденного уровня, который проявляется как резонанс.

Что понимается под частицей?

19. Прежде чем продолжить изучение проблемы взаимодействия частиц, имеет смысл рассмотреть наши представления о частице. Допустим, что мы хотим составить таблицу частиц и находимся перед необходимостью сформулировать определение частицы.

В некотором смысле частицу можно представлять в виде «одиночного» объекта с определенными физическими свойствами, который может быть локализован и отождествлен в ограниченной области пространства в данное время. Этот объект имеет определенные физические свойства, и опыт дает возможность указать его массу, заряд, момент импульса и т. д. Можно также потребовать, чтобы частица оставалась стабильной, будучи изолированной от других частиц.

20. Определив таким образом понятие частицы, мы должны считать частицей протон, электрон, позитрон, нейтрино, фотон и даже стабильные ядра. Принятые критерии, однако, ставят сразу же некоторые проблемы. Прежде всего, нейтральные атомы и ионы в своих основных состояниях также удовлетворяют этим критериям. То же можно сказать и о молекулах и молекулярных ионах в основных состояниях, и наша таблица становится удручающе большой. С другой стороны, принятые критерии не позволяют поместить в таблицу, например, α -радиоактивное ядро ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ на том основании, что оно нестабильно. Такое положение малоудовлетворительно, ибо ядро ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ почти стабильно (период полураспада 1622 года) и для химика, например, атомы радия и атомы стабильного бария имеют близкие свойства. Но хуже, что принятые критерии не позволяют включить в нашу таблицу нейтрон. Эта частица является «близнецом» протона, и мы знаем, что ядра состоят из протонов и нейтронов. Внутри стабильного ядра нейтрон так же стабилен, как протон, но в свободном состоянии нейтрон распадается. Его среднее время жизни близко к 17 мин, что в атомной или ядерной шкале времени является огромным временем (оно велико по сравнению с 10^{-24} с или даже 10^{-8} с). В опытах, где исследуемые явления длятся гораздо меньше 17 мин, нейтрон можно считать стабильной частицей. Например, можно изучать дифракцию нейтронов на кристаллической решетке.

Наконец, доводом против выбранных нами критериев является то, что многие ядра, которые мы считаем стабильными, могут оказаться в соответствующем масштабе времени нестабильными. Это обстоятельство может в дальнейшем привести к тому, что некоторые «частицы» придется лишиться этого звания.

21. Из сказанного следует необходимость изменить критерии «частицы». Мы должны, например, допустить, что частицы «в небольшой степени» нестабильны, и тогда новые критерии позволят включить в таблицу нейтрон и ядро радия. Но тем самым мы, строго говоря, отказываемся и от требования постоянства массы, так как (гл. 3), если система имеет конечное время жизни τ , ее энергия (в данном случае она совпадает с массой покоя частицы) определена лишь с точностью порядка \hbar/τ . Иными словами, если среднее время жизни частицы равно τ , то неопределенность значения ее массы покоя будет

$$\Delta m \sim \frac{\hbar}{\tau c^2}. \quad (21a)$$

Для нейтрона эта неопределенность меньше 10^{-27} а. е. м., что составляет крайне малую величину.

22. Отказавшись от критерия абсолютной стабильности частицы, обнаруживаем, что достаточно трудно решить, какую степень нестабильности можно допустить. Мюон живет, например, около 10^{-6} с, что очень мало в макроскопической шкале, но крайне велико в ядерной. То же можно сказать и о заряженных пионах, среднее время жизни которых близко к 10^{-8} с. Эти частицы следовало бы включить в таблицу. Среднее время жизни нейтрального пиона около 10^{-16} с. Это все еще очень много по сравнению с 10^{-24} с, и, кроме того, нейтральные пионы тесно связаны с заряженными. Поэтому мы должны считать их частицами, и то же следует сказать о K -мезонах и гиперонах, время жизни которых имеет порядок 10^{-10} с. Заметим, что соответствующая приведенным временам неопределенность массы покоя все еще крайне мала по сравнению с самой массой.

23. Теперь следует решить, включать ли в таблицу возбужденные состояния атомов, молекул и ядер. В пользу этого говорит тот факт, что среднее время жизни большинства возбужденных состояний очень велико по сравнению с временем жизни нейтральных пионов, а иногда даже больше времени жизни нейтрона. Многие из таких состояний распадаются, испуская фотон, а в некоторых случаях испуская материальные частицы. Правильно ли исключить из таблицы возбужденные состояния, если мы поместили в нее основное состояние ядра $^{226}_{88}\text{Ra}$, при распаде которого образуется α -частица? Кроме того, не являются ли некоторые гипероны «возбужденным состоянием» нуклонов? (Гипероны нестабильны, и одной из вторичных частиц при их распаде является нуклон.) Мы чувствуем, что сопротивляться этим доводам очень трудно, и «возбужденные состояния» включаются в таблицу.

24. При таких критериях в таблице окажется огромное число «частиц», более миллиона. Такое положение нас не удовлетворяет. Мы надеялись получить небольшую и удобную таблицу «элементарных» частиц и видим, что наши надежды рухнули. Более того, после включения в таблицу «возбужденных состояний» возникают сомнения в разумности применяемых критериев. Действительно, рассмотрим, как на опыте определяются возбужденные состояния, т. е. уровни энергии, расположенные над основным состоянием системы. В гл. 3 мы показали, что в процессах рассеяния возбужденные состояния проявляют себя как резонансы. Примером может служить рассеяние света атомом. Измеряя эффективность атома как устройства, рассеивающего свет, в зависимости от частоты света, обнаруживаем резкие максимумы на частотах, соответствующих разностям энергий возбужденных и основного состояний. Это явление, однако, не ограничено рассеянием света: мы сталкиваемся с ним также при рассеянии материальных частиц. Рассмотрим в качестве примера рис. 24А. По оси ординат отложена величина, пропорциональная эффективному сечению реакции. Кривая, проведенная через экспериментальные точки, дает зависимость эффективного

сечения поглощения протонов ядрами алюминия от энергии протонов. Резкие максимумы определяют положение возбужденных состояний ядер кремния, возникающих при такой реакции.

Ширина T резонансного максимума является мерой неопределенности энергии соответствующего возбужденного состояния. Пока резонансы остаются очень узкими, их легко интерпретировать как

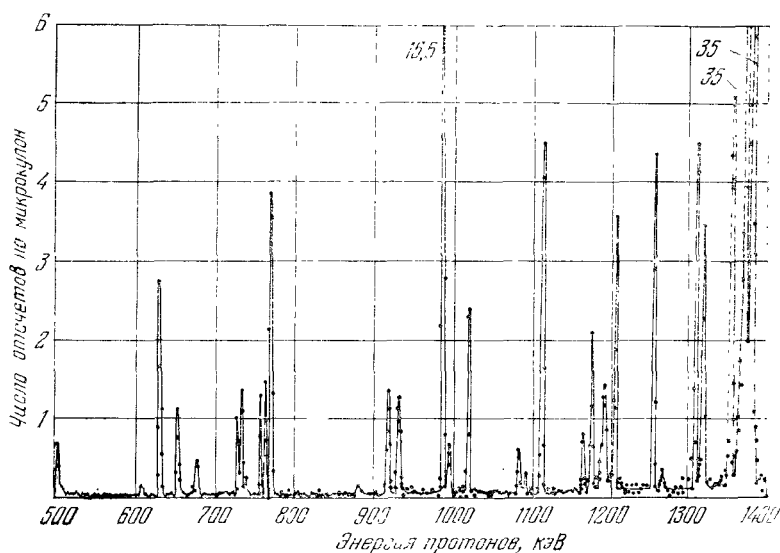


Рис. 24А. Кривая выхода для реакции $^{27}\text{Al} + p \rightarrow ^{28}\text{Si} + \gamma$. Ординаты пропорциональны эффективному сечению реакции. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия первичных протонов для лабораторной системы координат, по оси ординат — интенсивность γ -лучей. Резкие пики отвечают резонансам и демонстрируют наличие возбужденных состояний ядер кремния, возникающих при реакции

возбужденные состояния, и такие возбужденные состояния можно считать «частицами».

Обратимся теперь к рис. 24В, где показана зависимость от энергии для эффективного сечения рассеяния пионов протонами. Эффективное сечение для положительно заряженных пионов имеет характерный максимум в начале кривой и «горб» при больших энергиях. Для отрицательно заряженных пионов мы видим три относительно четко разрешенных максимума. Можно ли считать, что все эти максимумы отвечают частицам? В настоящее время многие физики склонны дать положительный ответ на этот вопрос. Массы этих «частиц» (?) просто равны значениям абсцисс в максимумах кривых.

25. Возникает вопрос: как провести границу между частицей и нечастицей? Нельзя, конечно, считать, что каждый небольшой «горб» на кривой зависимости эффективного сечения от энергии отвечает частице. С другой стороны, любой критерий, согласно которому резонанс «достаточно» узок, чтобы связывать его с частицей, будет весьма произволен. Иными словами: чтобы данный объект

можно было считать частицей, его время жизни не должно быть слишком малым, но какой малостью следует ограничиться?

Придется пересмотреть наши цели. По-видимому, мы ничего не добьемся, пытаясь дать *точное* и общее определение частицы. Такие попытки привели нас к таблице, состоящей из миллионов качественно весьма различных частиц. В эту таблицу входят, например, пионы и молекулы белка. Лингвистически все эти объекты можно называть частицами, но вряд ли мы узнаем что-либо существенное о фундаментальных взаимодействиях, если будем считать пионы и молекулы белка одинаково важными объектами нашей теории.

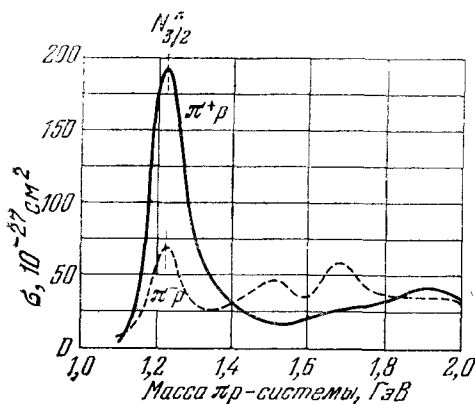


Рис. 24В. Результаты измерения эффективного сечения рассеяния протонами положительных и отрицательных пионов. По оси ординат отложено эффективное сечение, по оси абсцисс — полная энергия пиона и протона в системе центра масс. Такая система отсчета удобна тем, что положение максимума дает непосредственно массу «частицы» или резонансного состояния. Рассмотрим основной максимум при энергии около 1,238 ГэВ. Она соответствует в лабораторной системе координат кинетической энергии пиона 195 МэВ и покоящемуся протону. Мы обозначаем резонанс при энергии 1,238 ГэВ символом $N_{3/2}^*$. В литературе он часто обозначается $\Delta(1238)$!

Некоторые частицы являются несомненно составными, сложными системами, и такими мы должны описывать их в нашей теории. Мы должны «объяснить» их с точки зрения взаимодействий между образующими их более элементарными составляющими.

Практический подход к проблеме заключается в установлении иерархии частиц по степени их «элементарности». В зависимости от рассматриваемых физических явлений наши представления об «элементарных» составных частях сложной системы будут меняться. Мы считаем, что молекулы являются связанными состояниями атомов, атомы — связанными состояниями ядра и электронов, а ядро — связанным состоянием протонов и нейтронов. Мы не можем, однако, сказать, что протоны, нейтроны и электроны являются связанными состояниями чего-то другого. Их можно считать предельно элементарными частицами. В качестве таковых они представляют особый интерес для фундаментальной теории.

26. Попытаемся создать новую таблицу частиц, которые в настоящее время можно считать (истинно?) элементарными. Прежде всего следует исключить из этой таблицы частицы, о которых заведомо известно, что они «очевидно сложные». В гл. 1 были перечислены некоторые экспериментальные критерии сложности или элементарности частицы. Не вызывает сомнения, что все атомы, все молекулы и все ядра тяжелее протона являются сложными частицами, и поэтому они не включены в новую таблицу. Тогда

Таблица 26А. Лептоны

Частица	Заряд	Масса, МэВ	Частица	Заряд	Масса, МэВ
e^- электрон	$-e$	0,511	ν_e e -нейтрино	0	0
e^+ позитрон	$+e$	0,511	$\bar{\nu}_e$ e -антинейтрино	0	0
μ^- } мюны μ^+ }	$-e$	105,7	ν_μ μ -нейтрино	0	0
	$+e$	105,7	$\bar{\nu}_\mu$ μ -антинейтрино	0	0

Мюоны нестабильны, они распадаются по схеме $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu$. [Одно из нейтрино является электронным (e -нейтрино), другое — электронным (e -нейтрино).] Среднее время жизни мюона равно $2,20 \cdot 10^{-8}$ с. Остальные лептоны стабильны. Все они имеют спин, равный $1/2$.

Таблица 26В. Главный мезонный октет

Частица	Масса, МэВ	Среднее время жизни, с	Схемы распада
π^+ } заряженные пионы π^- }	139,60	$2,61 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ $\mu^- \bar{\nu}_\mu$
π^0 нейтральный пион	134,98	$0,89 \cdot 10^{-16}$	$\gamma\gamma$ $\gamma e^+ e^-$
K^+ } заряженные K -мезоны K^- }	493,8	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm \nu$ $\pi^\pm \pi^0$ $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$
K^0 } нейтральные K -мезоны } K_1 \bar{K}^0 } } K_2	497,9	$0,87 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$
		$5,68 \cdot 10^{-11}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi \mu \nu$ $l e \nu$
η эта-мезон	548,6	$\sim 2,5 \cdot 10^{-19}$	$\gamma\gamma$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^0 \gamma\gamma$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$

Указанные здесь мезоны имеют спин, равный нулю, и барионное число, равное нулю. Два нейтральных K -мезона (K^0 и \bar{K}^0) ведут себя при распаде так, как если бы они были «смесью» двух частиц K_1^0 и K_2^0 с различными временами жизни и слегка различными массами

Таблица 26С. Главный барионный октет

Частица	Масса, МэВ	Среднее время жизни, с	Схемы распада
p протон n нейтрон	938,256 939,550	стабильный $1,01 \cdot 10^3$	— $pe - \bar{\nu}$
Λ лямбда-гиперон	1115,58	$2,51 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ $n\pi^0$
Σ^+ } Σ^0 } <i>сигма-гипероны</i> Σ^- }	1189,47	$0,81 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^+$ $n\pi^+$
	1192,56	$< 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$
	1197,44	$1,65 \cdot 10^{-10}$	$n\pi^-$
Ξ^0 } Ξ^- } <i>каскадные частицы</i>	1314,7	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$
	1321,2	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$

Спин всех этих частиц равен $1/2$, а барионное число равно $+1$. Существует октет антибарионов, составленный из соответствующих античастиц. Члены этого октета имеют те же массы, спины и средние времена жизни, но заряды и барионные числа противоположного знака

в ней остается около ста частиц, составной характер которых «не очевиден». Это протон, нейтрон, антипротон и антинейтрон, долгоживущие гипероны и антигипероны, пионы, K -мезоны, мюоны, нейтрино, электрон с позитроном и фотон. За исключением протона, антипротона, электрона, позитрона, фотона и нейтрино, все эти частицы нестабильны. Однако в свете сказанного выше нельзя, конечно, считать неперменным условием «элементарности» абсолютную стабильность.

Элементарные частицы можно разделить на четыре группы. Фотон является единственным членом первой из них. Остальные группы частиц носят общие названия *лептонов*, *мезонов* и *барионов* (включая и антибарионы). В табл. 26А — 26С указаны некоторые свойства лептонов и наиболее характерных мезонов и барионов (см. также табл. С приложения).

27. Перечисленные в табл. 26В, 26С мезоны и барионы показаны также на рис. 27А и 27В, которые сильно напоминают схемы уровней из гл. 3. Каждая частица представлена на диаграммах короткой чертой, ордината которой равна массе покоя частицы, а абсцисса

соответствует ее электрическому заряду. (Заряд указан против середины черты.)

По современным представлениям, приведенные диаграммы полностью аналогичны схемам уровней атомов. Каждая диаграмма относится к «мультиплету» частиц, которые можно считать различными состояниями одной частицы, «общей» для всего мультиплета.

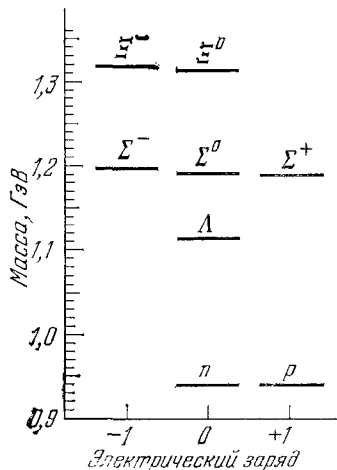
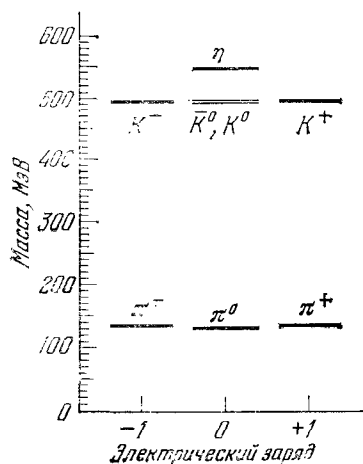


Рис. 27А. Спектр масс для мезонного октета, к которому принадлежат пионы и K -мезоны. Все частицы октета имеют барионное число и спин, равные нулю. Массы нейтральных мезонов K^0 и \bar{K}^0 , обозначенных на схеме двойной линией, равны. Частицы и античастицы расположены симметрично по отношению к вертикали, проходящей через нулевой заряд; π^0 - и η -мезоны идентичны со своими античастицами; K^0 -мезон является античастицей \bar{K}^0 -мезона

Рис. 27В. Спектр масс барионного октета, к которому принадлежат протон и нейтрон. Все частицы октета имеют спин, равный $1/2$, и барионное число, равное $+1$. Приведенную схему уровней можно рассматривать как схему восьми различных состояний одной частицы, образующей мультиплет

На рис. 27С показан мультиплет антибарионов, состоящий из восьми частиц, каждая из которых является античастицей соответствующего бариона на рис. 27В. Античастицы мезонов для рис. 27А приведены на том же рисунке. Мы говорим, что октет мезонов самосопряжен. Отрицательный пион, таким образом, является античастицей положительного пиона, а отрицательный K -мезон — античастицей положительного K -мезона. Частицы, обозначенные K^0 и \bar{K}^0 , образуют пару античастиц. Что касается нейтрального пиона и η -мезона, то они тождественны своим античастицам.

На рис. 27D показан мультиплет из десяти барионов, в который входят резонансы, обозначенные символом $N_{3/2}^*$ на рис. 24В. Природа этих резонансов еще, пожалуй, не ясна, но многие физики предпочитают включать их в число элементарных частиц.

28. Существующие в природе взаимодействия разделяются на *сильные* (частным случаем таких взаимодействий являются ядерные силы), *электромагнитные*, *слабые* и *гравитационные* взаимодействия. Мезоны, барионы и антибарионы сильно взаимодействуют

друг с другом. Фотоны и лептоны не обладают сильным взаимодействием; их поведение определяется электромагнитными и слабыми взаимодействиями. Сильно взаимодействующие частицы (для них предложено общее наименование «адроны») могут участвовать как в электромагнитных, так и в слабых взаимодействиях. Многие

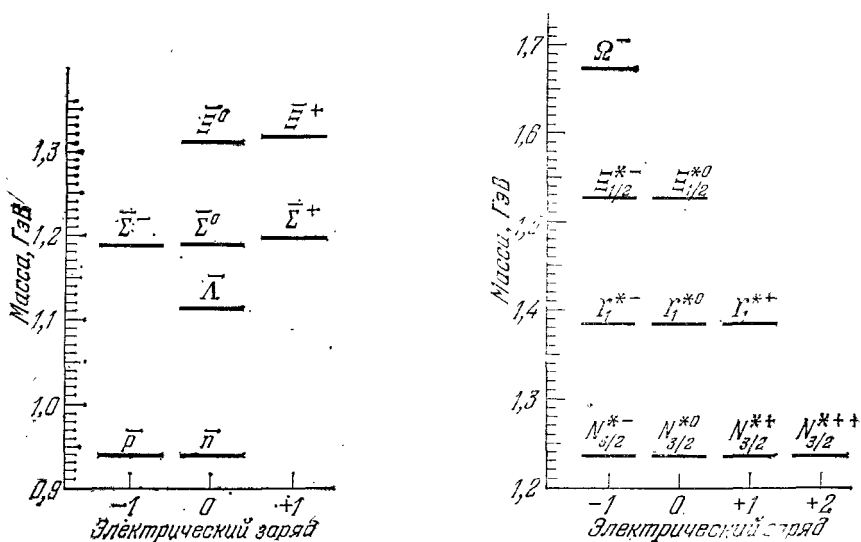


Рис. 27С. Спектр масс антибарионного октета, который образован античастицами октета, приведенного на рис. 27В. Все частицы антибарионного октета имеют барионное число -1 и спин, равный $1/2$. Отразив барионную диаграмму вокруг вертикали, проходящей через нуль заряда, получим антибарионную диаграмму, и наоборот

Рис. 27D. Схема уровней мультиплетов из десяти барионов, включающая резонансы в состоянии, образующиеся при пион-нуклонном рассеянии (см. рис. 24В, где показан ход эффективного сечения с энергией). Резонансы на диаграмме обозначены символом $N_{3/2}^*$. Все показанные частицы имеют спин $3/2$ и барионное число $+1$. На этой диаграмме поражает строгая закономерность, обнаруживаемая в свойствах частиц, хотя многие детали еще непонятны. Принципы симметрии, известные под названием восьмеричного пути, позволяют понять, почему пион-нуклонные резонансы входят в состав декаплетов. Существование Ω^- -частицы было сперва предсказано на основании этих принципов, а затем ее удалось обнаружить экспериментально. Ее среднее время жизни равно $1,5 \cdot 10^{-10}$ с. Все остальные частицы декаплетов имеют крайне малое время жизни

нестабильные адроны распадаются благодаря слабым взаимодействиям, и именно поэтому их времена жизни оказываются очень большими в ядерной шкале времени.

Взаимодействия элементарных частиц управляются рядом очень строгих законов сохранения и принципов симметрии. Один из таких законов сохранения заключается в том, что полный электрический заряд сохраняется при *всех* взаимодействиях *).

Существует аналогичный закон сохранения *барионного числа*. Если фотону, лептонам и мезонам присписать барионное число, равное нулю, барионам из табл. 26С — барионное число, равное $+1$,

*) Сохранение заряда является фундаментальным принципом электромагнитной теории (см. том II этого курса: Парселл Э. Электричество и магнетизм.— 3-е изд.— М.: Наука, 1983).

а соответствующим антибарионам — барионное число -1 , то можно утверждать, что при любых взаимодействиях полное число барионов сохраняется. Такой закон сохранения «объясняет» стабильность протона. Поскольку это самый легкий из барионов, его распад на более легкие частицы (которые не могут быть барионами) означал бы нарушение закона сохранения барионного числа.

29. Два упомянутых выше закона сохранения универсальны, так как выполняются во *всех* взаимодействиях. Известны другие

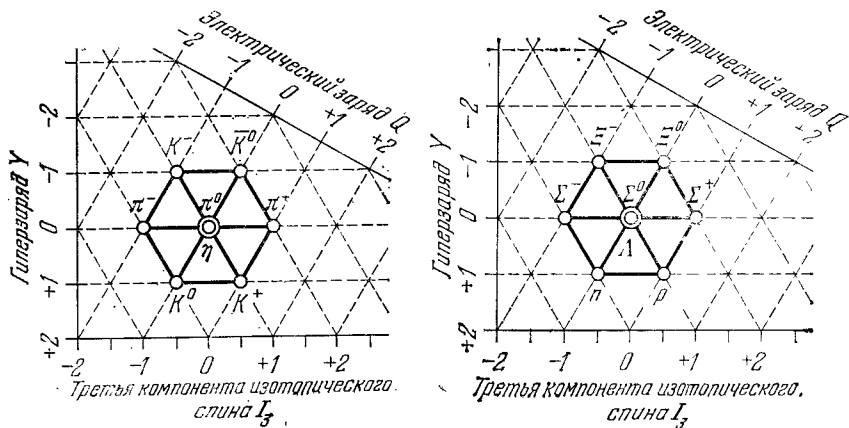


Рис. 29А. Диаграмма, определяющая заряд и гиперзаряд частиц мезонного октета, спектр масс которого приведен на рис. 27А. Гиперзаряд сохраняется во *всех* сильных и электромагнитных взаимодействиях. Полный заряд сохраняется во *всех* взаимодействиях. По оси абсцисс отложено часто используемое квантовое число, называемое третьей компонентой изотопического спина. Эта величина (обозначаемая I_3) сохраняется во *всех* сильных и электромагнитных взаимодействиях. Частицы мезонного октета оказываются возможным расположить в вершинах и в центре показанного на диаграмме шестиугольника. Такое расположение предсказывается принципами симметрии, лежащими в основе теории восьмеричного пути. В частности, теория предсказывает, что в центре диаграммы должны быть две частицы, в данном случае π^0 и η -мезоны. Все частицы на диаграмме имеют нулевое барионное число и спин, равный нулю

Рис. 29В. Диаграмма симметрии, следующая из теории «восьмеричного пути», для барионного октета, в который входят протон и нейтрон. Не следует забывать, что такие свойства входящих в октет частиц, как гиперзаряд и заряд, определены *экспериментально*. Они прекрасно удовлетворяют предсказаниям, следующим из принципов симметрии восьмеричного пути. Заметим, что этот октет имеет ту же структуру, что и мезонный октет на рис. 29А. Все частицы октета имеют барионное число $+1$ и спин, равный $1/2$

законы сохранения, характерные для определенных типов взаимодействий. Примером является величина, называемая *гиперзарядом*, которая сохраняется лишь в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Каждому из адронов можно приписать определенное (целое) значение нового квантового числа (гиперзаряд), обладающего тем свойством, что во всех сильных и электромагнитных взаимодействиях полный гиперзаряд всегда сохраняется. При слабых взаимодействиях гиперзаряд не сохраняется. На рис. 29А — 29D показано, как производится приписывание квантового числа гиперзаряда сильно взаимодействующим частицам.

Рассмотрим некоторые примеры, которые покажут нам значение сохранения гиперзаряда. Реакция



разрешена законом сохранения гиперзаряда. Она действительно происходит при столкновении отрицательных пионов достаточной энергии с протонами и хорошо изучена. (Числа в скобках под символами частиц означают их гиперзаряд.) Реакция



запрещена законом сохранения гиперзаряда. Это означает, в частности, что в столкновениях отрицательных пионов с протонами Λ -гиперон не может возникнуть до тех пор, пока энергия пиона

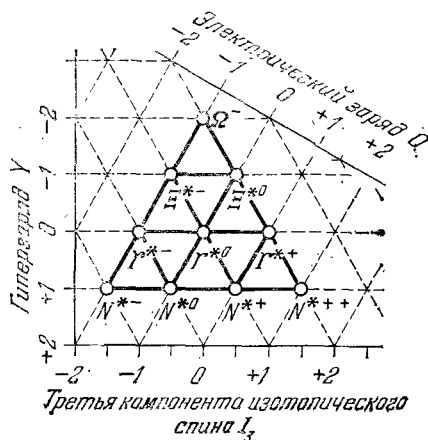
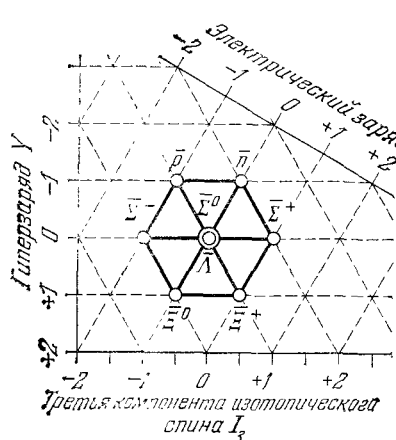
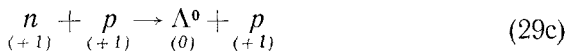


Рис. 29С. Диаграмма симметрии, следующая из теории восьмеричного пути, для октета антибарионов, соответствующих барионам, показанным на рис. 29В. Античастицы обозначены чертой над символом частицы. Все частицы октета имеют барионное число -1 и спин, равный $1/2$. Знаки заряда и гиперзаряда античастицы противоположны соответствующим знакам частицы

Рис. 29D. Диаграмма симметрии, следующая из теории восьмеричного пути, для барионного декаплета, к которому принадлежит большая часть пион-нуклонных резонансов. Показано, каким образом различным частицам декаплета приписывается определенный заряд. Массы этих частиц приведены на рис. 27D

не станет достаточно большой, чтобы вместе с Λ -частицей возникла K -частица в соответствии с реакцией (29а). До сих пор реакция (29b) никогда не наблюдалась. Реакция



также запрещена законом сохранения гиперзаряда и никогда не наблюдалась на опыте.

Одна из схем распада Λ -частицы имеет вид



при этом распаде гиперзаряд не сохраняется. Время жизни Λ -частицы (порядка 10^{-10} с) очень велико в ядерной шкале времени. Законы сохранения барионного числа и гиперзаряда предохраняют ее от распада по всем другим каналам, за исключением тех, которые

осуществляются благодаря слабым взаимодействиям. В этом объяснение большого времени жизни Λ -частицы.

30. На рис. 29А — 29D отражены экспериментально наблюдаемые свойства частиц; они кажутся весьма удивительными. Трудно сомневаться в том, что мы наблюдаем здесь проявление некоторой скрытой от нас симметрии природы. Такое же впечатление производит и схема уровней на рис. 27D, где одной из замечательных особенностей является неизменное расстояние между уровнями (эквидистантность).

В настоящее время мы обладаем лишь весьма ограниченным представлением о том, что скрывается за замечательными симметриями и закономерностями, обнаруженными на опыте. Существует,

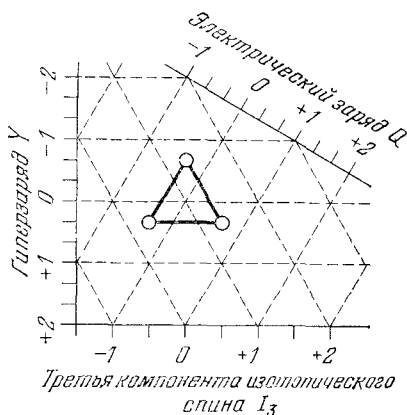


Рис. 31А. Если кварки действительно существуют, для них должна быть справедлива показанная здесь диаграмма симметрии. Это следует из принципов симметрии восьмеричного пути. Частицы триплета должны иметь барионное число $+1/3$ и спин, равный $1/2$. Заметьте, что две частицы имеют электрический заряд $-1/3$, а заряд третьей частицы $+2/3$. Соответствующий триплет антикварков имеет диаграмму симметрии, которую можно получить из этой отражением по отношению к линии нулевого электрического заряда. Барионное число для антикварков равно $-1/3$. Мезоны из октета, показанного на рис. 29А, могут представлять собой связанное состояние кварка и антикварка. Барьоны из октета на рис. 29В могут быть связанными состояниями трех кварков. Если теория кварков хоть как-то связана с действительностью, то должна существовать по крайней мере одна стабильная частица с дробным зарядом. До сих пор, несмотря на многие поиски, такие частицы не удалось обнаружить, и вполне возможно, что их не существует. Таким образом, идея о кварках пока чисто умозрительна.

однако, феноменологическая теория (известная под названием «восьмеричного пути»), описывающая симметрии, изображаемые диаграммами, представленными на рис. 29А — 29D. Эта теория позволяет найти все возможные диаграммы симметрии и предсказать некоторые свойства частиц, образующих диаграмму. Замечательным успехом теории «восьмеричного пути» было экспериментальное подтверждение предсказания Мюррея Гелл-Манна о существовании частицы, обозначенной на рис. 27D и рис. 29D символом Ω^{-*} .

31. О рассмотренных нами элементарных частицах (к ним можно добавить некоторые другие) можно сказать, что все они «в

*) Barnes V. E. et al. Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 204. (Заметим, что у этой работы 33 автора!)

равной степени элементарны». Мы не находим среди них частиц, которые казались бы «составными». Тем не менее некоторые физики предполагают, что существуют еще более элементарные образования.

Гелл-Манн предположил, что мезоны и барионы являются сложными системами, образованными еще не открытыми частицами, которые он назвал *кварками*. Такую гипотезу нельзя считать безосновательной. Гелл-Манн заметил, что некоторые свойства мезонов и барионов и, в частности, принципы симметрии, управляющие взаимодействиями этих частиц, могут получить эстетически привлекательное объяснение, если кварки (и антикварки) существуют. Согласно идеям Гелл-Манна, заряд кварков должен быть равен $\pm e/3$ и $\pm 2e/3$ (e — элементарный заряд), и этим они сильно отличаются от всех известных частиц. Диаграмма симметрии кварков показана на рис. 31А.

Все поиски кварков до сих пор не привели к положительному результату. Кварки должны быть значительно тяжелее нуклонов, в противном случае они были бы обнаружены в опытах на ускорителях. Можно поэтому думать, что если нуклон действительно является связанным состоянием (трех) кварков, то энергия связи такого состояния должна быть очень велика по сравнению с массой нуклона. Нуклон должен быть, таким образом, очень сильно связанной системой, и в этом смысле он радикально отличался бы от других известных нам связанных систем, а именно от атомов, молекул и даже ядер. (Энергии связи всех этих систем *малы* по сравнению с массой системы.) Поэтому можно думать, что если когда-нибудь будет установлена составная природа нуклона, то он окажется составным совсем не в том смысле, в каком составной является, например, такая частица, как дейтрон.

Основные идеи квантовой теории поля

32. Рассмотрим теперь некоторые теоретические попытки понять взаимодействие частиц. Вернемся к идее, высказанной в п. 9, согласно которой рассеяние следует рассматривать как проявление взаимодействия волны с волной. Классической идее о двух частицах, взаимодействующих с помощью сил, соответствует квантовомеханическая идея о взаимодействии волн де Бройля. Это означает, что волна де Бройля одной из частиц влияет на распространение волны де Бройля *другой* частицы. Такое влияние возможно лишь в том случае, если среда, в которой распространяются волны де Бройля, нелинейна, т. е. если «отклик» среды нелинеен.

В линейной среде, где распространение волн описывается линейным дифференциальным уравнением, любая линейная суперпозиция двух волн дает возможную волну, и присутствие одной волны не влияет на поведение другой.

33. Обсудим теперь свойства *вакуума*, или пустого пространства. В XIX веке, когда развивалась электромагнитная теория, вакуум был известен под другим наименованием. Его называли «эфиром». Рассуждая о волне, естественно поставить вопрос о том,