

однопионного обмена для двух протонов. Должен существовать нейтральный пион π^0 и процесс

$$p \leftrightarrow p, \pi^0, \quad p \rightarrow p + \pi^0 \quad (7-2)$$

а также для нейтрона

$$n \leftrightarrow n, \pi^0, \quad n \rightarrow n + \pi^0 \quad (7-3)$$

Эти новые взаимодействия меняют силы между n и p , добавляя необходимую часть (рис. 7-4). В результате ряда

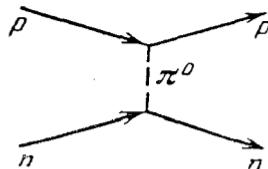


Рис. 7-4.

попыток было установлено, что если (7-1) имеет место, то (7-2), (7-3) и

$$n \leftrightarrow p, \pi^- \quad n \rightarrow p + \pi^- \quad (7-4)$$

также необходимы, но амплитуды или интенсивности (аналог. электрического заряда для пионного взаимодействия) для (7-1) и (7-4) должен быть в $\sqrt{2}$ больше, чем для (7-2), а амплитуды для (7-3) и (7-2) равны и противоположны по знаку. При этих условиях можно показать, что симметрия ядерных сил $(p, p) = (p, n) = (n, n)$ сохраняется при всех условиях независимо от того, какое число пионов участвует в обмене.

8. ПИОН-НУКЛОННАЯ СВЯЗЬ

Пусть существуют три фундаментальных взаимодействия, изображенные на рис. 8-1, где a , b и c — амплитуды процессов (1), (2) и (3). Определим константы связи

a , b , c таким образом, чтобы они приводили к симметрии ядерных сил $(p, p) = (n, n) = (p, n)$ для соответствующих состояний. В нижнем порядке мы приходим к процессам, изображенным на рис. 8-2. Поэтому должно быть $bc + a^2 = b^2 = c^2$. Если $b = c$ и $a = 0$, то нет взаимодействия между заряженными π -мезонами и нуклонами, что противоречит опыту. Следовательно,

$$b = -c, \quad a = (2b^2)^{1/2} = b\sqrt{2}.$$

Возможный выбор $a = -\sqrt{2}b$ отвечает иному определению фазы π -мезона, которая в любом случае является произвольной.

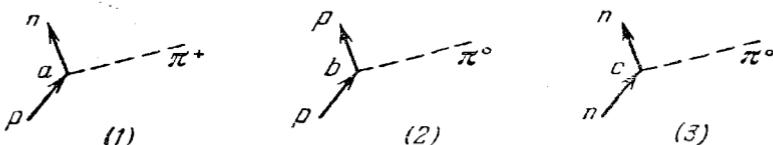


Рис. 8-1.

Этот результат может быть также легко получен другим путем. Триплет пионов (π^+ , π^0 , π^-) имеет изотопический спин 1. В реакции $N \leftrightarrow N + \pi$ (мы обозначили нуклон символом N) левая часть, единичный нуклон, имеет изоспин $1/2$. Правая часть имеет шесть возможных состояний $(p\pi^+)$, $(p\pi^0)$, $(p\pi^-)$, $(n\pi^+)$, $(n\pi^0)$, $(n\pi^-)$, которые могут быть разложены в дублет и квартет, так как путем сложения изотопического спина $1/2$ и изоспина пиона 1 можно получить изоспины $1/2$ и $3/2$. Если изотопический спин сохраняется в сильных взаимодействиях, то состояние справа должно иметь изоспин $1/2$ и по аналогии с формулой сложения моментов мы приходим к соотношениям

$$p \leftrightarrow (p, \pi^0) + \sqrt{2}(n, \pi^+), \quad (8-1)$$

$$n \leftrightarrow (n, \pi^0) + \sqrt{2}(p, \pi^-), \quad (8-2)$$

коэффициенты которых дают амплитуды соответствующих состояний. Квадраты амплитуд приводят к вероятностям — поэтому если нуклон и пион находятся в состоянии с изоспином $1/2$ и положительным зарядом, то шансы 2 : 1 получить n , π^+ скорее, чем p , π^0 .

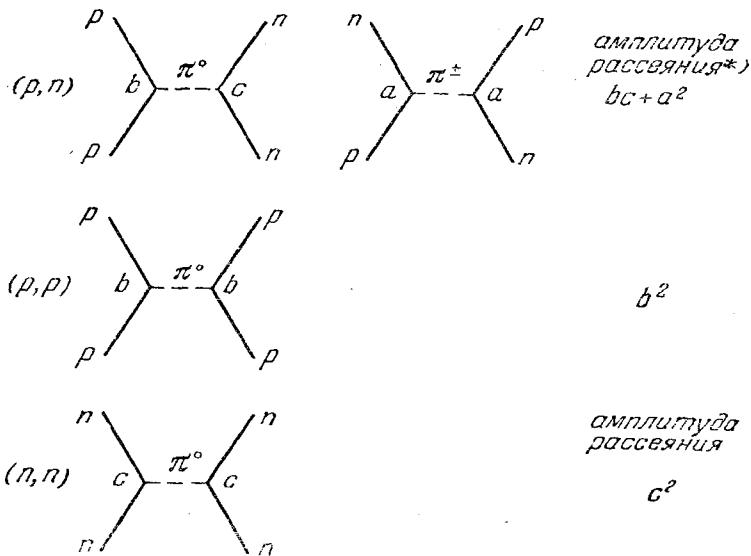


Рис. 8-2.

*) Сложение амплитуд в первом процессе требует некоторой осторожности. Для того чтобы сопоставить (p, n) с (p, p) и (n, p) -системами, следует рассмотреть состояние (p, p) , симметричное от-

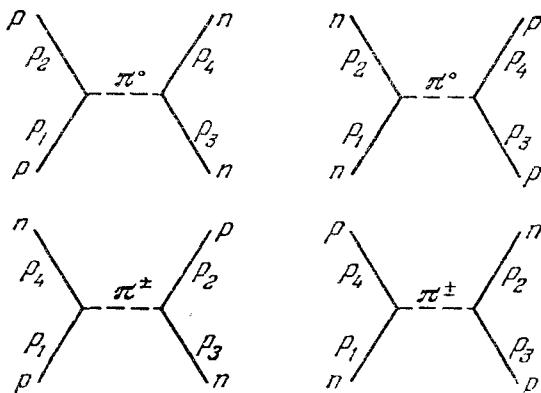


Рис. 8-3.

носительно перестановки аргументов. Здесь возникают четыре возможности, изображенные на рис. 8-3, соответствующие переходам между одинаковыми начальными и конечными состояниями, амплитуды которых согласно нашему правилу должны быть сложены.

Такие π -мезоны, или пионы, были в самом деле обнаружены. Они имеют спин 0. Заряженные мезоны π^+ и π^- имеют равные массы = 276 массам электрона, тогда как незначительно отличающаяся масса $\pi^0 = 268 m_e$. Разность, видимо, есть просто дополнительная электромагнитная энергия заряженных пионов. Все следствия изотопической симметрии относительно коэффициентов связи (после должного учета электродинамических поправок) были подтверждены экспериментально.

Дает ли механизм пионного обмена правильное описание ядерных сил между нуклонами? Этот вопрос приводит нас к серьезному затруднению. Дело в том, что мы не умеем рассчитывать, с какой-либо степенью точности, следствия сильной связи! Поэтому мы не можем вычислить ядерные силы и заключить, соответствуют ли они связям (8-1) и (8-2).

Как мы видели, возникают силы, отвечающие обмену одним, двумя, тремя и более пионами. Нетрудно вычислить вклад от однопионного обмена, несколько сложнее — от обмена двумя пионами и т. д., но мы не знаем, как определить сумму всех членов. В электродинамике также есть вклады от обмена одним, двумя, тремя и т. д. фотонами, однако учет каждого последующего фотона приводит к появлению в амплитуде дополнительного множителя $e^2/\hbar c$, т. е. 1/137. Поэтому там определяющим оказывается вклад однофотонного обмена, двухфотонный член добавляет поправку в несколько процентов и т. д. Таким образом, мы имеем дело с рядом быстро убывающих членов (который называется разложением теории возмущений). Однако константа связи g для мезонов, соответствующая e для фотонов, удовлетворяет соотношению

$$g^2/\hbar c \simeq 15.$$

Это — очень большая величина, которая оправдывает термин «сильная» связь и в то же время препятствует использованию теории возмущений.

Большие усилия были потрачены на то, чтобы найти обходные пути, использующие глобальные теоремы, изотопическую симметрию и дисперсионные соотношения (соотношения, возникающие из принципа причинности, утверждающего, что сигналы не могут распространяться быст-

рее света, соотношения, которые мы не можем рассматривать здесь). Достаточно сказать, что в настоящее время нет возможности рассчитывать большую часть эффектов, связанных с сильными взаимодействиями. Существенные трудности препятствуют анализу этих взаимодействий. Имеются даже серьезные сомнения в том, что сильная связь является логически непротиворечивой возможностью в квантовой теории поля.

Непрямые взаимодействия. Чтобы пояснить характер возникающих проблем, рассмотрим, для примера, взаимодействие нейтронов и фотонов. На опыте оно наблюдается: нейtron имеет магнитный момент, определенный с точностью до миллионных долей. Однако мы все же можем

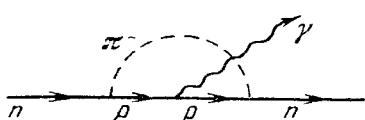


Рис. 8-4.

считать, что прямой нейtron-фотонной связи нет. Дело в том, что согласно (7-4) нейtron может виртуально превращаться в заряженные частицы и таким непрямым образом взаимодействовать с фотоном. Одна из возможностей

представлена на рис. 8-4, однако имеется много других диаграмм, содержащих больше виртуальных мезонов. Мы не можем вычислить с их помощью магнитный момент и поэтому не имеем возможности использовать эти прекрасные по точности опытные данные в качестве пробного камня для наших теорий. Все, что мы можем, это качественно объяснить электромагнитные и распадные свойства пионов и нуклонов с помощью таких промежуточных процессов.

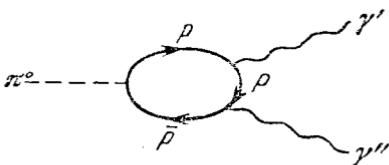
Заряженные и нейтральные пионы значительно отличаются по своим распадным свойствам. π^0 -мезон очень быстро ($<10^{-15}$ сек) распадается на два фотона

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (8-3)$$

Мы не можем привлечь изотопическую симметрию для утверждения о том, что аналогичная реакция имеет место для π^+ . Она невозможна из-за сохранения заряда. Но распад (8-3) может быть обязан электромагнитному взаимодействию, для которого изотопическая симметрия места не имеет. Мы можем надеяться объяснить (8-3) как

результат перехода в виртуальную протон-антипротонную пару

$$\pi^0 \rightarrow p + \bar{p} \rightarrow p + \bar{p} + \gamma' \rightarrow \gamma'' + \gamma'.$$



Первое взаимодействие является сильным и соответствует (7-2), следующее, когда p испускает фотон γ' , соответствует (6-3); затем пуклоны апнигилируют, испуская второй фотон γ'' , опять посредством (6-3). (Два фотона необходимы для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса. Как обычно, энергии не обязательно сохраняются на переходных промежуточных этапах.)

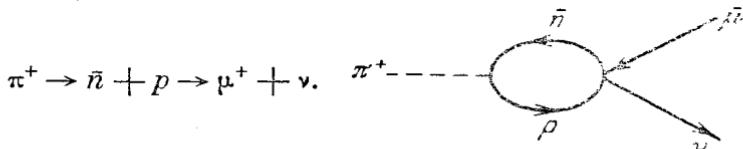
К сожалению, мы опять не можем рассчитать этот процесс, так как первый этап включает сильные взаимодействия.

Мезон π^+ распадается более медленно. Со средним временем жизни $2,6 \cdot 10^{-8}$ сек он переходит в μ^+ и ν :

$$\pi^+ \rightarrow \bar{\mu} + \nu. \quad (8-4)$$

(Как и следовало ожидать, античастица π^- имеет то же самое время жизни относительно распада на μ^- и ν .)

Этот процесс может быть непрямым процессом, проходящим через виртуальные состояния



Мы должны также ожидать распада



Опять-таки из-за присутствия сильного взаимодействия мы не можем рассчитать скорость распада, однако можно

вычислить отношение скоростей для процессов (8-4) и (8-5). В результате мы ожидаем обнаружить один случай $e\nu$ -распада на 7400 случаев $\bar{e}\bar{\nu}$ -распада. Это предсказание недавно было подтверждено экспериментально (с точностью около $\pm 15\%$).

9. СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Существует еще ряд частиц, сильно связанных с пионами и нуклонами. В начале 50-х годов некоторые такие частицы были открыты в космических лучах. Так, например, была обнаружена нейтральная частица (в современных обозначениях Λ -гиперон), которая распадалась на p и π^- :

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-. \quad (9-1)$$

Согласно современным данным ее масса = 2182 m_e , а время жизни = $(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$ сек. Это очень большая величина по сравнению с характерным временем сильных взаимодействий (10^{-23} сек — время, за которое свет проходит расстояние между соседними нуклонами в ядре). Поэтому распад (9-1) представляет собой слабый процесс, вероятно, связанный с β -распадом. В рамках сильной связи нет фундаментального взаимодействия вида

$$\Lambda \leftrightarrow p, \pi^-.$$

(Если бы он существовал, то распад (9-1) происходил бы очень быстро.)

Но каким же образом рождаются Λ -частицы? Космические лучи состоят из быстрых протонов, которые в атмосфере сталкиваются с ядрами, состоящими из протонов и нейтронов, а также виртуальных пионах, возникающих благодаря сильному взаимодействию (6-4). На опыте Λ -частицы рождаются так часто, что процесс должен идти через сильную связь. Она не может иметь вид $p + \pi^- \rightarrow \Lambda$, потому что, как мы видели, это не сильное взаимодействие. Не может быть также что-то вроде $p + n \rightarrow \Lambda + p$, так как отсюда вытекала бы возможность сильного распада $\Lambda \rightarrow p + n + \bar{p}$, и поскольку $\bar{p} + n \rightarrow \pi^-$ —