

Первая фотография нейтральной V-частицы в камере Вильсона.

Р. К. ЭДЕР, Э. К. ФАУЛЕР

Странные частицы

Перевод с английского

А. М. Моисеева, А. В. Никитина, Л. А. Тихоновой
под редакцией

д-ра физ.-мат. наук И. В. Чувило

Атомиздат Москва 1966

STRANGE PARTICLES

ROBERT KEMP ADAIR

*Professor of Physics, Yale University
New Haven, Connecticut*

EARLE CABELL FOWLER

*Professor of Physics, Duke University
Durham, North Carolina*

1963

INTERSCIENCE PUBLISHERS

a division of John Wiley & Sons, New York • London

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Предисловие редактора русского перевода	7
Предисловие	9
Глава 1. ВВЕДЕНИЕ	11
1.1 Исторический обзор	11
1.2. Свойства симметрий и законы сохранения	19
Глава 2. СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	26
2.1. Таблица свойств элементарных частиц	26
2.2. Изотопический спин	26
2.3. Странность	27
2.4. Спин	30
2.5. Четность	36
2.6. K^0 -мезоны	43
Глава 3. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	50
3.1. Симметрии	50
3.2. Дисперсионные соотношения	53
3.3. Рождение странных частиц π -мезонами и нуклонами	58
3.4. Фоторождение странных частиц	68
3.5. Взаимодействия K -мезонов с нуклонами	73
3.6. Резонансы с участием странных частиц	83
3.7. Гиперядра	96
Глава 4. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	106
4.1. Общее рассмотрение	106
4.2. $(\tau-\theta)$ -проблема	115
4.3. Распады гиперонов	122
4.4. Правило $ \Delta I = 1/2$	127
Глава 5. ФОРМАЛИЗМ	134
5.1. Векторное сложение и разложение моментов количества движения	134

5.2. Теория рассеяния	136
5.3. Рассеяние частиц со спином и изотопическим спином	140
5.4. Оптическая теорема	145
5.5. Барьерные эффекты, связанные с моментом количества движения	146
5.6. Матрица рассеяния	150
5.7. Теорема Ватсона	152
5.8. Пороговые аномалии	153
Дополнение. Симметрия $SU(3)$ и $SU(6)$ и эксперимен- тальные данные об элементарных частицах. <i>И. В. Чувило</i> . .	156
Приложение	194
Предметный указатель	207

В предлагаемой вниманию советского читателя книге известных американских физиков Эдера и Фаулера изложены некоторые проблемы физики элементарных частиц.

Прежде всего о названии книги. На наш взгляд, оно не совсем точно. Дело в том, что хотя новый отряд элементарных частиц, обнаруженных за последние приблизительно 15 лет, и содержит частицы, получившие наименование «странных», но, как отмечают и сами авторы, эти частицы ничуть не более странные, чем и все остальные частицы, которые известны в настоящее время. И если и говорить о каких-либо странных частицах, то действительно странной частицей является сейчас μ -мезон, поскольку до сих пор неясно его место в совокупности наших знаний об элементарных частицах. Но физика μ -мезона не излагается в этой книге. В настоящей книге рассмотрены свойства класса элементарных частиц, которые называются сильно взаимодействующими частицами, или адронами, т.е. изложена физика адронов. Поскольку в настоящее время нет замкнутой динамической теории свойств элементарных частиц и их взаимодействий, то изложение и анализ экспериментальных данных авторами ведутся с точки зрения их соответствия следствиям, вытекающим из предположений о справедливости в процессах рассматриваемого типа различного рода законов сохранения и соответствующих им симметрий. Авторы избрали при изложении материала единственно правильный путь. Исходя из известных экспериментальных данных, они сформулировали общие соображения о возможном понимании этих фактов и наметили контуры конкретного их анализа, не вдаваясь в подробности количественных вычислений. Такой метод оправдан, поскольку экспериментальная информация об

элементарных частицах в настоящее время появляется все более возрастающими темпами, и любая книга, в которой была бы предпринята попытка просуммировать эту информацию, оказалась бы устаревшей в момент появления ее в свет. Это утверждение наглядно иллюстрирует настоящая книга. Она была напечатана в 1963 г., а с тех пор основные научные концепции, на базе которых она написана, получили новое развитие. Речь идет, во-первых, об обобщениях изотопической симметрии, приведших к формулировке симметрии $SU(3)$ в мире элементарных частиц, и, во-вторых, о попытках объединения симметрий внутреннего типа и симметрий геометрического типа в единое теоретико-групповое рассмотрение. И хотя это направление развития теоретических идей еще не завершено и до конца не выяснены имеющиеся здесь непонятные моменты и общие тенденции, но уже получено много интересных и принципиально важных результатов, позволяющих по-новому понять некоторые свойства элементарных частиц. В связи с указанным мы сочли необходимым включить в книгу небольшой обзор с изложением новых идей, цель которого — кратко осветить имеющиеся тенденции, вытекающие из них следствия и соответствия этих следствий известным экспериментальным данным об элементарных частицах. Вниманию читателя предлагается также таблица известных в настоящее время частиц и их основных свойств. Сравнение ее с табл. 2.1 в тексте книги дает представление о прогрессе знаний в этом вопросе.

При редактировании книги были внесены также изменения в обозначения с целью приблизить их к обычно употребляемым в советской научной литературе.

Мы надеемся, что данная книга окажется весьма полезной широкому кругу читателей, и не только научным работникам, занимающимся проблемами физики элементарных частиц, аспирантам и студентам, готовящимся к работе в этой интересной и увлекательной области современной физики, но и вообще читателю, интересующемуся новейшими развитиями различных отраслей человеческих знаний. При этом, естественно, предполагается, что он знаком с основами квантовой механики.

И. В. ЧУВИЛО

ПРЕДИСЛОВИЕ

Немногим более десяти лет назад большинству из нас казалось, что исследования в области физики элементарных частиц вступили в период последних уточнений и окончательного оформления. Казалось, что пути исследования слабых взаимодействий определены, что π -мезон обладает всеми необходимыми свойствами для описания сильных взаимодействий, что многие простые истины уже установлены, а два V -образных трека, зафиксированные в камере английских физиков Рочестера и Батлера, занимали площадь не более человеческой ладони.

Теперь, после почти десятилетнего развития, мы вновь убедились, что природа микромира гораздо сложнее, чем предполагали, а установленные фундаментальные законы оказались лишь отблесками более сложной действительности. Обнаруженные V -частицы были лишь частным проявлением этой сложности, указанием на существование нового свойства самих элементарных частиц, свойства, которое теперь называется странностью.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы обсудить важнейшие свойства странных частиц в свете основных или по крайней мере наиболее популярных теоретических идей. Особое значение придается анализу и интерпретации важнейших экспериментальных результатов. В книге сделана попытка пояснить физическую сущность многих формальных результатов, используя различные модели, аналогии, а также принцип соответствия. В пятой главе содержится сжатое изложение некоторых общих теорем и соображений, которые часто используются при интерпретации экспериментальных данных, но которые не всегда легко найти в имеющейся литературе.

В монографии такого рода по необходимости рассматривается довольно узкий круг вопросов, и ее значе-

ние ограничено во времени. Поэтому от читателя требуется некоторое знакомство с физикой π -мезонов и нуклонов. В то же время хотелось бы подчеркнуть то обстоятельство, что очень скоро отдельные содержащиеся в этой книге рассуждения станут лишь уделом истории, т. е. будут освещать прошлое состояние вопроса, а не настоящее.

Мы с удовольствием пользуемся возможностью поблагодарить нашего секретаря Жанну Изо за те многие часы, которые она посвятила рукописи этой книги. Также благодарим Жанну Блюм из издательства «Д. Уили и сыновья» за помощь в подготовке рукописи к печати.

Иельский университет
Нью-Хейвен, Коннектикут
Ноябрь 1962 года

Р. К. ЭДЕР
Е. С. ФАУЛЕР

ВВЕДЕНИЕ

1.1. Исторический обзор [1, а — ж]*

Самое раннее указание на существование класса частиц, которые теперь называют странными, было получено Лепринс-Ренге [2] в 1944 г. Им был описан зафиксированный на фотографии случай, в котором вторичная космическая частица, проходя через камеру Вильсона, выбила δ -электрон на заметный угол, передав ему довольно большой импульс. Из измерения кривизны треков в магнитном поле и применения законов сохранения энергии и импульса было найдено, что масса этой частицы, которая сейчас называется K -мезоном, равна $(500 \pm 50) \text{ Мэв}/c^2$, но до открытия π -мезона смысл этого единственного события был еще не ясен.

В 1947 г. в Манчестерском университете Рочестер и Батлер поместили в магнитное поле камеру Вильсона с 7,5-сантиметровой свинцовой пластиной и окружили ее системой запускающих счетчиков Гейгера—Мюллера, которые регистрировали ливни проникающих космических частиц в непосредственной близости от камеры. После почти годовой работы на уровне моря они сообщили [3] о двух случаях распада на лету новых частиц, названных V -частицами по виду их проявления в камере Вильсона (рисунок в начале книги, частицы обозначены стрелками 1 и 2 на краях фотографии). Авторы выдвинули несколько возможных объяснений этим двум событиям.

Однако критический разбор этих гипотез привел их к заключению, что в качестве наиболее вероятного объяснения можно принять гипотезу, отвечающую заре-

* Подробные сведения о развитии отдельных проблем в этой области начиная с 1949 г. можно найти в материалах ежегодных конференций по физике высоких энергий.

гистрированным случаям распада новых частиц со временем жизни в пределах от 10^{-9} до 10^{-11} сек.

Изучение элементарных частиц и их взаимодействий в той мере, в какой это было возможно во вторичном космическом излучении, наиболее активно велось между 1946 и 1954 г. Изучение свойств элементарных частиц напряженно проводилось уже давно, и открытие в 1946—1947 гг. Пауэллом и его сотрудниками π -мезона [4], долго разыскивавшейся частицы Юкавы, ускорило эти исследования. Вслед за открытием Рочестера и Батлера все большее внимание стало уделяться установке аналогичных экспериментальных приборов на большой высоте над уровнем моря. Капризный характер камер Вильсона в магнитном поле и громоздкая вспомогательная аппаратура ограничивали эти эксперименты сравнительно малыми высотами; однако во многих местах от Паломарских гор в Америке до склонов Монблана в Европе было получено увеличение скорости счета в детекторах проникающих ливней на порядок по сравнению со счетом на уровне моря. Новые V -частицы интенсивно исследовались с помощью камер Вильсона во многих лабораториях в течение нескольких лет [5]. Даже в наилучших условиях накопление данных о V -частицах любого типа было медленным процессом. Ко времени конференции в Баньер-де-Бигоре [6] в июле 1953 г. основные сведения о V -частицах были получены не только из работ с камерами Вильсона, но и из исследований с помощью ядерных эмульсий. При исследованиях в космическом излучении, которые почти всегда характеризовались большим разнообразием зафиксированных событий, точность и надежность результатов некоторых измерительных операций в фотоэмульсиях (в частности, измерение пробегов и идентификация остановившихся частиц на основе измерений плотности зерен и многократного рассеяния на треках частиц) привели к явному преимуществу эмульсионного метода в изучении останавливающихся частиц. За некоторым исключением, большинство ранних сведений о заряженных K -мезонах было почерпнуто из этих работ [7]. Здесь невозможно перечислить все ранние экспериментальные результаты или хотя бы их большую часть; но прежде чем подвести итог тому положению, которое сложилось ко времени конференции в Баньер-де-Бигоре и отмечено переходом от «натуральных» странных частиц к «искусственным», хотелось

бы упомянуть о двух работах, явившихся главными поворотными пунктами.

Во-первых, имелось множество, казавшихся противоречивыми, данных о нейтральных V -частицах, пока Томпсон [5, в] не достиг нового уровня точности в измерениях импульсов и углов треков в камерах Вильсона. Его экспериментами было установлено четкое различие между V_1^0 -частицей, которая представляла распад $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, и V_2^0 -частицей, представляющей распад $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Как видно из табл. 2.1, эти виды распада не единственные для этих частиц. В работе было установлено не только существование θ^0 -частицы, но и определена ее масса еще до того, как эти частицы были получены в огромных количествах на ускорителях.

Во-вторых, высказывались некоторые соображения о существовании заряженного аналога θ^0 -частицы. В ранней работе с эмульсиями был установлен распад τ -частицы по схеме $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$, и масса θ^0 -частицы оказалась близкой к массе τ -частицы. В работах с эмульсиями были обнаружены и другие трехчастичные распады положительных частиц с массами, близкими к массам τ - и θ^0 -частиц (теперь они называются $K_{\mu 3}$ - и $K_{\pi 3}$ -распадами). В ранних работах возможность идентификации K -мезона, распадающегося на два π -мезона, была ограничена из-за большой энергии вторичных частиц.

Многие исследователи считали, что именно Росси и его сотрудникам [5д] удалось установить тождественность некоторых заряженных V -частиц и S -частиц (названных так из-за их остановки в пластинах камеры Вильсона), наблюдавшихся в Массачусетском технологическом институте, заряженным аналогом θ^0 -мезона. Вскоре одно событие, обнаруженное физиками Принстонского университета, положило конец дальнейшим дискуссиям в этом направлении. Они сообщили [8] о распаде положительной частицы на π^+ -мезон и две электронно-позитронные пары внутренней конверсии, доказав существование распада по схеме $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, потому что все вторичные частицы были видны на одном снимке.

К концу 1953 г. исследования космических лучей позволили твердо установить следующие факты [6]:

1. Некоторые V -частицы распадаются на протоны и π -мезоны, и, следовательно, они тяжелее, чем протон.

2. Другие V -частицы легче, чем протон, и могут распадаться на π -мезоны, а у некоторых среди продуктов распада имеются μ -мезоны, электроны и, может быть, нейтрино.

3. Времена жизни этих частиц меняются в пределах от 10^{-8} до 10^{-10} сек, т. е. внутри интервала, хорошо измеряемого в камерах Вильсона.

4. Соударение двух частиц, взаимодействующих с силой порядка ядерных, приводит с заметной вероятностью к рождению V -частиц (сечение рождения V -частиц заключено в пределах от одной сотой до одной тысячной сечения рождения π -мезонов в проникающих ливнях).

5. Существует по крайней мере один тип V -частицы, которая распадается на другую V -частицу.

Общепринятая сейчас терминология элементарных частиц была впервые составлена участниками конференции в Баньер-де-Бигоре. Выработанные там правила можно сформулировать следующим образом (см. табл. 2.1):

1. Нуклоны и более тяжелые частицы, распадающиеся на нуклоны, называются **БАРИОНАМИ**.

2. Тяжелые странные барионы называются **ГИПЕРОНАМИ** и обычно обозначаются Y .

3. Пионы и частицы с массами, промежуточными между пионными и барионными массами, называются **МЕЗОНАМИ**.

4. Тяжелые странные мезоны называются вообще **K -МЕЗОНАМИ**.

5. В силу того что μ -мезон, или иначе мюон, не взаимодействует сильно с нуклонами, его относят к **ЛЕПТОНАМ** наряду с электроном и нейтрино.

6. Для новых частиц были введены единые обозначения с помощью греческих букв (заглавные — для гиперонов, строчные — для мезонов). В обычном употреблении это правило иногда нарушается, например в случае K -мезонов.

Более или менее частое рождение V -частиц в ядерных столкновениях по сравнению с рождением π -мезонов казалось несовместимым на несколько порядков со скоростями распадов V -частиц на протоны и π -мезоны или только на π -мезоны. Принцип микроскопической обратимости гласит, что реакция должна идти с одинаковой скоростью в прямом и обратном направлениях с точ-

ностью до множителей, зависящих от спинов частиц и допустимого фазового объема. Одна из наиболее известных V -частиц (Δ -частица) нейтральна и распадается по схеме $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$ со временем $t_{\text{расп}} = 2,5 \times 10^{-10}$ сек. Характерным же «временем взаимодействия», или скоростью реакции, по порядку величины является время, которое нужно π -мезону, движущемуся со скоростью, близкой к скорости света, для того чтобы пройти путь, равный радиусу действия ядерных сил, т. е. около 10^{-23} сек. Единственной «странной» чертой в физике V -частиц и является нарушение принципа микроскопической обратимости, обнаруживаемое из сравнения этих цифр. Еще до экспериментального открытия π -мезона этот же аргумент [9] использовался для доказательства, что μ -мезон, найденный экспериментально в 1937 г., не может быть предсказанным Юкавой мезоном, ответственным за ядерные силы. Решающим фактом в этой аргументации служит довольно большое время (около 10^{-6} сек), которое отрицательный μ -мезон проводит в непосредственной близости от ядра углерода без какого-либо ядерного взаимодействия [10]. Если отождествить μ -мезон с искавшимся тогда мезоном Юкавы, то нужно бы сделать противоестественный шаг, отказавшись от постулата, глубоко затрагивающего основы физики и с большой точностью удовлетворяющего огромному экспериментальному материалу. В данном случае физики нашли объяснение кажущемуся нарушению фундаментального принципа обратимости, открыв существование π -мезона. Это мезон Юкавы. Теперь мы знаем, что π -мезоны в огромном количестве рождаются в ядерных взаимодействиях и сильно взаимодействуют с ядрами.

Для объяснения рождения V -частиц строилось множество предположений, но в конечном счете выжила только гипотеза Пайса о «совместном рождении» V -частиц [11], предполагающая, что при ядерных взаимодействиях могут рождаться только определенные комбинации V -частиц. Эта гипотеза осталась в физике и количественно оформилась после введения Гелл-Манном и Нишиджимой [12] специального квантового числа — «странности» для каждой из «странных» частиц. Строгое сохранение странности в ядерных реакциях соответствует совместному рождению V -частиц. Нарушение закона сохранения странности при распадах приводит к большим временам жизни. Таким образом, исследования с

космическими лучами привели не только к обнаружению почти всех странных частиц, но также способствовали возникновению гипотезы их совместного рождения, явившейся ключом при создании общепринятой теории. Успех этой гипотезы привел к тому, что слова «странный» и «странность» были приняты как весьма удобные термины. Выбор определения не совсем удачен, так как эти частицы вовсе не более странные, чем любые другие частицы в обычном смысле этого слова, но это служит хорошим примером полезности введения новых терминов. Практически же невозможно игнорировать обычный смысл слов «странный» и «странность», так как в этом случае ситуация весьма похожа на ту, с которой встречаемся в химии, употребляя слово «соль». Как контпример напомним, что бельгийский химик Ван Хелмонт ввел слово «газ», поэтому очень хотелось бы, чтобы кто-то проделал то же самое со «странностью».

Весной 1952 г. на космотроне, протонном синхротроне, построенном в Брукхейвенской национальной лаборатории в США, был получен пучок протонов с энергией выше 1 Гэв. Эксперименты на ускорителе начались зимой 1952—1953 гг. и к весне 1954 г. энергия ускоренных протонов была доведена до 3 Гэв. В это время Шатт и его сотрудники облучили водородную диффузионную камеру высокого давления (18 атм) в пучке отрицательных π -мезонов с энергией 1,4 Гэв, генерированных в космотроне. На одной из полученных ими фотографий [13] (рис. 1.1) было найдено первое прямое доказательство существования «совместного» рождения. Действительно, рассматривалась реакция между отрицательным π -мезоном, импульс которого в пучке был определен, и протоном. Если предположить, что в первой вершине родились только две нейтральные частицы, идентификация зафиксированного распада по схеме $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$ (справа на рис. 1.1) позволяет вычислить массу ушедшей нейтральной частицы. Найденная величина ее оказалась очень близкой к массе θ^0 -частицы. Это указывает на то, что при $(\pi^- + p)$ -взаимодействии одновременно родились две нейтральные V -частицы. В этом событии могло оказаться, что первичная частица, которая образовала V -частицу, распавшуюся в камере, вовсе не отрицательный π -мезон, а одна из V -частиц. Вполне возможно также, что в конечном состоянии V -частицы рождаются пооди-

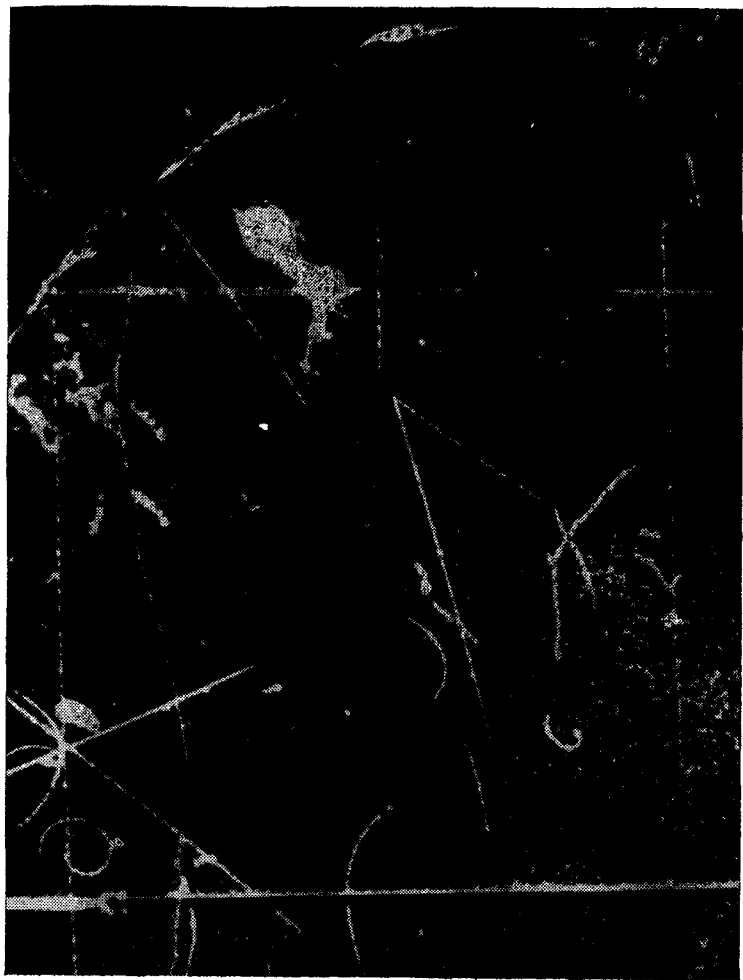


Рис. 1.1. Рождение Λ -частицы в пучке отрицательных π -мезонов с энергией 1,4 Гэв в водородной диффузионной камере.

ночке вместе с несколькими дополнительными частицами, и тогда расчет массы, учитывающий только одну ушедшую частицу, был бы неприменим. И, наконец, возможно столкновение входящей частицы не с ядром водорода, а с молекулой спирта (в чувствительном объеме на 800 молекул водорода приходится одна моле-

кула метилового спирта). Однако интерпретация зафиксированного события как процесса типа



вскоре подтвердилась, поскольку было найдено несколько событий, совместимых с реакцией (1). Более того, был обнаружен случай, в котором наблюдались распады обеих частиц Λ и θ^0 . Эта работа вместе с другими, выполненными как с космическими лучами, так и в других экспериментах на космотроне, привела к выводу о том, что «совместное» рождение возможно, но не доказала этого окончательно.

С этим же вопросом был связан и другой эксперимент, давший отрицательный результат. Если возможен процесс $p+n \rightarrow p+\Lambda$ или $n+n \rightarrow \Lambda+\Lambda$, то энергетически возможно рождение Λ -частиц в пучке протонов с энергией 460 Мэв. Р. Гарвин [14], используя синхроциклотрон Чикагского университета, показал, что сечение для реакций такого типа не превышает величины 10^{-32} см^2 , что гораздо меньше сечения реакции (1), величину которого нашел Шатт ($\sim 10^{-27} \text{ см}^2$). Кроме процессов «совместного» рождения (θ^0 - и Λ -частицы рождаются довольно часто совместно, но не по отдельности и не парами вида Λ, Λ) в ранних работах на космотроне удалось идентифицировать тяжелую, отрицательно заряженную V -частицу [15] (Σ^- -гиперон). В работах [15—16] приводились также данные о существовании нейтральной частицы (Σ^0 -гиперон), которая тяжелее Λ -частицы. Положительно заряженная тяжелая частица (Σ^+ -гиперон) была обнаружена несколько раньше как в работах с камерами Вильсона [17], так и с эмульсиями [18]. Существование еще более тяжелой странной частицы, каскадного гиперона (Ξ^-), было установлено Кованом [19] приблизительно в то же время. Хотя сначала для положительных K -мезонов установили схему распада $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$, потом в экспериментах с космическими частицами выяснилось многообразие распадных свойств K^+ -мезонов*. В дальнейшем в работах по заряженным V -частицам, выполненных с помощью камер Вильсона, были получены экспериментальные данные, которые сыграли важную роль в доказательстве того,

* Распад $K_{\mu_2} \rightarrow \mu + \nu$ был впервые установлен Грегори и др. [20].

что существуют отрицательно заряженные K -мезоны с такими же распадными свойствами, как и у K^+ -мезона. Конечно, наиболее непонятным свойством K -мезонов в то время являлось их многообразие.

Самым значительным достижением в изучении странных частиц явилась схема их классификации, введенная Гелл-Манном и Нишиджимой [12]. К этому времени уже была проделана огромная работа, выявлены многие детали и твердо установлены общие черты рассматриваемого круга явлений. Но при этом существовало большое количество данных, установленных с хорошей экспериментальной надежностью, которые или казались полностью не связанными, или, что еще хуже, внутренне противоречивыми. С помощью новой схемы, включающей странность, удалось согласовать известные тогда данные и создать предпосылки для дальнейшего развития физики элементарных частиц.

1.2. Свойства симметрий и законы сохранения

Кажется весьма вероятным, что взаимодействия между элементарными частицами могут быть описаны с помощью свойств симметрии рассматриваемых процессов относительно различного типа преобразований и законов сохранения [21], а также безразмерных величин, характеризующих силу взаимодействия. Подобным же образом можно ожидать, что элементарные частицы как кванты этих взаимодействий должны описываться на языке этих же симметрий и констант взаимодействия. Однако в настоящее время при описании элементарных частиц рассматривают массу и в некоторых случаях магнитный момент как внешние параметры, хотя в принципе эти величины также должны вытекать из свойств симметрий и констант связи*.

Свойства симметрий физических процессов можно реализовать количественно в виде законов сохранения. В дальнейшем при изложении свойств симметрий и законов сохранения последние будем перечислять без упоминания соответствующих симметрий. Обычно делается

* В рамках развиваемых в настоящее время идей об унитарной симметрии в мире элементарных частиц уже получены соотношения для масс, а также магнитных моментов элементарных частиц.—
Прим. ред.

предположение, что законы сохранения можно выразить на языке соответствующих симметрий. Однако предпосылки для такого объединения пока еще не исследованы полностью [22].

Такие классические законы сохранения как законы сохранения энергии и сохранения импульса следуют из инвариантности физических процессов относительно трансляций во времени и пространстве. Сохранение момента количества движения является следствием инвариантности физических процессов относительно вращений в пространстве. Таким образом, эти законы вытекают из однородности пространства или инвариантности относительно собственных преобразований Лоренца, т. е. преобразований Лоренца без инверсии пространства или времени.

Инвариантность физических процессов относительно инверсии пространства тоже приводит к закону сохранения — сохранению четности. Рассмотрим также инвариантность взаимодействий относительно обращения времени и их инвариантность относительно зарядового сопряжения, т. е. замены частиц на античастицы. Инвариантность взаимодействий по отношению к инверсии пространства приводит к тому, что наблюдаемые величины не различаются в левой и правой системах координат. Инвариантность относительно обращения времени допускает только такие наблюдаемые величины, которые не зависят от направления отсчета времени, а инвариантность относительно зарядового сопряжения выделяет наблюдаемые величины, которые не меняются при замене всех частиц на античастицы. Эти инвариантности можно продемонстрировать чрезвычайно простым способом. Для этого рассмотрим движущуюся картину (предположим, что ее засняли на пленку с помощью киноаппарата) какого-либо процесса. Пусть это будет взаимодействие элементарной частицы при наличии электрического и магнитного полей, образованных зарядами и токами, распределенными каким-либо образом в пространстве. Спроецируем теперь кинопленку на экран. Если взаимодействия инвариантны относительно пространственной инверсии, то с помощью рассмотрения движущейся картины на киноэкране нельзя решить, была ли пленка перевернута в кинопроекторе или изображение было получено после отражения в зеркале. Если взаимодействие инвариантно относительно обраще-

ния времени и энтропия в рассматриваемом процессе не изменяется, то невозможно определить, был ли фильм пущен в прямом или обратном направлении. Наконец, если взаимодействия инвариантны относительно зарядового сопряжения, то невозможно сделать утверждение, был ли фильм снят в нашем мире или в антимире, где все частицы заменены их античастицами.

Эти три типа инвариантностей не являются независимыми. В рамках локальной теории поля инвариантность относительно собственных преобразований Лоренца приводит к инвариантности всех взаимодействий относительно комбинированной операции *CPT*-преобразования [23], где *C* — оператор зарядового сопряжения, меняющий частицы на античастицы; *P* — оператор четности или пространственной инверсии, меняющий \mathbf{r} на $-\mathbf{r}$, и *T* — оператор обращения времени, меняющий t на $-t$. Из *CPT*-теоремы следует равенство масс и времен жизни частиц и античастиц.

Оказывается, что сильные и электромагнитные взаимодействия инвариантны относительно операций *C*, *P* и *T* в отдельности, в то время как слабые взаимодействия не инвариантны ни относительно *P*, ни относительно *C**. Все экспериментальные результаты согласуются с предположением, что *T*-инвариантность справедлива для всех типов взаимодействий [25], поэтому согласно *CPT*-теореме слабые взаимодействия должны быть инвариантны относительно *CP*-преобразования**. Если снова обратиться к методу киноэкрана и посмотреть картину какого-либо процесса, обусловленного слабым взаимодействием, то нельзя точно сказать, идет ли процесс с участием частиц, изображенных нормально, или с участием античастиц, проецируемых на экран после отражения в зеркале.

Зарядовая независимость какого-либо взаимодействия означает независимость его от величины электрического заряда. Наличие заряда отличает частицы, идентичные по всем другим свойствам, например протон и нейтрон, но это отличие не зависит от величины заряда

* Ли и Янг показали, что существовавшие экспериментальные данные не устанавливали сохранения четности в слабых взаимодействиях и предложили опыт для проверки этой гипотезы [24].

** Инвариантность относительно *CP*-преобразования исследовалась Л. Ландау, который назвал ее комбинированной инверсией [26].

и имеет важные следствия, обуславливая симметризацию (для бозонов) или антисимметризацию (для фермионов) волновой функции нескольких частиц. Такие состояния будут расщепляться по энергии в присутствии электрического поля, так же как состояния с разными проекциями спина расщепляются в магнитном поле. Важно то, что существование зарядовых состояний не зависит от величин электрического поля и элементарного заряда, так же как наличие магнитных состояний не зависит от силы магнитного поля или значения постоянной Планка.

Подобно тому как сохраняются полный момент количества движения системы j ($2j+1$ - число состояний) и его проекция m на направление магнитного поля (возможно, несуществующего), будут сохраняться полный изотопический спин T ($2T+1$ - число состояний) и компонента T_3 , непосредственно связанная с зарядом. Поскольку момент количества движения может не сохраняться локально при наличии асимметрии пространства, как, например, в эффекте Штарка, изотопический спин тоже не сохраняется в таких взаимодействиях, как электромагнитные, которые явно зависят от заряда или третьей проекции T_3 . Сходство между моментом количества движения и изотопическим спином связано с их одинаковыми групповыми свойствами, и, следовательно, правила сложения и разложения соответствующих им векторов совершенно одинаковы. Весьма вероятно, что изотопический спин сохраняется в сильных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых и, конечно, в электромагнитных.

Следующие четыре закона сохранения завершают набор установленных сохраняющихся величин; это законы сохранения электрического заряда, барионного заряда, лептонного заряда и странности. Более точно сохранение барионного заряда означает сохранение величины B , равной числу барионов минус число антибарионов, а сохранение лептонного заряда — сохранение числа лептонов минус число антилептонов. Для полноты приведенных выше определений необходимо иметь критерии, отличающие частицу от античастицы. Например, в законе сохранения барионного числа за частицу, по договоренности, берется протон. Этот способ неприменим для лептонов главным образом потому, что они связаны друг с другом через взаимодействия, включающие нейтрино,

а поэтому должно быть найдено различие между нейтрино и антинейтрино. Такое различие устанавливается определением антинейтрино как состояния частицы, когда направления ее спина и импульса совпадают, а нейтрино — как состояния частицы с противоположно направленными спином и импульсом. В пределе $v/c \rightarrow 1$ это дает определение лептона и антилептона. В пределах этого определения существует закон сохранения числа лептонов. Электрон и отрицательный μ^- -мезон известны как лептоны, а позитрон и положительный μ^+ -мезон — как антилептоны. Оказывается, что электрический и барионный, а может быть, и лептонный заряды сохраняются во всех взаимодействиях [27—29].

Если каждому бариону и мезону приписать некоторое число, равное среднему заряду его изотоп-спиновой группы, или $Q - T_3$, где Q — заряд частицы, а T_3 — третья компонента изотопического спина, то оказывается, что $Q - T_3$, являющееся мерой смещения T_3 относительно Q , сохраняется в сильных взаимодействиях. По чисто эстетическим соображениям определим несколько другую величину $S = 2Q - 2T_3 - B$, где B — барионное число, а S — странность, сохраняющаяся в сильных (§ 2.3) и электромагнитных взаимодействиях и нарушающаяся в слабых.

Возможно, что все эти четыре закона сохранения также связаны с симметриями подобного типа. Известно, что сохранение электрического заряда вытекает из инвариантности электромагнитных взаимодействий относительно калибровочных преобразований. Можно сконструировать схемы, в которых и остальным трем законам сохранения будут соответствовать подобного типа инвариантности [22].

ЛИТЕРАТУРА

1. а) Rochester G. D., Butler C. C. Repts. Progr. Phys., 16, 364 (1953).
- б) Gell-Mann M., Rosenfeld A. H. Annual Review of Nuclear Science, 7 Annual Reviews, Palo Alto, California, 1957.
- в) Okun L. B. Ibid., 9 (1959).
- г) Dilworth C., Occhialini G. P. S., Scarsi L. Ibid., 4, (1954).
- д) Franzinetti G., Morpurgo G. Nuovo Cimento, Suppl., 6, 469 (1957).
- е) Dalitz R. H. Repts Progr. Phys., 20, 163 (1957).

- ж) Вильсон Д. Ж. Физика космических лучей. Т. 2. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
2. Le Prince-Ringuet L., Lheritier M. *Compt. rend.*, **219**, 618 (1944).
 3. Rochester G. D., Butler C. C. *Nature*, **160**, 855 (1947).
 4. Lattes C. M. G., Occhialini G. P. S., Powell C. F. *Nature*, **160**, 453, 486 (1947).
 5. Характерные работы, выполненные с камерами Вильсона в различных центрах в 1953 г.
 - а) Astbury J. P. et al. *Philos. Mag.*, **44**, 242 (1953).
 - б) Leighton R. B., Wanlass S. D., Anderson C. D. *Phys. Rev.*, **89**, 148 (1953).
 - в) University of Indiana: Thompson R. W. et al. *Phys. Rev.*, **90**, 1122 (1953).
 - г) University of California: Fretter W. B., May M. M., Nakada N. P. *Phys. Rev.*, **89**, 168 (1953).
 - д) Massachusetts Institute of Technology: Annis M. et al. *Nuovo Cimento*, **9**, 624 (1952). См. также *Phys. Rev.*, **91**, 362 (1953).
 6. Report on Congress on Cosmic Ray Physics, Bagnères-de-Bigorre, France, 1953. See also L. Le Prince-Ringuet, *Annual Reviews of Nuclear Science*, **3**, Annual Reviews, Palo Alto, California, 1953, p. 39.
 7. Работы, выполненные с помощью ядерных эмульсий:
 - а) Bristol University: Brown R. H. et al. *Nature*, **163**, 82 (1949).
 - б) Dublin: O'Ceallaigh C. *Phil. Mag.*, **42**, 1032 (1951).
 - в) Tata Institute, Bombay: Lal D., Pal Y., Peters B. *Proc. Indian Acad. Sci. A.*, **38**, 398 (1953).
 - г) University of Rochester: Crussard J. et al. *Phys. Rev.*, **93**, 253 (1954).
 8. Hodson A. L. et al. *Phys. Rev.*, **96**, 1089 (1954).
 9. Sakata S., Inoue T., *Progr. Theoret. Phys. (Kyoto)*, **1**, 143 (1946); Bethe H., Marshak R. *Phys. Rev.*, **72**, 506 (1947).
 10. Conversi M., Pancini E., Piccioni O. *Phys. Rev.*, **71**, 209 (1947).
 11. Pais A. *Phys. Rev.*, **86**, 663 (1952).
 12. Gell-Mann M. *Nuovo Cimento*, **4**, 2, 848 (1956); Nishijima K. *Progr. Theoret. Phys. (Kyoto)*, **13**, 285 (1955).
 13. Fowler W. B. et al. *Phys. Rev.*, **91**, 1287 (1953).
 14. Garwin R. L. *Phys. Rev.*, **90**, 274 (1953).
 15. Fowler W. B. et al. *Phys. Rev.*, **93**, 861 (1954).
 16. Walker W. D. *Phys. Rev.*, **98**, 1407 (1955).
 17. York C. M., Leighton R. B., Bjornerud E. K. *Phys. Rev.*, **90**, 167 (1953).
 18. Bonetti A. et al. *Nuovo Cimento*, **10**, 1736 (1953).
 19. Cowan E. W. *Phys. Rev.*, **94**, 161 (1954).
 20. Gregory B. et al. *Nuovo Cimento*, **11**, 292 (1954).
 21. Wick G. C. *Annual Review of Nuclear Science*, **8**, Annual Reviews, Palo Alto, California, 1958.
 22. Sakuria J. J. in Morse P. et al. *Annals of Physics*, **11**, Academic Press, New York, 1960, p. 1.
 23. Luders G. *Ann. Physik*, **2**, 1 (1957).
 24. Lee T. D., Yang C. N. *Phys. Rev.*, **104**, 254 (1956). Работы Ву и др. *Phys. Rev.*, **105**, 1413 (1957), позже Гарвина и др. *Phys. Rev.*, **105**, 1415 (1957), установили, что слабое

взаимодействие не инвариантно ни относительно P -, ни относительно C -преобразований.

25. Burgy M. T. et al. Phys. Rev. Lett., **1**, 324 (1958); Clark M., Robson J., Nathans B. Phys. Rev. Lett., **1**, 100 (1958).
26. Landau L. Nucl. Phys., **3**, 254 (1957).
27. Feinberg G., Goldhaber M. Proc. Nat. Acad., Sci. U. S., **45**, 1301 (1959).
28. Флёрв Г. Н. и др. «Докл. АН СССР», **118**, 69 (1958); Backenstoss G. et al. Nuovo Cimento, **16**, 749 (1960).
29. Маршак Р., Судершан Э. Введение в физику элементарных частиц. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

2.1. Таблица свойств элементарных частиц

Характеристики, измеренные непосредственно для тридцати частиц и античастиц, т. е. заряд, масса, спин, а для нестабильных частиц — еще время жизни и моды распадов, приведены в табл. 2.1. Сведения о квантовых числах странных частиц могут быть получены из анализа реакций их генерации и распадов. Поскольку основные свойства симметрий процессов с участием странных частиц не зависят от предположений о динамических характеристиках этих процессов, то анализ экспериментальных данных можно произвести с целью определения их квантовых чисел, таких, как спин, изотопический спин, четность и странность, а также данных, относящихся к законам сохранения, имеющих место в сильных и слабых взаимодействиях. При этом нет необходимости глубокого понимания динамики взаимодействий частиц.

2.2. Изотопический спин

Обычно описание элементарных частиц начинается с их группирования в некоторые очевидные мультиплеты с приблизительно одинаковыми массами, но различными электрическими зарядами. Так возникает первоначальная классификация частиц по признаку изотопического спина.

Определение изотопических спинов T странных частиц фактически неотделимо от вопроса о справедливости зарядовой независимости для взаимодействий с участием странных частиц или, что то же самое, от вопроса о сохранении изотопического спина в сильных взаимодействиях. Строгое свидетельство в пользу зарядовой независимости сильных взаимодействий странных частиц

следует из анализа экспериментальных данных по захвату K^- -мезонов дейтонами [19]. Так как изотопический спин дейтона T равен нулю, то изотопический спин начального состояния просто равен изотопическому спину K -мезона. Существует теорема (справедливость которой хорошо понятна интуитивно) о том, что сложность в пространстве конечных состояний не может быть больше сложности начального состояния. В частности, угловое распределение конечного состояния не может содержать членов с $\cos \theta$ в степени, большей чем $2j$, где j — спин начального состояния [20]. Поскольку трансформационные свойства волновых функций изотопического спина такие же, как и у волновых функций момента количества движения, то эта теорема справедлива также и в изотопическом пространстве. Поэтому зарядовое заселение конечного состояния, являющееся функцией третьей компоненты изотопического спина T_3 , не содержит степеней, больших, чем $(T_3)^{2j}$. Если изотопический спин K -мезона равен $1/2$, то зарядовое распределение π -мезонов, рожденных при захвате, можно записать независимо от состояния рассматриваемого бариона в виде $dN(T_3) = a + bT_3$, где a и b — константы. Из этого непосредственно следует, что заряженные π -мезоны должны рождаться в два раза чаще, чем нейтральные. Экспериментальное значение этого отношения равно $(2,07 \pm \pm 0,07)$ и согласуется с предположением о том, что реакция зарядов независима и что изотопический спин K -мезона равен $1/2$ при любом значении изотопического спина гиперонов. Прямых экспериментальных сведений об изотопических спинах других странных частиц пока мало. Но из мультиплетности состояний частиц следует, что для Λ -частицы $T=0$; для Σ -частицы $T=1$ и для Ξ -гиперона $T=1/2$.

2.3. Странность

Концепция странности заключается в том, что всем сильно взаимодействующим частицам приписывается квантовое число — странность S , которое сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и связано с центром тяжести заряда или средним зарядом частиц в данном изотопическом мультиплете \bar{Q} следующим соотношением: $S = A\bar{Q} \pm C$, где A и C — константы [3]. Величину \bar{Q} можно определить как разность $Q - T_3$.

Свойства элементарных частиц*

Название	Обозначение		Спин	Масса, $M_{\text{эв}}/c^2$	Среднее время жизни частицы, сек	Схемы распада
	частица	анти-частица				
Фотон	γ	(γ)	1	0	Стабильна	
Нейтрино	ν	$\bar{\nu}$	1/2	<i>Лептоны</i>	*	
Электрон	e^-	e^+	1/2	$0,510976 \pm 0,000007$	*	
Мюон	μ^-	μ^+	1/2	$105,655 \pm 0,010$	$(2,212 \pm 0,001) \times 10^{-6}$	$e^- + \nu + \bar{\nu}$
				<i>Мезоны</i>		
Пион	$\left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \\ \pi^+ \\ \pi^- \end{array} \right\}$	(π^0)	0	$135,00 \pm 0,05$	$(2,2 \pm 0,8) \times 10^{-16}$	2γ
		π^-	0	$139,59 \pm 0,05$	$(2,55 \pm 0,03) \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu; e^+ + \nu$
		K^-	0	$493,9 \pm 0,2$	$(1,224 \pm 0,013) \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu (64,2 \pm 1,3)\%$ $\mu^+ + \nu + \pi^0 (4,8 \pm 0,6)\%$ $e^+ + \nu + \pi^0 (5,0 \pm 0,5)\%$ $\pi^+ + \pi^0 (18,6 \pm 0,9)\%$ $2\pi^+ + \pi^- (5,7 \pm 0,3)\%$ $\pi^+ + 2\pi^0 (1,7 \pm 0,2)\%$
Каон	K^0	\bar{K}^0	0	$497,8 \pm 0,6$	$K_1^0 (1,00 \pm 0,038) \times 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^-; 2\pi^0$

Каон					$K_2^0 (6,1 \pm 1,3) \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu + \pi^-;$ $\mu^- + \nu + \pi^+;$ $e^+ + \nu + \pi^-;$ $e^- + \nu + \pi^+;$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0; 3\pi^0$			
<i>Барионы</i>									
Нуклон	$\left\{ \begin{array}{l} p \\ n \end{array} \right.$	1/2 1/2	p n	983,213 \pm 0,01 939,507 \pm 0,01	Стабilen (1,013 \pm 0,029) $\times 10^8$	$p + e^- + \bar{\nu}$			
							Δ	1115,36 \pm 0,14	(2,205 \pm 0,086) $\times 10^{-10}$
$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{array} \right.$	1/2 1/2 1/2	Σ^+ Σ^0 Σ^-	1189,40 \pm 0,20 1191,50 \pm 0,50 1195,96 \pm 0,30	(0,81 \pm 0,06) $\times 10^{-10}$ <0,1 $\times 10^{-10}$ (1,61 \pm 0,10) $\times 10^{-10}$	$p + \pi^0; n + \pi^+$ $\Lambda + \gamma$ $n + \pi^-$				
						Ξ^0 Ξ^-	1311 \pm 8 1318,4 \pm 1,2	1,5 $\times 10^{-10}$ (один случай) (1,28 \pm 0,34) $\times 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^0$ $\Lambda + \pi^-$

* Массы и времена жизни взяты из обзора [1]. Относительные вероятности распадов K-мезонов взяты из данных, полученных на ксеноновой пузырьковой камере [2].

Поскольку разрешены реакции с рождением различного числа нейтральных π -мезонов, то квантовое число странности для π -мезонов равно нулю. Так как для изотопического триплета π -мезонов $\bar{Q}=0$, константа C тоже равна нулю. Далее, для дублета нуклонов $\bar{Q}=+1/2$, а для Λ - и Σ -частиц $\bar{Q}=0$; из различия между нуклоном и Λ - или Σ -частицей, а также из существования таких реакций, как $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$, связывающих эти состояния, следует, что для K^+ -мезона значение квантового числа странности равно $1/2A$. Если положить $A=2$, тогда квантовое число странности будет изменяться на единицу.

Поскольку закон сохранения барионного заряда не допускает изменения числа барионов в любой реакции, то значение постоянной C для барионов произвольно и никак не связано с величиной C для мезонов. Из утверждения о существовании процессов генерации пар частица—античастица следует, что странность и константа C имеют разные знаки для частицы и античастицы; тогда K^- -мезон имеет ту же самую странность, что Λ - и Σ -частицы и существует два K^0 -мезона, частица и античастица, со странностью соответственно $+1$ и -1 . Хотя значение константы C для барионов может равняться любому числу (включая нуль), умноженному на барионный заряд B , удобно принять $C=-B$ и написать для всех частиц $S=2Q-2T_3-B$. Однако выбор $C=0$ может иметь преимущества при выявлении возможных симметрий [4]. В этом случае квантовым числом является гиперзаряд Y , связанный со странностью соотношением $Y=S+B$.

2.4. Спин

Спины частиц часто можно определить, используя методы, имеющие классические аналогии. Рассмотрим, например, реакцию $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ в классическом пределе, т. е. при больших квантовых числах орбитального момента. Предположим, что спин K^0 -мезона равен нулю, и в классическом пределе будем считать, что протон также имеет нулевой спин.

Рассмотрим только те Λ -частицы, которые при взаимодействии родились в направлениях, близких к направлению пучка, т. е. под углами 0 и 180° . Если вспомнить, что и в классической, и в квантовой механике ча-

стица не имеет проекции момента количества движения на направление своего движения, то ясно, что в этом случае спин Λ -частицы не имеет компоненты в направлении пучка, так как ни начальное (π - p)-состояние ни, следовательно, конечное (Λ - K^0)-состояние не имеют проекции момента количества движения на это направление. Так как продукты распада Λ -частицы (нуклон и π -мезон) не уносят момент количества движения в направлении ее распада, а спин Λ -частицы, как это следует из предыдущих рассуждений, перпендикулярен направлению пучка, то должно наблюдаться сильное уменьшение числа продуктов распада Λ -частиц в направлении, перпендикулярном пучку, если спин Λ -частицы больше $1/2$. Но поскольку известно, что распределение продуктов распада для отобранного ансамбля Λ -частиц изотропно, то отсюда следует, что спин Λ -частицы равен $1/2$.

Более точный расчет проводится следующим образом [5]. Примем направление пучка за ось квантования. Рассмотрим только те протоны мишени, у которых проекция спина в направлении пучка, т. е. z -оси, равна $+1/2$. Тогда волновую функцию конечного состояния рассматриваемой реакции генерации Λ -гиперонов можно записать в виде

$$\sum_L \sum_M a_{LM} \Theta_L^M(\vartheta, \varphi) \chi_j^{\frac{1}{2}-M}, \quad (1)$$

где a_{LM} — комплексные константы; $\Theta_L^M(\vartheta, \varphi)$ — сферические гармоники, соответствующие орбитальному моменту L относительного движения Λ - и K^0 -частиц с его проекцией на z -ось, равной M , и χ_j^n — спиновая волновая функция Λ -частицы со спином j и его проекцией n на ось z . Поскольку отбирается ансамбль Λ -частиц, вылетающих только вперед и назад, то сумма по M сводится к членам с $M=0$. Это следует из того, что для малых углов ϑ -вылета Λ -гиперонов по отношению к направлению первичного пучка $\Theta_L^M \approx \sin^M \vartheta$. Таким образом, отобранный ансамбль Λ -гиперонов характеризуется волновыми функциями вида $\chi_j^{1/2}$. Рассмотрим их распад по схеме $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$. При значении спина Λ -гиперона j и спине протона $s=1/2$ разлет π -нуклонной системы может происходить в состояниях с орбитальными моментами

$l=j+1/2$ и $l=j-1/2$, которые характеризуются противоположными пространственными четностями. Если не предполагать сохранения пространственной четности в Λ -распадах, то волновая функция конечного состояния в рассматриваемом случае будет иметь вид

$$\begin{aligned} & \alpha \left(\left\langle \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \left| \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, j, \frac{1}{2} \right\rangle Y_{j+\frac{1}{2}}^0(\chi, \varphi) I_{j+\frac{1}{2}}^{1/2} + \right. \\ & + \left. \left\langle \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \left| \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, j, \frac{1}{2} \right\rangle Y_{j+\frac{1}{2}}^1(\chi, \varphi) I_{j+\frac{1}{2}}^{-1/2} \right) + \\ & + \beta \left(\left\langle \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \left| \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, j, \frac{1}{2} \right\rangle Y_{j-\frac{1}{2}}^0(\chi, \varphi) I_{j-\frac{1}{2}}^{1/2} + \right. \\ & + \left. \left\langle \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1 \left| \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, j, \frac{1}{2} \right\rangle Y_{j-\frac{1}{2}}^1(\chi, \varphi) I_{j-\frac{1}{2}}^{-1/2} \right), \quad (2) \end{aligned}$$

где $\langle s, l, s_z, m | s, l, j, j_z \rangle$ — коэффициенты Клебша — Гордана, описывающие разложение состояния с полным моментом j и его проекцией j_z на состояния с моментами s и l и их z -проекциями соответственно s_z и m ; $Y_l^m(\chi, \varphi)$ — сферические функции, а $I_{j+\frac{1}{2}}^{1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $I_{j-\frac{1}{2}}^{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — спиновые волновые функции распадного протона с z -проекциями, равными соответственно $+1/2$ и $-1/2$.

Нормировка выбрана так, что $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Два члена в выражении (2) с коэффициентами α и β описывают конечные состояния с различной четностью. Согласно теореме Минами [6], при данном полном моменте системы j угловые распределения продуктов распада в двух возможных чистых собственных состояниях по четности, т. е. с $\alpha=0$ или $\beta=0$, совпадают. Очевидно, что если протон-мишень неполяризован, то интерференционный член между этими двумя состояниями обращается в нуль.

Если нечетное (четное) состояние обозначить $|\psi\rangle$, то состояние $(\sigma\chi)|\psi\rangle$ будет четным (нечетным) состоянием с тем же самым моментом количества движения. Здесь σ — оператор спина нуклона, а $\chi = \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}$, где \mathbf{p} — импульс нуклона в системе центра масс. Оператор $\sigma\chi$, являющийся оператором проекции спина нуклона на

направление его вылета, изменяет четность состояния, так как он нечетен при инверсии пространства. При этом не меняется момент количества движения, поскольку оператор σ_x инвариантен относительно вращений, а в силу своей унитарности оставляет неизменным также и распределение интенсивности. Тогда $I = [\alpha + \beta(\sigma_x)]|\psi\rangle$ и угловое распределение $\frac{dN}{d\Omega} = \langle\psi|\psi\rangle + 2\text{Re}\alpha\beta \cos\chi F_j$,

где F_j — четная функция $\cos\chi$, а χ — угол между направлением распада и осью квантования, в качестве которой выбирается направление пучка. При усреднении начальных состояний с проекциями спина протона $+1/2$ и $-1/2$, соответствующими противоположным направлениям оси квантования, член в $\frac{dN}{d\Omega}$, зависящий от $\cos\chi$,

исчезает, и в результате получается $\frac{dN}{d\Omega} = \langle\psi|\psi\rangle$, что совпадает с угловым распределением продуктов распада, идущего с сохранением четности. Для различных значений спина распадающегося гиперона j угловые распределения продуктов его распада имеют следующий вид:

$$j = \frac{1}{2}, \quad \frac{dN}{d\Omega} = (4\pi)^{-1};$$

$$j = \frac{3}{2}, \quad \frac{dN}{d\Omega} = (4\pi)^{-1} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \cos^2\chi \right);$$

$$j \rightarrow \infty, \quad \frac{dN}{d\Omega} = (4\pi)^{-1} (\pi \cdot \sin\chi)^{-1}.$$

Конечно, событий, где Λ -частица вылетает строго под углами $\theta=0$ или $\theta=2\pi$, нет. Но согласно принципу неопределенности в ансамбли рассмотренного типа можно отбирать события, для которых $\theta \leq \frac{1}{l_{\text{макс}}}$, где $l_{\text{макс}}$ — наибольший момент количества движения, играющий существенную роль в процессе рождения. Величина $l_{\text{макс}}$ принимается равной $\frac{p}{m_\pi c}$, где p — импульс в системе центра масс конечного состояния реакции генерации и m_π — масса π -мезона; $l_{\text{макс}}$ в этом случае — наибольший момент количества движения, который согласно классической физике имеет частица с импульсом p , испу-

щенная из области радиуса $\frac{\hbar}{m_{\pi}c}$. И опять изотропия, наблюдаемая в распадах, отобранных по этому критерию, указывает на то, что спин Λ -частицы равен $1/2$. Те же рассуждения и подобного же типа экспериментальные данные дают для Σ -частицы спин, также равный $1/2$ [7].

С помощью весьма похожего метода [8] анализируются и реакции типа $K^- + p \rightarrow \Lambda$ (или Σ) + π , возникающих при остановках K -мезонов в жидком водороде. Если K^- -мезоны захватываются протоном в S -состоянии, то величина проекции спина гиперона на направление его движения должна равняться величине проекции спина начального протона. При этом угловое распределение продуктов распада гиперона зависит от его спина таким же образом, как и в предыдущем случае. Весьма вероятно, что почти все K^- -мезоны захватываются протонами в S -состоянии (см. § 3.5). Тогда из изотропии [9] угловых распределений продуктов распадов Σ - и Λ -гиперонов, рождающихся при захвате K^- -мезонов в водороде, сразу следует, что спины этих частиц равны $1/2$, если спин K -мезона равен нулю.

Имеются данные, из которых заключение о спине Λ -частицы можно получить, не привлекая предположений о величине спина K -мезона. В частности, строгие заключения по этому вопросу следуют из анализа распадов поляризованных Λ -частиц (см. § 4.3). Аналогичного типа информация может быть получена при рассмотрении соотношения между мезонными и безмезонными распадами легких гиперфрагментов (см. § 3.7).

Так как гипероны есть фермионы, то, вообще говоря, они должны иметь определенный магнитный момент, и величина аномальной части этого момента зависит от динамики сильного взаимодействия. Хотя времена жизни этих частиц малы, измерение их магнитных моментов вполне возможно. Для этого нужно использовать реакции, генерирующие ансамбли сильно поляризованных гиперонов, которые, как известно, распадаются в основном вдоль направления своего спина, что следует из несохранения четности в гиперонных распадах. Тогда измерения изменения направления распадов гиперонов в результате прецессии спина в сильном магнитном поле позволяют установить величину их магнитного момента [10]. Предварительные измерения магнитного момента

Λ -гиперона, сделанные таким способом, дали значение $(-1,5 \pm 0,5)$ ядерного магнетона [11, 12].

Поскольку известно, что K_1^0 -мезон в одной трети случаев распадается на два нейтральных π -мезона, т. е. на два тождественных бозона, то спин K -мезона будет четным: 0, 2, 4, ... Из анализа угловых распределений продуктов распада по схеме $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ нейтрального K -мезона, рожденного в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, можно определить величину спина K -мезона таким же путем, каким определялся спин Λ -частицы [5]. Рассмотрим распад ансамбля K -мезонов, рожденных в направлении пучка, в тех реакциях, в которых парные им Λ -гипероны тоже распадаются в направлении пучка. Еще лучше принять спин Λ -частицы равным $1/2$ [в соответствии с анализом результатов опытов по асимметрии распада поляризованных Λ -гиперонов (см. § 4.3)], и тогда в этом случае можно производить отбор событий с любыми направлениями распада Λ -частицы. При этом компоненты момента количества движения в направлении пучка не будет, и компонента спина K -мезона в направлении пучка равна разности проекций спинов начального протона и протона из распада Λ -частицы. Если опять отобрать начальные состояния с проекцией спина протона на направление пучка, равной $+1/2$, то волновая функция K -мезона со спином A имеет вид

$$\Psi = \sum_m a_m \varepsilon_m Y_A^m(\chi, \varphi), \quad (3)$$

где m принимает значения, равные 0 и 1. Ортонормированные векторы ε_j , удовлетворяющие условию $\varepsilon_j \varepsilon_k = \delta_{jk}$, вводятся для выражения ортогональности спиновых функций протонов из распада Λ -частицы; $Y_A^m(\chi, \varphi)$ — обычные сферические функции. Из этого выражения следует, что для $A \geq 2$ ни при каком выборе комплексных коэффициентов a_m нельзя построить изотропное угловое распределение π -мезонов распада, так как ни при каких значениях множителей a_m коэффициенты при членах с $\cos^{2(A-1)} \chi$ и $\cos^{2A} \chi$ в выражении для интенсивности распада $|\Psi|^2$ не обратятся оба в нуль.

Наблюдаемая изотропия в распадах K -мезонов, отобранных согласно вышеописанным критериям, свидетельствует в пользу величины спина K -мезона, равной нулю [13].

Если спин K -мезона отличен от нуля, то изотропное распределение двухпионных распадов K -мезонов, рожденных в любом взаимодействии, было бы исключено, и можно ожидать анизотропию в распадах и поляризационные эффекты. Отсутствие таких эффектов подтверждает вывод о равенстве нулю спина K -мезона. Об этом же свидетельствуют также и свойства трехпионного распада заряженного K -мезона (см. § 4.2).

Очевидно, что спин Ξ -гиперона может определяться методами, аналогичными тем, с помощью которых установлены величины спинов других гиперонов; в настоящее время нет достаточных данных, позволяющих это сделать.

2.5. Четность

В ранних экспериментах несохранение пространственной четности в распадах, идущих через слабые взаимодействия с участием нейтрино, было установлено путем измерения величин, преобразующихся при пространственных отражениях как псевдоскаляры. Если четность сохраняется, то ожидаемое значение таких величин равно нулю. Изучение распадов Λ -частиц, рожденных в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, показало, что протоны от распада Λ -частицы вылетают преимущественно в направлении $[\mathbf{r}_\pi \cdot \mathbf{r}_\Lambda]$, где \mathbf{r}_π и \mathbf{r}_Λ — векторы импульсов, соответственно падающего π -мезона и Λ -гиперона. Отличие от нуля среднего значения псевдоскаляра $\mathbf{r}_p \cdot [\mathbf{r}_\pi \cdot \mathbf{r}_\Lambda]$ указывает на то, что четность не сохраняется [14].

Для дальнейшего рассмотрения введем спин Λ -частицы как аксиальный вектор или псевдовектор σ_Λ . При этом имеются три псевдоскаляра $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_\Lambda)$, $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_\pi)$ и $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_p)$; первые два связаны с процессом рождения Λ -частицы, третий — с ее распадом. Так как при распаде направление спина единственно выделенное, то любое преимущественное направление вылета распадного протона либо параллельно, либо антипараллельно направлению спина. Это приводит к отличному от нуля ожидаемому значению псевдоскаляра $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_p)$ и свидетельствует в пользу несохранения четности в распаде. Если в процессах рождения четность сохраняется, то ожидаемые значения величин $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_\Lambda)$ и $(\sigma_\Lambda \cdot \mathbf{r}_\pi)$ и, следовательно, $(\mathbf{r}_p \cdot \mathbf{r}_\Lambda)$ и $(\mathbf{r}_p \cdot \mathbf{r}_\pi)$ равны нулю. Единственное выделенное направление, допускаемое для спина Λ -частицы, а значит, и

для вылета протона от Λ -распада, есть перпендикуляр к плоскости рождения. Экспериментальные данные, хотя и с небольшой точностью, свидетельствуют в пользу того, что в процессах рождения четность сохраняется [15].

Более сильный вывод относительно сохранения четности в сильных взаимодействиях с рождением странных частиц следует из анализа результатов экспериментов по сохранению четности в ядерных реакциях. Так как силы между нуклонами частично обусловлены и промежуточными виртуальными состояниями, включающими странные частицы, например обмен двумя K -мезонами, то несохранение четности во взаимодействиях странных частиц должно приводить к несохранению четности в ядерных силах. Поскольку ядерные силы, сохраняющие четность, по крайней мере в 10^6 раз сильнее сил, не сохраняющих четность, то в сильных взаимодействиях с участием странных частиц четность должна сохраняться с большой точностью*.

Принято, что протон имеет положительную четность, хотя в действительности известны только относительная pn -четность и четность π^0 -мезона, и обе эти величины отрицательны. Подобным же образом определить четность Λ - или Σ -частицы относительно нуклон-пионной системы нельзя, потому что во взаимодействиях, связывающих эти состояния, четность не сохраняется. Таким образом определяются только произведения четностей типа относительной NKA -четности. В этом случае припишем Λ -частице положительную четность. Тогда доступный экспериментально определению знак относительной NKA -четности приписывается K -мезону и говорится о двух возможных знаках — плюс и минус — в терминах соответственно скалярного или псевдоскалярного K -мезона. Так как во взаимодействиях, связывающих Σ - и Λ -частицы, странность не меняется, то имеет смысл определение относительной четности этих двух частиц. С другой стороны, четность E -частицы относи-

* Р. Хаас и др. [16] показали, что величина сил, не сохраняющих четность, пропорциональна $N^{1/2}F$, где N — уровень ядра и F — относительная величина псевдоскалярной части перехода в ядре. Пересчет результатов их эксперимента (силы, не сохраняющие четность, составляют 10^{-8} величины сил, сохраняющих четность) в свете работ Блин-Стойля дает величину 10^{-6} .

тельно нуклона может быть определена точно, так как два K -мезона связывают нуклон и Ξ -гиперон, а четность двух K -мезонов должна быть положительной.

В настоящее время нет данных о четности Ξ -частицы. Анализ данных о Λ -гиперон-нуклонных силах и о реакциях захвата K -мезонов в гелии (§ 3.7) дает определенные указания на то, что K -мезон — псевдоскалярная частица.

Знак относительной $\Lambda\Sigma$ -четности определяет корреляцию между направлением распада Λ -частиц и плоскостью поляризации γ -квантов в распаде поляризованных Σ^0 -гиперонов [17]. Рассмотрим Σ^0 -гиперон, поляризованный вдоль оси z ; так как спин Σ -частицы равен $1/2$, а ее распад обусловлен только сильным и электромагнитным взаимодействиями, то распределение продуктов распада изотропно и для любого направления амплитуда распада записывается как сумма двух членов: $a\uparrow\gamma_{-1}^{\uparrow} + b\downarrow\gamma_{1}^{\downarrow}$, где стрелки показывают направление спина Λ -частицы относительно направления распада, индексы при γ означают фотоны с левой и правой круговой поляризацией. Комплексные константы a и b нормированы так, чтобы выполнялось соотношение $|a|^2 + |b|^2 = 1$, и определяются из условия, что z -компонента полного момента количества движения равна $1/2$ [17]. Так как волны с противоположной круговой поляризацией дают некогерентный вклад в общую интенсивность, то поляризация Λ -частиц равна $|a|^2 - |b|^2$ и совпадает по направлению с направлением распада Σ^0 -гиперона. Для распадов, в которых Λ -частица испускается по направлению $+z$ или $-z$, сохранение момента количества движения допускает только волновые функции $\gamma_{1\downarrow}^{\uparrow}$, и поляризация Λ -частицы относительно z -оси равна -1 , или $-\mathbf{n}$ для вылета под углом $\theta=0$ и $+\mathbf{n}$ для испускания под углом $\theta=\pi$, где \mathbf{n} — единичный вектор вдоль направления распада. В этом случае, рассматривая отражение относительно $\theta=\pi/2$, имеем угловую зависимость в виде нечетной функции θ , и она может быть только вида $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\Sigma}) = \cos \theta$ [заметим, что $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\Sigma})^3 = (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\Sigma})$]. Итак, поляризация равна $-\mathbf{n} \cos \theta$, средняя поляризация в направлении линии распада равна $1/2$, а средняя поляризация вдоль оси z равна $(-1/3)$.

Если $|a|^2 - |b|^2 = -\cos \theta$, то $|a| = [(1 - \cos \theta)/2]^{1/2}$ и $|b| = [(1 + \cos \theta)/2]^{1/2}$. Детектор линейной поляриза-

ции γ -лучей выделяет излучение с определенным сдвигом фаз между амплитудами правой и левой круговой поляризации; величина фазы зависит от направления, выбранного анализатором. Это приводит к определенному соотношению фаз для противоположно направленных спинов Λ -частицы. Амплитуда для Λ -частиц, рожденных совместно (т. е. наблюдаемых в совпадении) с выделенными таким способом γ -квантами, имеет вид $|a|\uparrow + \exp(i\varphi)|b|\downarrow$, где φ зависит от фаз коэффициентов a и b и, следовательно, от угла θ , а также от направления линейной поляризации. Такая волновая функция всегда эквивалентна величине поляризации $2|a||b| = \sin \theta$ в направлении, перпендикулярном \mathbf{n} и определяемом φ ; в этом случае существует корреляция между поляризациями Λ -частицы и фотона.

Рассмотрим, например, распады Σ -частиц вдоль оси x , т. е. в случае $\cos \theta = 0$. Для удобства представим γ -лучи круговой поляризацией как комбинации линейно поляризованных γ -квантов, а продольно поляризованные Λ -частицы как комбинации состояний Λ -частиц со спинами вдоль z -направления \uparrow_z и вдоль $-z$ -направления \downarrow_z . Тогда амплитуда распада имеет вид

$$\frac{1}{2}(\uparrow_z + \downarrow_z)(y - iz) + \frac{1}{2}e^{i\varphi}(\uparrow_z - \downarrow_z)(y + iz),$$

где векторы \mathbf{z} и \mathbf{y} характеризуют плоскости поляризации γ -квантов. Теперь, если выбрать фотоны, поляризованные в z -плоскости, то фаза φ равна 0 и соответствующие Λ -частицы поляризованы вдоль оси z . Если же выбрать y -плоскость, т. е. $\varphi = \pi$, то Λ -частицы поляризуются вдоль z -направления. В то время как плоскость поляризации поворачивается на 180° , направление поляризации Λ -частицы вращается на 360° .

В распадах $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ от относительной $\Sigma\Lambda$ -четности зависит только конфигурация электромагнитного поля. Если относительная четность отрицательна, будет переход $E1$, если четность положительна — переход $M1$, причем магнитные поля для обоих излучений отличаются по фазе на $\pi/2$ в пространстве и на $\pi/2$ во времени. Направления корреляций между поляризациями для этих двух случаев отличаются на 90° . Поляризация и угловое распределение продуктов распада Λ -гиперона относительно спина Σ -частицы не зависит от относительной $\Sigma\Lambda$ -четности. Если относительная четность отрицательна, то

наблюдается корреляция спина Λ -гиперона с вектором электрического поля; если относительная четность положительна, то — корреляция с вектором магнитного поля. Отметим, что если Σ -гипероны поляризованы вдоль z -направления, то все Λ -гипероны имеют обратную поляризацию. неполяризованные Σ -гипероны, описанные с помощью равных некогерентных амплитуд Σ -частиц с поляризациями вдоль направлений z и $-z$, дают неполяризованные Λ -частицы и равную нулю корреляцию между поляризациями.

Рассмотрим распад Σ^0 -частицы, поляризованной в z -направлении. В зависимости от относительной $\Sigma\Lambda$ -четности распад проходит через электрический или через магнитный дипольный переход. В любом случае можно представить угловую часть волновой функции конечного

состояния в виде $-\sqrt{\frac{1}{3}}Y_{11,0}(\vartheta, \varphi)I_{1/2}^{1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}}Y_{11,1}(\vartheta, \varphi)I_{1/2}^{-1/2}$,

где $Y_{l,m}(\vartheta, \varphi)$ — векторные сферические функции мультиполя порядка $2J$; $I_{1/2}^n$ — спиновые волновые функции

Λ -частицы с z -проекциями, равными $n = +\frac{1}{2}$ и $n = -\frac{1}{2}$,

а коэффициенты — коэффициенты Клебша — Гордана в разложении состояния с моментом количества движения $1/2$ на состояния с моментами $1/2$ и 1 . Затем векторные сферические функции (§ 5.3) разлагаются на состояния с определенной поляризацией фотона и с определенной угловой зависимостью:

$$Y_{11,0}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{1}{2}} Y_1^1(\vartheta, \varphi) \sqrt{\frac{1}{2}} (e_x - ie_y) - \sqrt{\frac{1}{2}} Y_1^{-1}(\vartheta, \varphi) \sqrt{\frac{1}{2}} (e_x + ie_y) \quad (4)$$

и

$$Y_{11,1}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{1}{2}} Y_1^1(\vartheta, \varphi) e_z - \sqrt{\frac{1}{2}} Y_1^0(\vartheta, \varphi) \sqrt{\frac{1}{2}} (e_x + ie_y),$$

где e_x , e_y и e_z — единичные векторы. Здесь $\sqrt{\frac{1}{2}}(e_x + ie_y)$ и $\sqrt{\frac{1}{2}}(e_x - ie_y)$ представляют фотоны с правой и

левой круговой поляризацией относительно оси z ; вектор e_z описывает фотоны, линейно поляризованные вдоль оси z ; числовые множители — коэффициенты Клебша — Гордана в разложении состояния с моментом количества движения, равным единице, на два состояния, каждое с моментом, равным 1. Эти состояния вводятся для того, чтобы получить описание в формализме спина и орбитального момента фотона.

В связи с тем что сферические функции $Y_l^m(\theta, \varphi)$ имеют отрицательную четность, конечное состояние имеет отрицательную четность для той части электромагнитного поля, которая остается четной при инверсии пространства, и положительную четность — для той части поля, которая при инверсии меняет знак. Поскольку магнитное поле преобразуется как контур с током, то оно четно относительно инверсии, электрическое же поле, преобразующееся как поле зарядов, нечетно. Если относительная $\Sigma\Lambda$ -четность отрицательна, векторы поляризации связаны с магнитными полями; если четность положительна — с электрическими. В любом случае электрическое и магнитное поля перпендикулярны друг другу и направлению распространения.

Чтобы облегчить рассмотрение распада, объединим некоторые члены, выпишем сферические функции в специальном виде и рассмотрим для простоты распада в плоскости (xz) . Тогда

$$\psi = (4\pi)^{-1/2} \left[\sqrt{\frac{1}{2}} \sin \theta i e_y I_{1/2}^{1/2} + \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \sin \theta e_z - \sqrt{\frac{1}{2}} \cos \theta (e_x + i e_y) \right) I_{1/2}^{-1/2} \right]. \quad (5)$$

Так как состояния с различными направлениями спина и поляризации дают некогерентный вклад в выражение для интенсивности, то $\langle \psi | \psi \rangle = \frac{1}{4\pi}$. Распределение интенсивности изотропно, как и следовало ожидать при распаде частицы со спином 1/2. Поляризация Λ -частицы в направлении оси z $P_z = \frac{\langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = -\cos^2 \theta$.

Средняя поляризация Λ -гиперона в z -направлении для всех распадов равна среднему значению $\cos^2 \theta$, т. е. — 1/3,

так как распределение интенсивности изотропно. Поляризация в x -направлении, $P_x = \frac{\langle \psi | \sigma_x | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = -\sin \theta \cos \theta$,

и среднее значение полной поляризации, $(P_z^2 + P_x^2)^{1/2}$, для всех видов распадов равно $1/2$.

Поляризация Λ -гиперонов, вылетающих в Σ^0 -распаде строго в x -направлении ($\cos \theta = 0$), равна нулю; однако существует сильная корреляция между направлением поляризации Λ -частицы и направлением фотонной поляризации, как это видно из качественного рассмотрения. Так как электрон-позитронные пары от поляризованных γ -квантов рождаются преимущественно в плоскости, параллельной плоскости поляризации электрического поля, то измерение корреляции между плоскостью рождения этих пар и направлением полета Λ -частицы будет определять относительную $\Sigma\Lambda$ -четность. Подобные рассуждения справедливы для плоскостей, определяемых парами Далитца от внутренней конверсии γ -квантов в Σ^0 -распадах, за исключением тех случаев, когда плоскость пар Далитца перпендикулярна плоскости, определенной в предыдущих расчетах. В этом случае корреляция проявляется несколько слабее. Эксперименты по определению этих корреляций к моменту написания этой книги еще не были завершены.

Относительная вероятность распадов $\frac{\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^+ + e^-}{\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma}$ также зависит от относительной $\Sigma\Lambda$ -четности [18]. Это отношение должно быть равно $1/183$ для положительной четности и $1/162$ — для отрицательной. Чтобы понять причину этого различия, надо рассмотреть вид взаимодействия, приводящего к рождению фотонов и пар Далитца. Имеется два вектора: вектор электрического поля \mathbf{E} и импульс отдачи Λ -частицы \mathbf{k} и один псевдовектор, спин бариона σ . Если относительная четность положительна, то взаимодействие — скаляр $\sigma[\mathbf{E} \cdot \mathbf{k}]$; если же четность отрицательна, то взаимодействие — псевдоскаляр $(\sigma \cdot \mathbf{E})$. Для малых значений m инвариантной массы электронно-позитронной пары $m = [(E_+ + E_-)^2 - (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2]^{1/2}$, где E и \mathbf{p} — полная энергия и импульс электронов; импульс отдачи \mathbf{k} почти равен \mathbf{k}' импульсу отдачи, связанному с испусканием фотона. В этом случае матричные элементы испускания фотона и пары Далитца те же самые для любой четности и относительная

вероятность распадов для этой части спектра импульсов отдачи Λ -частицы не зависит от относительной четности. Однако, когда инвариантная масса m принимает свое максимальное значение $m = M_{\Sigma} - M_{\Lambda}$, импульс отдачи Λ -частицы равен 0. Тогда такой распад запрещен для положительной относительной четности и разрешен для отрицательной. Измеряя относительную вероятность распадов для больших значений m или малых значений k , можно определить относительную $\Sigma\Lambda$ -четность*.

Анализ реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma + \pi$ в резонансной области также указывает на то, что относительная $\Sigma\Lambda$ -четность положительна (см. § 3.6).

2.6. K^0 -мезоны

Заклучение о том, что изотопический спин K -мезона равен $1/2$, приводит к важным и интересным следствиям. Так как существуют положительные, отрицательные и нейтральные K -мезоны, то должны существовать, во-первых, дублет частиц K^+ и K^0 , а во-вторых, и дублет античастиц \bar{K}^0 и $\bar{K}^+ \equiv K^-$. K^+ - и K^0 -мезоны имеют странность $+1$ и третьи компоненты изотопического спина равны соответственно $+1/2$ и $-1/2$, в то время как \bar{K}^0 - и \bar{K}^- - мезоны имеют странность -1 и значения третьих компонент изотопического спина равны соответственно $1/2$ и $-1/2$ [21]. в силу CPT -теоремы K^0 -мезон и его античастица \bar{K}^0 одинаковы по массе. Хотя эти вырожденные состояния — собственные состояния оператора

* Выполненные в последнее время на основе этих соображений эксперименты [H. Cougan et al. Phys. Rev. Lett., 10, 409 (1963); S. A. Gelf et al.] дали результаты, указывающие на то, что относительная $\Sigma\Lambda$ -четность положительна. В связи с этим заметим, что полностью свободное от каких-либо предположений заключение об относительных YKN -четностях (Y -, либо Λ -, либо Σ -гипероны), а также ΣN -четности может быть получено только в опытах с поляризованными протонными мишенями [Биленький С., Лapidус Л., Рыдин Р. «Усп. физ. наук», 84, 243 (1964)].

Измеряемая в таких опытах в реакциях типа $0 \rightarrow +1/2 \rightarrow 0 \rightarrow +1/2$ левая-правая асимметрия e^{LR} определяется поляризацией протонов в мишени и поляризацией P_0^L , получающейся в реакции с неполяризованными частицами. Эта зависимость имеет вид

$$e^{LK}(\vartheta) = \pm PP_0^L(\vartheta),$$

где знак плюс соответствует положительной относительной YKN -четности, а знак минус — отрицательной. — Прим. ред.

странности с собственными значениями $+1$ и -1 , они не являются собственными функциями оператора CP -преобразования. При CP -преобразовании оба состояния переходят друг в друга, т. е. $CP|K^0\rangle = \exp(i\alpha)|\bar{K}^0\rangle$ и $CP|\bar{K}^0\rangle = \exp(-i\alpha)|K^0\rangle$, потому что оператор зарядового сопряжения меняет частицу на античастицу, а унитарный оператор четности может изменять только фазу.

Линейные комбинации $|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + \exp(i\alpha)|\bar{K}^0\rangle$

и $|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - \exp(i\alpha)|\bar{K}^0\rangle)$ — собственные функции

оператора CP -преобразования с собственными значениями, равными соответственно $+1$ и -1 . Но в то же время это не собственные функции оператора странности. Не теряя общности, относительную фазу α состояний $|\bar{K}^0\rangle$ и $|K^0\rangle$ можно положить равной нулю.

Когда рассматриваются механизмы рождения, то начальные состояния обычно бывают собственными состояниями не оператора CP -преобразования, а оператора странности, и поэтому при рассмотрении процессов рождения надо говорить о K^0 - и \bar{K}^0 -мезонах. Однако поскольку в слабых взаимодействиях, например в распадах, странность не сохраняется и поскольку, как будет показано ниже, распад на два π -мезона — собственное состояние CP -оператора, то желательно рассматривать распады K_1^0 - и K_2^0 -частиц.

Поскольку π^0 -мезон — истинно нейтральная частица, т. е. совпадает со своей античастицей, и состояния двух π^0 -мезонов имеют положительную четность, то ясно, что такие состояния являются четными относительно CP -преобразования. Рассмотрим теперь нейтральные комбинации заряженных π -мезонов, π^+ и π^- . Оператор зарядового сопряжения C переводит π^+ -мезон в π^- -мезон, а π^- -мезон в π^+ -мезон. Оператор четности P изменяет координаты r на $-r$, т. е. меняет местами частицы, оставляя их состояния такими же, какими они были вначале. Следовательно, такие двухпионные состояния тоже четны относительно CP -операции.

Если слабые взаимодействия инвариантны относительно инверсии времени, то согласно CPT -теореме они должны быть инвариантными относительно CP -операции, и, следовательно, распадаться на два π -мезона может только K_1^0 -частица. Время жизни K_1^0 -мезона относи-

тельно такого перехода порядка 10^{-10} сек. В то же время вероятности различных конкурирующих мод распада, характерных для K_2^0 -частицы, приводят к величине времени ее жизни порядка $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Такое заметное различие во временах жизни заставляет рассматривать в качестве частиц скорее K_1^0 и K_2^0 , нежели K^0 и \bar{K}^0 . Необходимо подчеркнуть, что такое поведение K^0 -мезонов — следствие дублетных изотоп-спиновых свойств K -мезона, что в свою очередь вытекает из теории странности. Экспериментальное подтверждение существования долгоживущего K_2^0 -мезона, не распадающегося на два π -мезона, оказалось замечательной проверкой теории [22].

Из свойств нейтральных K -мезонов вытекает много интересных следствий. Так как в процессах рождения странность сохраняется, то всегда рождается либо K^0 -мезон со странностью $+1$, либо \bar{K}^0 -мезон со странностью -1 . Выразим K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны через линейную комбинацию K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, например

$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle)$, куда K_1^0 - и K_2^0 -мезоны входят с равной интенсивностью. Эти состояния имеют различные времена жизни и, вообще говоря, слегка отличающиеся массы. Рассмотрим волновую функцию для некоторого выделенного направления в момент времени t после рождения K^0 -мезонов со странностью $+1$.

Записав массы K_1^0 - и K_2^0 -мезонов как $\frac{\hbar\omega_1}{c^2}$ и $\frac{\hbar\omega_2}{c^2}$ и времена жизни как $2\tau_1 = \frac{1}{\lambda_1}$ и $2\tau_2 = \frac{1}{\lambda_2}$, получим следующее выражение для временной зависимости волновой функции K^0 -мезонного ансамбля:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K_1^0\rangle \exp(-i\omega_1 t - \lambda_1 t) + |K_2^0\rangle \exp(-i\omega_2 t - \lambda_2 t)]. \quad (6)$$

К моменту времени $t \gg \tau_1$ имеем почти чистый пучок K_2^0 -мезонов. Так как $|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ и $|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$, то половина частиц в

пучке находится в K^0 -состоянии со странностью $+1$, а половина — в \bar{K}^0 -состоянии со странностью -1 . Для момента времени t порядка τ_1 и гораздо меньшего, чем τ_2 , можно положить $\exp(-\lambda_2 t) = 1$, и тогда интенсивность \bar{K}^0 - и K^0 -состояний как функция времени будет выражаться как

$$\left. \begin{aligned} 4\langle \bar{K}^0 | \psi \rangle^2 &= 1 + \exp(-2\lambda_1 t) - \\ &\quad - 2 \exp(-\lambda_1 t) \cos(\omega_1 - \omega_2) t \\ \text{и} \\ 4\langle K^0 | \psi \rangle^2 &= 1 + \exp(-2\lambda_1 t) + \\ &\quad + 2 \exp(-\lambda_1 t) \cos(\omega_1 - \omega_2) t. \end{aligned} \right\} (7)$$

Последний множитель в этих уравнениях представляет осцилляции интенсивности между \bar{K}^0 - и K^0 -состояниями, происходящими из-за разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов (см. рис. 4.2).

Поведение пучка нейтральных K -мезонов аналогично классическому поведению поляризованного света; при этом можно считать, что лево- и правополяризованный свет соответствует K^0 - и \bar{K}^0 -состояниям, а свет, линейно поляризованный вдоль x - и y -осей, соответствует K_1^0 - и K_2^0 -состояниям. Изменение K^0 -состояния со временем и расстоянием напоминает изменение света с левой круговой поляризацией (K^0) при прохождении его через вещество, которое, с одной стороны, дихроичное и подобно поляриду поглощает преимущественно x -компоненту (K_1^0 -распад), и, с другой стороны, подобно кальциту обладает двойным преломлением, т. е. разными коэффициентами преломления для света, поляризованного вдоль x - и вдоль y -осей (соответствие с эффектом разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов). При прохождении через среду вклад лево- и правополяризованного света будет колебаться так же, как относительная фаза между компонентами, поляризованными вдоль x - и y -осей, до тех пор пока весь поляризованный вдоль x свет не поглотится и останется только свет, поляризованный вдоль y (K_2^0). Эта аналогия справедлива, конечно, и для линейной комбинации света с левой и правой круговой поляризацией с равными амплитудами (K^0 и \bar{K}^0).

Поскольку в чистом K_2^0 -пучке K^0 - и \bar{K}^0 -компоненты имеют различную странность, то они по-разному участвуют в сильных взаимодействиях. После рассеяния K_2^0 -мезона волновую функцию K -мезона для некоторого выделенного направления можно записать в виде $\frac{1}{\sqrt{2}}(S|K^0\rangle - \bar{S}|\bar{K}^0\rangle)$, где величины S — комплексные числа, по модулю меньшие или равные единице и описывающие эффекты поглощения и изменения фазы. Переписав эту функцию через K_2^0 - и K_1^0 -состояния, получим для интенсивности K_1^0 -мезона $\frac{1}{4}|S - \bar{S}|^2$ и для интенсивности K_2^0 -мезона $\frac{1}{4}|S + \bar{S}|^2$. Если существует различие во взаимодействиях состояний K^0 -мезонов с разной странностью [23], то возможен эффект появления K_1^0 -мезонов вновь.

Весьма интересно также явление когерентного рассеяния вперед K_2^0 -мезонов на нуклонах в твердом теле [24]. Это взаимодействие следует рассматривать как взаимодействие с оптической средой, обладающей действительными и комплексными коэффициентами преломления (коэффициент преломления связан с амплитудой рассеяния вперед относительно центров взаимодействия), как и в случае электромагнитных явлений. Удобно описывать взаимодействие оптическим потенциалом с глубиной, определяемой волновым числом $k_0 + ik_0$. Интенсивность плоской волны уменьшается на расстоянии $(2k_0)^{-1}$ в e^{-1} раз по сравнению со своим первоначальным значением, а это означает, что средний свободный пробег равен $(n\sigma)^{-1}$, где n — число ядер в единице объема и σ — полное сечение. Из оптической теоремы следует, что $\sigma = 4\pi k^{-1} \text{Im}A$, где A — амплитуда рассеяния вперед, а k — волновое число частицы. Тогда $k_0 = 2\pi \text{Im}A \cdot nk^{-1}$, а аналитическим продолжением получаем $k_0 = 2\pi \text{Re}A \cdot nk^{-1}$.

Волновую функцию K_2^0 -мезона с импульсом $p = \hbar k^{-1}$ можно записать как $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle e^{ikz} - |\bar{K}^0\rangle e^{ikz})$.

Внутри вещества эти волновые числа искажаются оптическим потенциалом. Поскольку взаимодействия состояний $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, имеющих разную странность,

должны отличаться, то и эффективные потенциалы, действующие на эти состояния, будут различными. Записав новые волновые числа для $\overline{K^0}$ - и K^0 -частиц как $\overline{\eta} + i\overline{k}$ и $\eta + ik$, можно исследовать амплитуду после прохождения через слой вещества толщиной z , причем для простоты предположим, что z — весьма мало по сравнению со средней длиной распада K_1^0 -мезона. Теперь интенсивности K_1^0 -мезонов можно, как и прежде, выразить через K^0 - и $\overline{K^0}$ -состояния:

$$\frac{1}{4} (e^{-2kz} + e^{-2\overline{k}z} - 2 \cos(\eta - \overline{\eta}) e^{-kz} e^{-\overline{k}z}).$$

Это означает, что K_1^0 -частицы будут рождаться в направлении пучка с тем же самым импульсом, что и в начальном K_2^0 -пучке. Так как это результат когерентных вкладов в K_1^0 -амплитуду от различных центров рассеяния, находящихся на макроскопических расстояниях, то такой эффект не проявляется, если K_1^0 -амплитуда далека по фазе от амплитуды K_2^0 -пучка. Если разность масс K_2^0 и K_1^0 велика, то фазы волн не совпадают и никакой заметной интенсивности K_1^0 -мезонов не наблюдается. Обнаружение распадов K_1^0 -мезонов, появляющихся при введении в пучок K_2^0 -мезонов железной пластины, явилось важным доказательством малости величины разности масс K_1^0 и K_2^0 [25].

ЛИТЕРАТУРА

1. Barkas W. H., Rosenfeld A. H. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, Interscience, New York, 1960; Snow G. A., Shapiro M. M. Rev. Mod. Phys., **33**, 231 (1961).
2. Roe V. P. et al. Phys. Rev. Lett., **7**, 346 (1961).
3. Gell-Mann M. Phys. Rev., **92**, 833 (1953); Nakano T., Nishijima K. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto), **10**, 581 (1953).
4. D'Espagnat B., Prentki J. Nucl. Phys., **1**, 33 (1956); Schwinger J. Phys. Rev., **104**, 1164 (1956).
5. Adair R. K. Phys. Rev., **100**, 1540 (1955); Широков М. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 734 (1956).
6. Hayakawa S., Kawaguchi M., Minami S. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto), **11**, 332 (1954); Бете Г., Гофман Ф. Мезоны и поля. Т. 2. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
7. Eisler F. et al. Nuovo Cimento, **7**, 222, (1958).
8. Treiman S. B. Phys. Rev., **101**, 1216 (1956).

9. Leitner J. et al. Phys. Rev. Lett., 3, 238 (1959).
10. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., 108, 1645 (1957); Goldhaber M. Phys. Rev., 101, 1828 (1956).
11. Cool R. L. et al. Unpublished Brookhaven National Laboratory, Preprint No. 6121, May, 1962, See Phys. Rev., 127, 2223 (1962).
12. Katsumori H. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto), 18, 375 (1957); Marshak R., Okubo S., Szdarshan E. Phys. Rev., 106, 599 (1957); Capps R. H. Phys. Rev., 114, 920 (1959).
13. Crawford F. et al. Phys. Rev. Lett., 2, 114 (1959).
14. Crawford F. S. et al. Phys. Rev., 108, 1102 (1957); Eisler F. et al. Phys. Rev., 108, 1353 (1957). Относительно распадов $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ см.: Cork B. et al. Phys. Rev., 120, 1000 (1960).
15. Crawford F. et al. Phys. Rev. Lett., 1, 418 (1958); Lander R., Powell W., White H. Phys. Rev. Lett., 3, 236 (1959); Leitner J. et al. Phys. Rev. Lett., 3, 238 (1959).
16. Haas R., Leipuner L., Adair R. Phys. Rev., 116, 1221 (1959); Blin-Stoyle R. J. Phys. Rev., 118, 1605 (1960); Phys. Rev., 120, 181, (1960); Wilkinson D. Phys. Rev., 109, 610 (1957).
17. Gatto R. Phys. Rev., 109, 610 (1957); Feldman G., Fulton T. Nucl. Phys., 8, 106 (1958); Byers N., Burkhardt H. Phys. Rev., 121, 281 (1961); Snow G., Sucher J. Nuovo Cimento, 18, 195 (1960); Michel L., Rouhaninejad H. Phys. Rev. 122, 242 (1961); Валуев Б. Н., Гешкенбейн Б. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 1046 (1960).
18. Feinberg G. Phys. Rev., 109, 1019 (1958); Feldman G., Fulton T. Nucl., Phys., 8, 106 (1958).
19. Miller D. et al. Proceedings of Ninth Annual International Conference on High Energy Physics, Academy of Sciences, U. S. S. R., 1960.
20. Eisner E., Sachs R. S. Phys. Rev., 72, 680 (1947).
21. Gell-Mann M., Pais A. Phys. Rev., 97, 1387 (1955); Lee T. D., Oehme R., Yang C. N. Phys. Rev., 106, 340 (1957).
22. Lande K. et al. Phys. Rev., 103, 1901 (1956); Bardon M. et al. Ann. of Phys. (New York), 5, 156 (1958).
23. Pais A., Piccioni O. Phys. Rev., 100, 1487 (1955).
24. Good M. L. Phys. Rev., 110, 550 (1958).
25. Good R. et al. Phys. Rev., 124, 1223 (1961).

СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При изучении сильных взаимодействий, включая взаимодействия с участием странных частиц, возникают две специфические, дополняющие друг друга задачи. Одна из них состоит в поиске высших симметрий сильных взаимодействий, т. е. симметрий, отличных от тех, которые вытекают из принципа зарядовой независимости. Вторая по существу — попытка установить основы для понимания хотя бы в принципе всей динамики элементарных частиц на языке нескольких констант: масс, спинов, изотопических спинов и других квантовых чисел совместно с набором констант связи, характеризующих фундаментальные взаимодействия. В основе большинства теоретических работ, связанных с последней проблемой, лежит принцип микропричинности, исходящей из того, что как бы ни было мало расстояние, сигналы никогда не распространяются со скоростью, большей, чем скорость света. Из принципа микропричинности выводятся дисперсионные соотношения, аналогичные в некоторых чертах соотношениям, полученным Крамерсом и Кронигом для света [1]. Этот обширный раздел теории, обычно называемый дисперсионными соотношениями, использует метод теории возмущений для установления соотношений между амплитудами рассеяния и рождения и константами связи и четностями частиц в рамках теории поля.

3.1. Симметрии

Всякая вера в существование лежащей в основе мира простоты предполагает, что скорее должен существовать единый взгляд на мезоны и барионы и их взаимодействия, чем то, что все частицы фундаментальны. Хотя

обсуждалось множество различных симметрий [2], справедливость ни одной из них не была доказана.

Некоторые аспекты, связанные с общей проблемой симметрий, можно наглядно проиллюстрировать, обсуждая частную гипотезу, называемую глобальной симметрией, которая постулирует равенство всех π -мезон-барионных констант связи. При отсутствии нарушающих эту симметрию взаимодействий K -мезонных связей и электромагнитных сил все восемь квазистабильных барионных состояний — нуклоны, Λ -гиперон, Σ -гипероны и Ξ -гипероны — имели бы одинаковую собственную энергию и, следовательно, массу. Будучи различными состояниями одной и той же частицы, они также имели бы одинаковый спин и, в рамках этого предположения, одинаковую четность. Кроме того, эта гипотеза приводит к определенным соотношениям между амплитудами реакций. Например, экспериментально наблюдаемая реакция $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$ запрещается, а системы со странностью, равной -1 и -2 , по аналогии с нуклонной изобарой ($T = 3/2, J = 3/2$) имеют возбужденные состояния со спином $3/2$. Однако не так просто установить существование и характер лежащей в основе какого-либо явления симметрии, в частности, если взаимодействия, нарушающие симметрию, сильные. Действительно, если взаимодействие в целом можно разделить на два или еще большее число взаимодействий одинаковой силы, например пион-барионное и K -мезон-барионное взаимодействия, подчиняющиеся различным симметриям, то в этом случае анализ становится трудным.

Хорошо установленные барионные и мезонные состояния как состояния определенных энергетических уровней показаны на рис. 3.1. Состояния, стабильные по отношению к сильным взаимодействиям, обозначены сплошными линиями, нестабильные состояния — пунктирными стрелками. Совершенно ясно, что число состояний огромно (хотя многие состояния окончательно экспериментально еще не установлены) и любая симметрия, более сильная, чем зарядовая независимость, неочевидна. Более точно, если существует некая высшая симметрия, например глобальная, то силы, нарушающие эту симметрию, приводят к расщеплениям вырожденных по какому-либо другому признаку состояний на величину порядка π -мезонной массы и величины этих расщеплений сравнимы со средним расстоянием между уровнями.

Когда расщепления очень малы, как, например, в случае электромагнитных расщеплений, то не составляет большого труда выяснить либо соотношения между связанными состояниями, такими, как Σ^{+-} , Σ^0 , Σ^- -гипероны, или между возбужденными состояниями, как Y^{*+-} , Y^{*0} , Y^{*-} -гипероны, либо динамические предсказания, вытекающие из принципа зарядовой независимости.

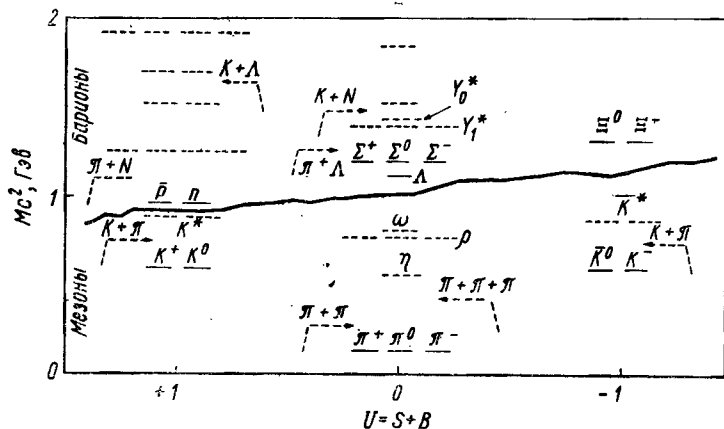


Рис. 3.1. Зависимость масс мезонов и барыонов от гиперзаряда U ; гиперзаряд равен странности плюс барыонный заряд. Сплошные линии соответствуют состояниям, стабильным по отношению к сильным взаимодействиям, пунктирные соответствуют нестабильным состояниям. Пунктирные стрелки показывают самые важные пороги.

Если константа электромагнитного взаимодействия была бы больше, например, постоянная тонкой структуры равнялась бы $1/10$ вместо $1/137$, то следствия зарядовой независимости были бы не столь очевидны. Точно так же, как большие расщепления усложняют идентификацию соответствующих состояний, они сильно влияют на динамические предсказания. Если масса барыонов полностью обусловлена собственной энергией, определяемой связью с различными полями, то параметр $\frac{\Delta}{M_N}$, где Δ — величина

расщепления и M_N — масса барыона, при интерпретации динамических следствий мог бы являться разумной мерой важности взаимодействия, нарушающего симметрию. Хотя малость этого параметра указывает на то, что силы, нарушающие симметрию, можно рассматривать как возмущение и что динамические предсказания, выте-

кающие из предполагаемой симметрии, не сильно искажаются, все же ограниченное знание динамики элементарных частиц не дает оснований полностью полагаться на такую интерпретацию экспериментальных данных*.

3.2. Дисперсионные соотношения

Важность дисперсионных соотношений в изучении странных частиц состоит в том, что их можно использовать для получения информации о константах связи и четностях частиц. Дисперсионные соотношения типа соотношений Крамера—Кронига связывают реальную и мнимую части амплитуды рассеяния вперед. Конкретный вид этих соотношений при нулевом переданном импульсе для разных процессов может быть различным, но некоторые общие выводы уже можно получить из рассмотрения свойств основного схематического соотношения [4]:

$$\operatorname{Re} A(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\operatorname{Im} A(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega', \quad (1)$$

где $A(\omega)$ — амплитуда рассеяния вперед при полной энергии налетающей частицы, равной ω , и берется главное значение интеграла.

Мнимая часть амплитуды рассеяния вперед с помощью оптической теоремы может быть связана с измеряемым экспериментально полным сечением σ_t для систем с полным спином, равным $1/2$, например, для рассеяния K -мезона на нуклоне. Из оптической теоремы следует, что $\operatorname{Im} A = \frac{k\sigma_t}{4\pi}$, где k — волновое число. Интеграл по области $m \leq \omega \leq \infty$, где m — масса рассеянной частицы, можно определить, используя результаты измерений полного сечения для частицы, в то время как интеграл по области $-m \geq \omega \geq -\infty$ определяется из результатов измерений полного сечения взаимодействия для ее античастицы. Вклад в амплитуду $A(\omega)$ из нефизической области $-m \leq \omega \leq m$ дают процессы, идущие с сохранением энергии, и, в частности, те, которые приводят к связанным состояниям. Например, в рассеяние

* Динамические следствия глобальной симметрии изучались А. Пайсом [3].

K^- -мезона на протоне дает вклад реакция $K^- + p \rightarrow \Lambda$. В системе центра масс $\omega_K + (p^2 + M_p^2)^{1/2} = M_\Lambda$, где p — импульс в системе центра масс. Полная энергия K -мезона равна $\frac{M_\Lambda^2 - M_p^2 + M_K^2}{2M_\Lambda}$ или 0,29 Гэв. Вклад в интеграл от

этого полюса пропорционален константе $\rho_{K\Lambda}$ -связи, и его можно рассматривать как определение этой константы связи, знак ее определяется относительной $\rho_{K\Lambda}$ -четностью.

Если реальная часть амплитуды рассеяния вперед известна с достаточной точностью при некотором наборе энергии, эти соотношения можно использовать для определения знака и величины вкладов от нефизической области, определяя таким образом константы связи и четности. На основе использования оптической теоремы $\frac{d\sigma}{d\Omega(0)} = \left(\frac{k\tau_l}{4\pi}\right)^2 [\text{Re}A(0)]^2$ (см. § 5.4) из экспериментальных данных о дифференциальном сечении рассеяния вперед и о полном сечении можно получить довольно большую необходимую информацию. Следует еще раз подчеркнуть схематичность этого рассуждения. Рассмотрения симметрии и сходимости приводят к более сложным соотношениям, чем обсуждавшиеся выше, хотя они аналогичны и в принципе и по приложениям.

Предложение Мандельстама [5] об аналитическом продолжении амплитуд столкновений в комплексную плоскость, как функций энергии и переданного импульса, привело к широкому использованию дисперсионных соотношений и в особенности подчеркнуло полезность и целесообразность анализа периферических столкновений с помощью констант связи и четности промежуточной частицы. Рассмотрим, например, реакцию $A + B \rightarrow C + D$, опуская для простоты внутренние степени свободы частиц, связанные со спином и зарядовым состоянием. Амплитуду рассеяния тогда можно выразить через три инварианта:

$$\begin{aligned} s_1 &= (p_A + p_B)^2 = (p_C + p_D)^2; \\ s_2 &= (p_A + p_C)^2 = (p_D + p_B)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

и

$$s_3 = (p_A + p_D)^2 = (p_B + p_C)^2,$$

где величины p — четырехмерные импульсы частиц в системе центра масс.

Только две из этих величин независимы, так как имеется соотношение

$$\sum_{j=1}^3 s_j = \sum_{i=1}^4 m_i^2,$$

где m_i представляет массу i -й частицы. Величина s_j , где j означает входящую или выходящую пары, равна квадрату энергии в системе центра масс, в то время как остальные величины s_i представляют квадраты четырехмерных переданных импульсов. Четырехмерный переданный импульс s равен $p^2 + p'^2 + 2pp' \cos \theta + (E - E')^2$, где штрихованные и нештрихованные величины относятся соответственно к входному и выходному каналам, а θ — угол рождения в системе центра масс. Основной постулат состоит в том, что одна и та же аналитическая функция двух переменных $A(s_a, s_b)$ описывает амплитуду рассеяния не только для канала $A + B \rightarrow C + D$, но также и для каналов $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$ и $A + \bar{D} \rightarrow \bar{B} + C$. Выбор канала определяется только значениями величин s_i . Так как эти физические значения переменной s для различных реакций не перекрываются, то утверждение, что существует единственная амплитуда рассеяния $A(s_a, s_b)$, имеет смысл только в том случае, если функция A аналитична и может быть продолжена в область нефизических значений параметра s .

Особая важность дисперсионных соотношений связана с существованием особенностей, которые определяют поведение амплитуд рассеяния в их окрестности. Положение особенностей определяется непосредственно через массы и квантовые числа стабильных частиц, а величины вкладов этих особенностей простым образом связаны с фундаментальными константами связи и поперечными сечениями рассеяния.

Наиболее важными особенностями являются полюса и разрезы, влияние которых на амплитуду рассеяния можно сравнить с действием точечных и линейных зарядов на электростатическое поле.

Опуская строгие выводы, можно сказать, что положения и величины вкладов полюсов определяются с помощью следующих специальных правил: а) если две вхо-

дящие и две выходящие частицы в любом канале реакции можно связать стабильной частицей с массой m и внутренними квантовыми числами, согласующимися с их значениями у пар входящих и выходящих частиц, то в амплитуде A будет полюс при значении переменной s , соответствующей квадрату энергии в системе центра масс и равной m^2 ; б) вычет, являющийся действительным числом и равный произведению двух констант связи,

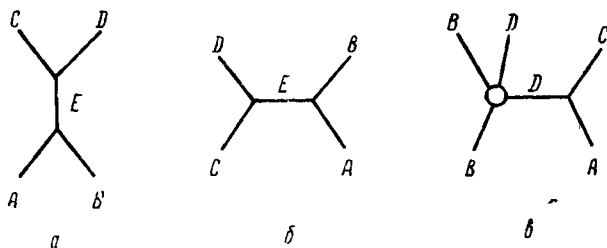


Рис. 3.2. Диаграммы, описывающие реакции:

- а — рассеяния по переменной полной энергии при $M_E c^2$;
 б — рассеяния по переменной переданного импульса при $M_E c^2$;
 в — неупругое рассеяние с полюсом в амплитуде рождения частиц B и D , имеющих полную энергию ω , по переменной переданного импульса при $M_D c^2$.

есть как раз тот вычет, который получается во втором порядке теории возмущений и является вычетом полюса, получающегося из пропагатора в соответствующей диаграмме Фейнмана (рис. 3.2). Рис. 3.2, а и рис. 3.2, б соответственно иллюстрируют соотношения между случаями, когда существуют полюса по энергетической переменной и по переменной переданного импульса. Так как промежуточная частица E стабильна и не распадается на состояния, с которыми она связана, то полюс не может быть в физической области полной энергии, а также, что менее очевидно, в физической области четырехмерного переданного импульса.

В непосредственной близости от полюса амплитуда рассеяния полностью определяется вычетом полюса и, следовательно, константами связи. Так как полюс лежит вне физической области, то применимость этого соотношения должна зависеть от способа экстраполяции измеренных амплитуд в нефизическую область. Если полная энергия постоянна, то остающаяся независимая переменная — функция только $\cos \theta$ с полюсом на действитель-

ной оси $\cos \theta$ вне интервала $-1 \leq x \leq 1$, где $x = \cos \theta$. Амплитуду рассеяния, выраженную функцией от x , вблизи полюса $x = x_0$, можно представить соотношением $A(x) = C + \frac{R}{x - x_0}$, где R — вычет и C — комплексная величина, слабо зависящая от x . При отсутствии других близлежащих особенностей адекватная процедура для экстраполяции к ближайшему полюсу состоит в построении функции

$$G^2(x) = (x - x_0)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega(x)} \equiv (x - x_0)^2 [\operatorname{Re} A(x)]^2 + (x - x_0)^2 [\operatorname{Im} A(x)]^2, \quad (3)$$

которая асимптотически равна $(x - x_0)^2 [\operatorname{Re} A(x)]^2$ при $x \rightarrow x_0$. Так как в реальной части амплитуды A содержится полюс, то $G^2(x_0)$ равна квадрату вычета полюса.

В некоторых случаях знак $G^2(x_0)$ зависит от четностей частиц. Рассмотрим для примера взаимодействие, представленное диаграммой на рис. 3.2, б. Предположим, что частицы A, B, C и D являются барионами со спином $1/2$ и спин промежуточной частицы равен 0. Если относительная (A, E, C) - или (B, E, D) -четность отрицательна, то частица E поглощается или испускается в этой вершине в P -состоянии, и поглощение или испускание запрещено центробежным барьером для четырехмерного переданного импульса, равного нулю. Если эта нефизическая точка лежит между физической областью и полюсом, то полюсный член в $G^2(x)$ в этой точке меняет знак с $+$ на $-$ и отрицателен в точке $x = x_0$. Если же обе четности положительны, то поглощение и испускание происходит в S -состоянии. Тогда изменения знака функции $G^2(x)$ при равном нулю переданном четырехмерном импульсе не будет, и вычет положителен.

Для того чтобы эта процедура имела смысл, необходимо обеспечить надежную экстраполяцию, которую можно получить, по всей вероятности, при расположении полюса достаточно близко к физической области и достаточно далеко от других особенностей, чтобы он мог доминировать в физической области.

Если полюс расположен очень близко к физической области, то величина $(|x_0| - 1)$ мала, и вклад полюсного члена в дифференциальное сечение сильно зависит от $x = \cos \theta$. Этот вклад полюсного члена приводит к преобладанию членов с высокими степенями $\cos \theta$ в раз-

ложении дифференциального сечения и, следовательно, к преобладанию взаимодействия с большим моментом количества движения или взаимодействия на больших расстояниях. В таких взаимодействиях преобладают дальнедействующие силы, и при описании диаграммами Фейнмана это соответствует обмену самой легкой виртуальной частицей или несколькими такими частицами, а в теории дисперсионных соотношений это означает особенность, ближайшую к физической области. Полюса и разрезы, далекие от физической области, соответствуют обмену более тяжелыми частицами и поэтому дают менее ощутимый вклад в физическую область. В этом случае полюсный член приводит к преобладанию в разложении дифференциального сечения членов с низкими степенями $\cos \theta$, т. е. к взаимодействиям с малыми моментами количества движения или центральным взаимодействиям, описываемым короткодействующими силами.

Аналогичная процедура [6], рассматривающая периферические столкновения, с успехом применяется для определения сечений рассеяния нестабильных частиц. Рассмотрим реакцию типа $A+B \rightarrow C+D+B$, где взаимодействие на больших расстояниях описывается диаграммой, представленной на рис. 3.2, в. Очевидно, что сечение рассеяния частицы B на частице D при полной энергии ω в системе их центра масс можно определить экстраполяцией функции $\frac{d^2\sigma}{d(\omega^2)ds}$, где s — квадрат четырехмерного переданного импульса $(p_A - p_C)^2$ от частицы-мишени к частице-спектэйтору, к полюсу в нефизической области, соответствующему квадрату переданного импульса, равному $s = m_D^2$. Согласно предыдущим рассуждениям это эквивалентно экстраполяции по $\cos \theta$, где θ — угол рождения псевдочастицы или комплекса $B-D$. В этом случае вычет пропорционален не квадрату константы связи, а произведению квадрата константы связи в вершине ADC и поперечного сечения $\sigma_{BD}(\omega)$.

3.3. Рождение странных частиц π -мезонами и нуклонами

Большинство сведений о свойствах странных частиц было получено при облучении водородных пузырьковых камер пучками π -мезонов с энергиями около 1 Гэв. Отсюда в основном были получены сечения рождения

странных частиц в реакциях: π -мезон плюс нуклон дает гиперон плюс K -мезон. Эти сечения вместе с характерными угловыми распределениями приведены на рис. 3.3.

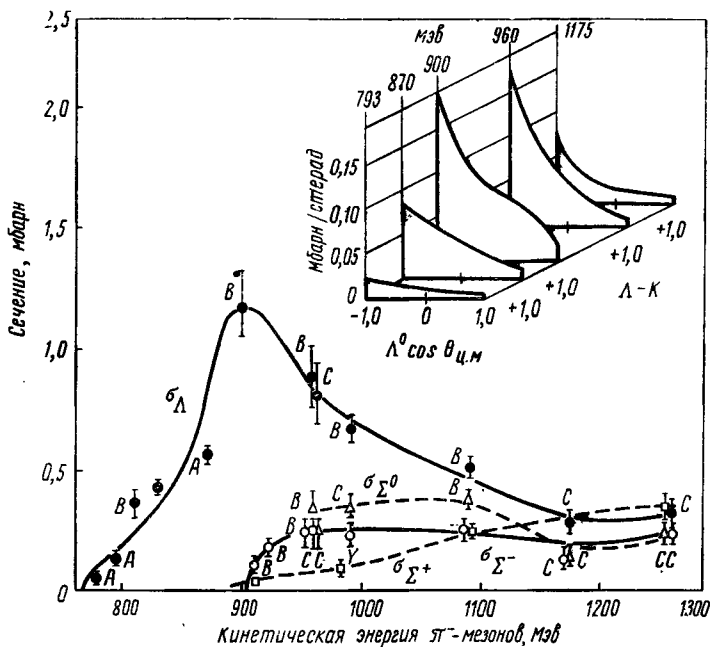


Рис. 3.3. Полные сечения совместного рождения гиперонов и K -мезонов в пион-протонных столкновениях [7], по различным данным:

A — Брукхейвенская национальная лаборатория; B — Радиационная лаборатория Лоуренса; C — Колумбийский университет; Y — Иельский университет.

На верхнем графике представлено изменение дифференциального сечения рождения Λ -гиперонов в зависимости от энергии π^- -мезонов.

Сечение рождения гиперонов оказывается порядка одного миллибарна и составляет около пяти процентов полного неупругого πN -сечения [7].

Из экспериментов уже можно получить величины дифференциальных сечений и поляризаций бариона как функции угла и энергии налетающей частицы. Эта терминология дает полное описание поведения продуктов двухчастичной реакции и любая полная теория в принципе должна предсказывать эти результаты. Но такой

теории нет. Однако существуют возможности более экономичной и разумной интерпретации экспериментальных данных с помощью некоторых симметрий. Например, если существует зарядовая независимость и, следовательно, сохранение изотопического спина, то рождение странных частиц в пион-нуклонных и фотон-нуклонных взаимодействиях характеризуется двумя независимыми конечными состояниями с изотопическими спинами, равными $I=1/2$ и $I=3/2$. Далее, поскольку в этих реакциях сохраняются момент количества движения и четность, то можно построить кинематически не зависящие парциальные волны с определенными моментом количества движения и четностью. Так как взаимодействие происходит на малых расстояниях, должен существовать момент количества движения $l'=ka$, где k — волновое число и a — радиус взаимодействия, такой, что для всех $l>l'$ амплитуды рождения удовлетворяют условию $A_l \ll A_{l'}$. Для каждого $l>0$ имеется два состояния с полным моментом количества движения $j=l \pm \frac{1}{2}$, поэтому в опи-

сании присутствуют $(2l+1)$ комплексных амплитуд. С точностью до значения несущественной полной фазы амплитуда рождения описывается $(4l+1)$ константами. При этом угловые распределения имеют вид $\sum_i A_i \cos^i \theta$,

где $i=0, 1, \dots, 2l$, а угловые зависимости поляризации пропорциональны $\sum_j B_j \cos^j \theta$, где $j=0, 1, \dots, (2l-1)$.

Таким образом, имеется $(4l+1)$ экспериментально возможных констант, определяющие в худшем случае дискретные наборы амплитуд рождения при любой энергии.

В действительности полный анализ амплитуд рождения на языке парциальных волн с определенными l и j весьма труден и может оказаться вообще невозможным, если нет достаточно быстрого обрезания по моменту количества движения. Однако применение теорем о поведении амплитуд около порога (см. § 5.5) или в области резонансов (см. § 3.6) помогает определить их. Это можно сделать в частном случае рождения Λ - и Σ -гиперонов в пион-нуклонных взаимодействиях при энергиях налетающих π -мезонов в лабораторной системе ниже 1 Гэв.

На пороге амплитуда рождения A_l ведет себя как $Mk^{(2l+1)/2} \exp(i\delta)$, где $\delta = ak^{(2l+1)} + \varphi$; k — волновое число гиперона и K -мезона; a , φ и M — действительные чис-

ла. Это соотношение при энергиях над порогом, существенно больших ($10\div 20$) $Mэв$, уже не точно, тем не менее его можно использовать в целях ориентировки при переходе к значительно большим энергиям. Так как открыто несколько каналов реакций, то между δ и фазовым сдвигом амплитуд рассеяния в конечном состоянии существует более сложная связь (см. § 5.7). Около порога должно преобладать рождение в S -состоянии; в этом случае поперечное сечение растет от порога линейно с увеличением импульса k или как корень квадратный из энергии над порогом $(E - E_t)^{1/2}$ и угловое распределение изотропно. Такое поведение наблюдается в сечении рождения Σ -гиперонов вплоть до энергии налетающих π -мезонов $950 Mэв$, поэтому кажется вероятным, что рождение Σ -гиперонов идет в основном в S -состоянии.

Рождение Λ -гиперонов сильно отличается от рождения Σ -гиперонов и характеризуется более сложной картиной. Изменение сечения с энергией около порога наводит на мысль, что часть, пропорциональная $(E - E_t)^{1/2}$ и связанная с рождением в S -состоянии, мала и что рождение, даже при энергиях около $800 Mэв$, идет в основном через состояния с более высокими моментами количества движения. Однако угловые распределения вплоть до $870 Mэв$ не сильно отличаются от изотропного, в частности, они не содержат сильной зависимости от $\cos^2 \theta$. Изотропию дают только S - и $P^{1/2}$ -состояния, следовательно, угловые распределения согласуются с предположением о том, что рождение идет в основном через S -состояние с небольшой примесью P -волны, приводящей к асимметрии «вперед-назад», или же рождение идет главным образом через P -состояние с некоторой примесью S -волны. Если играют роль только S - и $P^{1/2}$ -волны, то угловое распределение имеет вид $\frac{d\sigma}{d\Omega} = k_p^{-2} (|A_s|^2 + |A_p|^2 + 2 \operatorname{Re} A_s A_p \cos \theta)$,

в то время как поляризация Λ -гиперона определяется выражением вида $2 \operatorname{Im} A_s A_p \sin \theta / \frac{d\sigma}{d\Omega}$, где k_p — волновое число пион-нуклонной системы. Если $P^{1/2}$ -состояние доминирует при некоторой энергии выше порога, то где-то между этой энергией и порогом S и $P^{1/2}$ амплитуды становятся равными, так как на пороге рождения доминирует S -волна. Однако, даже у порога, относительная фаза не должна быть нулевой, разница фаз может составить 90° , и тогда асимметрия, пропорциональная

$\cos \delta$, мала. Тогда поляризация, пропорциональная $\sin \delta$, большая. Таким образом, при той энергии, где абсолютные значения амплитуд равны, либо асимметрия, либо поляризация должна быть очень большой. Что же осуществляется на деле, не ясно.

В настоящее время нет общепринятого объяснения пика в сечении рождения Λ -гиперонов при энергии 900 Мэв. Этот пик совпадает с пиком в полном сечении пион-нуклонного взаимодействия при 900 Мэв, а также совпадает с порогом рождения Σ -гиперонов и менее точно с порогом реакции $\pi + p \rightarrow p + \rho$, где ρ —состояние распадается на два π -мезона. Известно, что рождение ρ -мезона играет важную роль при этих энергиях. Если этот пик—результат существования одиночного резонанса, ответственного за максимум в полном сечении, то в рассмотрение необходимо включить амплитуды рождения ΛK -пары, соответствующие орбитальному моменту $l=2$ или 3, так как величина пика в полном сечении требует, чтобы спин резонанса был не меньше $5/2^*$. Экспериментально известное угловое распределение Λ -гиперонов при 900 Мэв дает ясное указание на существование члена вида $\cos^3 \theta$, но член с $\cos^4 \theta$, появляющийся из-за большого вклада состояния со спином $5/2$, отсутствует. Более того, фаза резонансной амплитуды при прохождении через резонанс, вообще говоря, изменится на 180° (см. § 3.6), и асимметрии, и поляризации тоже изменили бы знак. Но этого не наблюдается. Высказывавшиеся ранее предположения о том, что обсуждаемый пик может быть каспом, вызванным пороговыми эффектами при рождении Σ -гиперонов (см. § 5.8), оказались неудовлетворительными [9]. Однако одновременный учет преимущественного рождения Λ -гиперонов в S -состоянии и пороговых эффектов от рождения Σ -гиперона и ρ -мезона объясняет аномальное поведение сечения рождения Λ -гиперонов в зависимости от энергии.

Так как в сильных взаимодействиях с участием странных частиц изотопический спин сохраняется, то рождение ΛK -пары идет только в состояниях пион-нуклонной системы с изотопическим спином $T=1/2$, в то время как при генерации ΣK -пар будут вклады состояний с $T=$

* Превышение пика над фоном составляет 23 мбарн; это больше максимального значения для состояния $T=1/2, J=3/2$, равного $(16/3)\pi K^{-2}$ [8] (см. разд. 3.6).

$=1/2$ и $T=3/2$. Принцип зарядовой независимости приводит к определенным соотношениям между тремя амплитудами процессов $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$, $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ и $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$, которые мы обозначим через A^+ , A^- и A^0 . Поскольку взаимодействие инвариантно относительно вращений в изотопическом пространстве, то переходы из πp -состояния в ΣK -состояние могут быть описаны амплитудами рождения A_I , зависящими только от полного изотопического спина I . Волновую функцию начальных состояний можно разложить по волновым функциям состояний с определенными изотопическими спинами

$$\psi(\pi^- p) \rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2}^{-1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2}^{-1/2}$$

и

$$\psi(\pi^+ p) \rightarrow \psi_{3/2}^{3/2},$$

где нижний индекс обозначает полный изотопический спин, а верхний — третью компоненту изотопического спина. Эти состояния переходят в ΣK -состояния φ с помощью амплитуд A , являющихся функциями только полного изотопического спина:

$$\begin{aligned} \psi(\pi^- p) &\rightarrow \sqrt{\frac{1}{3}} A_{3/2} \varphi_{3/2}^{-1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_{1/2} \varphi_{1/2}^{1/2}, \\ \psi(\pi^+ p) &\rightarrow A_{3/2} \varphi_{3/2}^{3/2}. \end{aligned}$$

Разлагая состояния с определенным изотопическим спином на состояния с определенным зарядом, получим:

$$\begin{aligned} \varphi_{3/2}^{-1/2} &= \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_0 + \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_-; \\ \varphi_{1/2}^{-1/2} &= \sqrt{\frac{1}{3}} \varphi_0 - \sqrt{\frac{2}{3}} \varphi_-; \quad \varphi_{3/2}^{3/2} = \varphi_+, \end{aligned}$$

где индексы 0, — и + соответствуют (Σ^0, K^0) -, $(\Sigma^- K^+)$ - и $(\Sigma^+ K^+)$ -состояниям. Амплитуды состояний с определенным зарядом тогда имеют вид

$$\begin{aligned} A^+ &= A_{3/2}; \quad A^0 = \frac{\sqrt{2}}{3} A_{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} A_{1/2}; \\ A^- &= \frac{1}{3} A_{3/2} + \frac{2}{3} A_{1/2}. \end{aligned}$$

Комбинируя эти соотношения, получаем $\sqrt{2}A^0 = A^+ - A^-$. Последнее соотношение, связывающее комплексные амплитуды, называется соотношением треугольника. Это значит, что амплитуды принимают только такие значения, которые могут образовать стороны треугольника в комплексной плоскости. Отсюда следует соотношение

$$\sqrt{2}|(\sigma_0)^{1/2} \leq (\sigma_+)^{1/2} + (\sigma_-)^{1/2},$$

где σ — либо дифференциальное сечение для любого угла, либо полное сечение. Нарушение этого неравенства означает нарушение зарядовой независимости [10].

Экспериментальных указаний на нарушение этого неравенства нет. Величины дифференциальных сечений рождения Σ -гиперонов при некоторых энергиях π -мезонов (около 1,1 Гэв) и определенных углах (рождение назад) таковы, что неравенство треугольника становится почти точным равенством, т. е. треугольник вырождается в линию.

Если дело обстоит именно так, то поляризации Σ -гиперонов во всех трех реакциях равны [11]. Рассмотрим для удобства рождение Σ -гиперонов под углом θ к пучку π -мезонов, летящих по оси z . Амплитуда рождения ψ в плоскости xz , т. е. при азимутальном угле ϕ , равном нулю, может быть записана в виде $\sqrt{\frac{1}{2}}(\psi_+ + \psi_-)$, где $\psi_+ = AI_{1/2}^{1/2} + BI_{-1/2}^{-1/2}$ соответствует начальному состоянию протона с $m_z = 1/2$, а $\psi_- = AI_{-1/2}^{-1/2} - BI_{1/2}^{1/2}$ соответствует начальному состоянию с $m_z = -1/2$. Так как неполяризованные протоны мишени представляют набор некогерентных состояний с $m_z = 1/2$ и $m_z = -1/2$, то состояния ψ_+ и ψ_- тоже некогерентны. Вспоминая, что $\sigma_y I_{1/2}^{1/2} = iI_{-1/2}^{-1/2}$ и $\sigma_y I_{-1/2}^{-1/2} = -iI_{1/2}^{1/2}$, где σ_y — оператор проекции спина на ось y , получим, что поляризация в y -направлении, $P = \frac{\langle \psi | \sigma_y | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}$, равна $2|A||B| \sin \delta / (|A|^2 + |B|^2)$, где δ — разность фаз между A и B . Поскольку поперечное сечение определяется как $\sigma = |\psi|^2 = |A|^2 + |B|^2$, то неравенство треугольника для дифференциального сечения принимает вид

$$\sqrt{2}(|A^0|^2 + |B^0|^2)^{1/2} \leq (|A^+|^2 + |B^+|^2)^{1/2} + (|A^-|^2 + |B^-|^2)^{1/2}, \quad (4)$$

причем соотношение треугольника должно выполняться для A и B в отдельности. Легко видеть, что равенство в уравнении (4) получается только тогда, когда оба соотношения треугольника для A и B вырождаются и отношения амплитуд $\frac{A^+}{A^-}$ и $\frac{B^+}{B^-}$ становятся равными. Поскольку зарядовые амплитуды коллинеарны одновременно для A и B , то разности фаз δ_0 , δ_+ и δ_- совпадают и, следовательно, $P_0 = P_+ = P_-$. Это важно, в частности, для нахождения ансамблей поляризованных Σ^0 -гиперонов в экспериментах по определению относительной $\Sigma\Lambda$ -четности (см. § 2.2).

По всей видимости, рождение странных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях тесно связано с рождением странных частиц в пион-нуклонных взаимодействиях. Взаимодействие нуклонов с нуклонами на больших расстояниях почти полностью описывается процессами, которые можно представить как взаимодействие одного нуклона с виртуальным π -мезоном, испущенным вторым нуклоном. Поглощение виртуального π -мезона нуклоном приводит к упругому рассеянию нуклонов. Рассеяние виртуального π -мезона на нуклоне приводит к неупругим процессам типа $N+N \rightarrow N+N+\pi$. Пион-нуклонные реакции, идущие с рождением странных частиц, $\pi+N \rightarrow Y+K$, приводят в нуклон-нуклонных взаимодействиях к процессу вида $N+N \rightarrow N+Y+K$, где Y — гиперон. Амплитуды упругого рассеяния на малые углы, т. е. при больших значениях момента количества движения нуклон-нуклонной системы, можно вычислить с достаточной точностью методами, включающими или экстраполяцию по импульсной переменной к полюсу [12], где квадрат переданного четырехмерного импульса равен m_π^2 , или соответственно по переменной $\cos \theta$, где θ — угол рассеяния, или по теории возмущений [13]. В той степени, в какой справедливы эти приближения, результаты зависят только от констант $N\pi N$ -связи, взятых один раз для поглощения и один раз для испускания π -мезона. Аналогичным образом, т. е. путем экстраполяции к полюсу по четырехмерному импульсу, переданному от нуклона к YK -системе при значении квадрата переданного импульса m_π^2 , или с помощью теории возмущений, можно определить амплитуды процессов $N+N \rightarrow N+Y+K$ для состояний с большим орбитальным мо-

ментом нуклона относительно YK -системы или для малых значений θ , где θ — угол рождения YK -системы. В любом случае необходимо знать константу $N\pi N$ -связи для испускания π -мезона и сечение реакции $\pi + N \rightarrow Y + K$ при энергии, соответствующей взаимодействию налетающего нуклона с покоящимся π -мезоном. Но тогда в полюсе приходим к нефизической кинематической ситуации, так как необходима экстраполяция по кинетической энергии нуклона-спектэйтора N_s в лабораторной

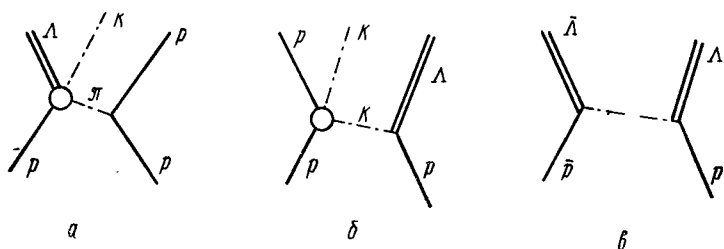


Рис. 3.4. Диаграммы, описывающие процесс рождения странных частиц в нуклон-нуклонных взаимодействиях:

a — совместное рождение Λ -гиперона и K -мезона в $(p-p)$ -столкновениях через обмен одним π -мезоном; *b* — ΛK -пары через обмен одним π -мезоном; *v* — гиперонов через обмен K -мезоном в $(p-p)$ -взаимодействии.

системе в область ниже нуля. Эта ситуация проиллюстрирована на рис. 3.4, *a*. Кружок обозначает $(\pi + N \rightarrow Y + K)$ -взаимодействие во всех порядках.

Большинство измерений, связанных с рождением странных частиц в нуклон-нуклонных взаимодействиях, выполнено в протон-протонных столкновениях при $2,85 \text{ Гэв}$ [14]. Приведенные в табл. 3.1. результаты вычислений по теории возмущений [15] вкладов одномезонных процессов в полное сечение рождения гиперонов при $2,85 \text{ Гэв}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными, указывая на доминирующий вклад одномезонных процессов, т. е. механизма рождения при малых углах или больших моментах количества движения.

Совершенно аналогично вычисляется вклад в реакцию $N + N \rightarrow N + K + \Lambda$ от процессов с обменом одним K -мезоном (см. рис. 3,4, *b*). В этом случае необходимо знать величину константы NKY -связи, которая пока неизвестна, знак относительной NKY -четности и сечение рассеяния K -мезона на нуклоне при энергии, соответствующей

столкновению налетающего нуклона с покоящимся K -мезоном. Здесь существует полюс по четырехмерному импульсу, переданному от нуклона к системе K -мезон—нуклон при значении квадрата переданного импульса m_K^2 . Так же как экстраполяция в случае однопионного обмена эквивалентна экстраполяции в отрицательные значения кинетической энергии нуклона-спектэйтора N_s в лабораторной системе, полюс при обмене одним K -мезоном соответствует экстраполяции в отрицательные значения кинетической энергии Y -гиперона в лабораторной системе, и вклад от этого механизма в принципе отличается от вклада механизма однопионного обмена. Исследуя таким путем рождение гиперонов, можно получить информацию относительно константы NKY -связи. Но пока это не сделано.

Таблица 3.1

Сравнение рождения гиперонов в $p-p$ -столкновениях при $2,85 \text{ Гэв}$ с теоретическими предсказаниями [15] однопионной модели*

Конечное состояние	Эксперимент	Теория
$\Sigma + K + n$	$0,047 \pm 0,012$	0,069
$\Sigma + K^0 p$	$0,030 \pm 0,010$	$0,052 \pm 0,016$
$\Sigma^0 K + p$	$0,013 \pm 0,007$	0,011
$\Lambda K + p$	$0,051 \pm 0,012$	$0,053 \pm 0,012$

* Для полноты картины можно добавить следующие данные: $\Sigma^- K^+ p \pi^+ = 0,003$; $\Sigma^+ K^0 n \pi^0 = 0,004$; (Λ или Σ^0) $K^+ p \pi^0 = 0,011$; (Λ или Σ^0) $K^0 p \pi^+ = 0,014$; (Λ или Σ^0) $K^+ n \pi^+ = 0,002$. Сечение измерено в миллибарнах.

Начатые сейчас исследования рождения пар ($\bar{\Lambda}\Lambda$) в нуклон-антинуклонных столкновениях [16], как показано на рис. 3.4, в, могут привести к определению константы связи K -мезонов более простым способом. Дифференциальное поперечное сечение при значении $\cos \theta$ около единицы будет сильно зависеть от близлежащего полюса по четырехмерному переданному импульсу $(p_n - p_\Lambda)$ при $(p_n - p_\Lambda)^2 = m_K^2$.

Вычет этого полюса пропорционален квадрату константы NKY -связи, и знак его отрицателен, если K -мезон — псевдоскаляр.

3.4. Фоторождение странных частиц

Дифференциальные сечения и функции возбуждения для фоторождения K -мезонов в реакциях $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ и $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ были измерены при энергиях фотона вплоть до 1,2 Гэв [17]. Можно ожидать, что через взаимодействия в конечном состоянии рождение странных частиц в пион-нуклонных взаимодействиях и фоторождение странных частиц тесно связаны. С достаточной точностью можно сказать, что энергия в системе центра масс одна и та же для налетающих фотонов и π -мезонов, имеющих одинаковые полные энергии в лабораторной системе координат. Поэтому реакции, вызванные фотонами с энергией около 1000 Мэв, можно сравнивать с реакциями, вызванными π -мезонами с кинетической энергией около 860 Мэв. При этих энергиях полное сечение пион-нуклонных взаимодействий без учета дифракционного рассеяния составляет около 40 мбарн, из которых около 1,5% приходится на рождение странных частиц. Полное сечение фоторождения порядка 150 мкбарн, т. е. не сильно отличается от 1/137 части полного сечения пион-нуклонного взаимодействия. Сечение фоторождения странных частиц порядка 1,7 мкбарн, или 1,2% полного сечения фоторождения, т. е. составляет почти такую же часть, как сечение рождения странных частиц в пион-нуклонных столкновениях.

Так как K -мезон имеет спин, равный нулю, и, по всей вероятности, отрицательную четность, то реакция $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ во многих отношениях аналогична реакции фоторождения π -мезонов $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$. Поэтому представляется заманчивым анализировать фоторождение K -мезонов методами, уже известными в физике π -мезонов. В частности, можно показать, что в области длинных волн, или в приближении нулевой энергии, борновское приближение или вычисление фоторождения π -мезонов по теории возмущений через взаимодействие электромагнитного поля с током π -мезонов дает точный результат [18]. Это справедливо по тем же причинам, что и теоретико-полевые вычисления томсоновского рассеяния по теории возмущений, т. е. приводит к правильному результату при переходе к классическому пределу. Согласно этим вычислениям сечение фоторождения положительных π -мезонов и, следовательно, положительных K -мезонов в S -состоянии должно быть равно

$2 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right) \pi R^2 \beta$, где R — комптоновская длина волны нуклона, а β — скорость π -мезона или K -мезона в системе центра масс. Так как π -мезон не может родиться при нулевой энергии, то это выражение уже не точно. Наиболее важной поправкой для фоторождения π -мезонов оказывается множитель, по порядку величины равный $\left(1 + \frac{\mu}{M} \right)^{-2}$, где μ и M — соответственно массы π -мезона и нуклона. Подобный же, но более сложного вида множитель получается и для фоторождения K -мезонов. С учетом этих поправок было найдено, что псевдоскалярная пион-нуклонная константа связи $\frac{g^2}{\hbar c} \approx 13$. Конечно, приближение нулевой энергии гораздо хуже описывает рождение K -мезонов, так как в этом случае $\left(\frac{M_K}{M_n} \right) \approx \frac{1}{2}$, но полученное таким путем значение величины константы $nK\Lambda$ -связи порядка единицы указывает на малость константы K -мезонного взаимодействия.

Более сложные вычисления по теории возмущений [19] отличаются от приближения нулевой энергии учетом эффектов отдачи, которыми нельзя больше пренебрегать, тем более, что масса K -мезона сравнима с массой Λ -гиперона. В частности, взаимодействие электромагнитного поля с аномальными магнитными моментами барионов может привести к большому вкладу S -волны в амплитуду рождения, усложняя соотношение между сечениями и константами связи. Наиболее важные диаграммы Фейнмана, описывающие процессы фоторождения странных частиц, приведены на рис. 3.5.

Кружками обозначены вершины, где учтены эффекты, связанные с аномальными магнитными моментами, что соответствует феноменологическому учету членов более высокого порядка в теории возмущений. «Фотоэлектрический» переход, показанный на рис. 3.5, *в*, не зависит от магнитного момента, а в длинноволновом приближении ($M_K=0$, $M_\Lambda = M_p$) вклад от аномального магнитного момента в «переход со стряхиванием», которому соответствует диаграмма на рис. 3.5, *а*, равен нулю; отдача или барионный ток в диаграмме на рис. 3.5, *б* совсем не вносит вклада, и поэтому в целом результаты не зависят от магнитных моментов.

Амплитуды, предсказанные этими вычислениями по теории возмущений для S -волны и для состояний с более высокими моментами количества движения, сильно зависят от различных предположений об относительных NYK -четностях и отношений констант связи для $N\Lambda K$ - и $N\Sigma K$ -взаимодействий. Сравнение предсказаний теории с экспериментальными данными решит эти вопросы. Однако, чтобы получить конечный результат, в теории возмущений имеет смысл рассматривать только несколько

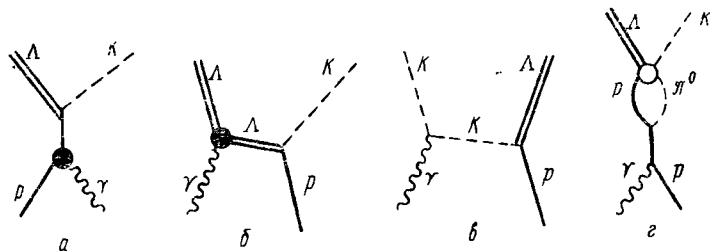


Рис. 3.5. Диаграммы, описывающие процесс рождения странных частиц в γp -взаимодействиях:

a — прямое поглощение γ -кванта, приводящее к стряхиванию K -мезона;
 b — с барионным током или током отдачи; v — фотоэлектрический переход;
 z — рождение с взаимодействием в конечном состоянии, $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p \rightarrow K^+ + \Lambda$.

первых членов в разложении по константам связи, т. е. учитывать только простейшие диаграммы Фейнмана. Но поскольку константы связи сильных взаимодействий велики, то теория возмущений часто оказывается неприменимой. Особенно следует подчеркнуть, что такие вычисления не рассматривают взаимодействия в конечном состоянии, приводящих, например, к механизму рождения K -мезонов типа $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ (см. рис. 3.5, z), где второй процесс можно рассматривать как результат взаимодействия между π -мезоном и нуклоном в конечном состоянии. Грубую оценку этого вклада можно сделать, умножая известное сечение фоторождения π -мезонов (около 100 мкбарн) на вероятность ($\sim 2\%$) того, что π -мезон и нуклон, взаимодействуя при этой энергии на малом расстоянии, приведут к рождению K -мезона и Λ -гиперона. Эта оценка дает для сечения рождения K -мезонов с учетом взаимодействия в конечном состоянии величину порядка 2 мкбарн. Поскольку величина совпадает по порядку с наблюдаемым

сечением и, по-видимому, когерентна с вкладами от простейших процессов, вычисляемых по теории возмущений, то следует довольно пессимистически относиться к достоверности даже качественных выводов теории возмущений.

Более того, абсолютная величина элементов S -матрицы при сильном взаимодействии в конечном состоянии указывает на то, что они играют важную роль в определении относительных фаз амплитуд фоторождения и, по всей видимости, влияют на интенсивность через радиационное затухание. Равенство нулю относительных фаз различных парциальных волн не обязательно даже у порога. Так как полные сечения пион-нуклонных взаимодействий при этих энергиях порядка геометрических размеров нуклона, $\pi \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2$, то величины всех элемен-

тов S -матрицы, относящихся к таким каналам, как $\pi, p \rightleftharpoons n + 2\pi$ и $\pi, p \rightleftharpoons KY$, для небольших значений момента количества движения не обязательно малы по сравнению с единицей. В силу унитарности S -матрицы сечение процессов фоторождения всегда меньше, чем вычисленное по полной теории возмущений. Справедливость этого положения подтверждается анализом радиационного захвата K^+ -мезонов Λ -гиперонами, который связан с фоторождением принципом детального равновесия. Если сечение рассеяния K -мезонов и сечение реакции $K^+ + \Lambda \rightarrow \pi^0 + p$ велики, то эти переходы конкурируют с радиационным захватом, с быстрым уменьшением, на языке теории возмущений, плотности начального состояния. Точнее, эта конкуренция существенна, если матричные элементы $|\delta_{ij} - S_{ij}|$ велики по сравнению с единицей. Особым случаем такой конкуренции будет появление всплеска (каспа) в сечении фоторождения ΛK -пары на пороге фоторождения ΣK -пары (см. § 5.8). При рождении π -мезонов в S -состоянии эффект затухания несуществен, так как $|1 - S_{\pi\pi}| \equiv |1 - e^{2i\delta}|$, где δ — сдвиг фазы при низких энергиях π -мезон-нуклонного рассеяния в S -состоянии. Других открытых каналов нет.

Вблизи порога может оказаться полезным феноменологическое описание. В табл. 3.2 представлены импульсные и угловые распределения чистых состояний для низших моментов количества движения. Вообще эти состояния когерентны и анализ угловых распределений

затруднен. В фоторождении странных частиц, так же как и в рождении последних в π -мезон-нуклонных столкновениях, присутствуют амплитуды с переворачиванием спина, т. е. когда спин бариона меняет свое направление, и амплитуды, когда спин не меняет своего направления. В фоторождении K -мезонов только амплитуда, соответствующая S -волне, не имеет члена с переворачиванием спина; это очевидно, так как проекция момента количества движения на направление пучка в S -состоянии, равная $\pm 1/2$, получается из разности проекции спина нуклона $\pm 1/2$ и проекции спина фотона ± 1 .

Таблица 3.2

Импульсная и угловая зависимость чистых состояний, рожденных в πp - и γp - взаимодействиях около порога*

J	l	$ A _{\pi p}^2$	γ -Переход	$ A _{\gamma p}^2$
1/2	0	p	$E1$	p
1/2	1	p^3	$M1$	p^3
3/2	1	$(1/2 + 3/2 \cos^2 \theta) p^3$	$M1$	$(1/2 + 3/4 \sin^2 \theta) p^3$
3/2	1	$(1/2 + 3/2 \cos^2 \theta) p^3$	$E2$	$(3/4 + 3/4 \cos^2 \theta) p^3$
3/2	2	$(1/2 + 3/2 \cos^2 \theta) p^5$	$E1$	$(1/2 + 3/4 \sin^2 \theta) p^5$

* Здесь J — полный угловой момент; l — орбитальный угловой момент и p — импульс в системе центра масс конечного состояния.

Получение информации о константе связи K -мезона и относительной NYK -четности из анализа фоторождения K -мезонов в S - и P -состояниях, т. е. по теории возмущений с малым прицельным параметром, наталкивается на такие трудности, как незнание аномальных магнитных моментов барионов, эффектов взаимодействий в конечном состоянии и эффектов радиационного затухания. Однако эти эффекты не существенны для больших моментов, т. е. для периферических столкновений. Для больших прицельных параметров в фоторождении K -мезонов преобладает взаимодействие на больших расстояниях. Это осуществляется, например, в фотоэлектрических переходах (см. рис. 3.5, в), не зависящих от аномальных магнитных моментов. На больших расстояниях или при достаточно больших моментах коли-

чества движения все взаимодействия слабы, все матричные элементы $|\delta_{ab} - S_{ab}|$ малы и радиационное затухание несущественно. Теория возмущения или какая-либо ей эквивалентная может тогда использоваться для определения констант NKY -связи и четностей путем экстраполяции дисперсионных соотношений к полюсу по переданному импульсу.

Единственная и довольно очевидная попытка сделать это [20] состоит в экстраполяции экспериментальных данных реакции $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ при энергии фотонов 1000 Мэв к полюсу при $\cos \theta = \frac{E_K}{p_K c} = 2,7$, где θ —

угол рождения K -мезона. Так как полюс расположен далеко от физической области и при таких низких энергиях за счет S - и P -волн преобладает почти изотропное рождение, то часть дифференциального сечения, пропорциональная высоким степеням $\cos \theta$ и, следовательно, получающаяся от взаимодействий с большим моментом количества движения, должна замазываться экспериментальными ошибками. Так как вклады этих состояний могут быть существенными только при значении косинуса, равном 2,7, то невозможно получить статистически обеспеченную информацию о величине и знаке вычета в полюсе, а следовательно, величине константы связи и знаке относительной NKL -четности. При больших энергиях, где полюс расположен ближе к физической области, анализ данных будет более надежен.

3.5. Взаимодействия K -мезонов с нуклонами

С точки зрения теории поля взаимодействия барионов и мезонов можно рассматривать как фундаментальные сильные взаимодействия. При этом как статические, так и динамические свойства элементарных частиц можно описать с помощью более или менее сложных переходов, включающих испускание и поглощение мезонов барионами. Основная форма нуклон-пионного взаимодействия уже известна, константа связи псевдоскалярного пион-нуклонного взаимодействия $\frac{G^2}{\hbar c} = 13 \pm 1,5$ и

принята за постоянную природы. Так как и π -мезоны, и барионы, обладающие странностью, нестабильны, то сейчас нет надежных сведений относительно пион-гипе-

ронных связей, подобных тем, которые были получены для пион-нуклонной связи из опытов по рассеянию π -мезонов на нуклонах, а информации о пион-гиперонном взаимодействии в конечном состоянии, о рассеянии гиперонов на нуклонах, а также значения сил связи Λ -гиперона в ядре недостаточно для того, чтобы установить силу $\Sigma\pi\Sigma$ -взаимодействий или силу и форму взаимодействий вида $\Lambda\pi\Sigma$.

Однако взаимодействия K -мезонов с нуклонами можно изучать непосредственно. Времена жизни K -мезонов сравнимы с временами жизни π -мезонов, и эксперименты по рассеянию K -мезонов на нуклонах были выполнены с помощью аппаратуры, аналогичной применявшейся в экспериментах по изучению взаимодействий π -мезонов, причем была достигнута сравнимая точность. Полное сечение взаимодействия K -мезонов [21] с нуклонами приведено на рис. 3.6.

Во взаимодействиях K -мезонов с нуклонами присутствуют как состояния со странностью $S = +1$, так и состояния со странностью $S = -1$, поэтому в отличие от пион-нуклонных взаимодействий их следует описывать с помощью амплитуд рассеяния, характеризующихся определенной странностью, а также определенными значениями изотопического спина, четности и момента количества движения. Барийные состояния с различной странностью нельзя связать простым способом; поэтому и между амплитудами рассеяния K -мезонов на нуклонах, относящихся к состояниям с различной странностью, нет строгих соотношений. Вследствие этого анализ K^+p - и K^-n -рассеяния нужно проводить отдельно, хотя они и являются чистыми состояниями с одинаковым изотопическим спином $T = 1$. При низких энергиях K^+ -мезоны претерпевают только упругое рассеяние на протонах, тогда как в K -нуклонных взаимодействиях в состояниях со странностью $S = -1$ существует процесс поглощения $K^- + N \rightarrow (\Lambda \text{ или } \Sigma) + \pi$. Энергетические уровни на рис. 3.1 отражают существенную разницу получающихся состояний.

В полном сечении взаимодействий K^+ -мезонов с нуклонами не видно какой-либо заметной структуры, тогда как полное сечение ($K^- - p$)-взаимодействия имеет максимумы резонансного типа при кинетической энергии падающих K -мезонов 140 и 700 Мэв. Возможно, что пик при 700 Мэв связан не с существова-

нием изобары, а скорее является касповидной особенностью (см. § 5.8), возникающей на пороге образования K^* -мезона, т. е. Кл-резонанса.

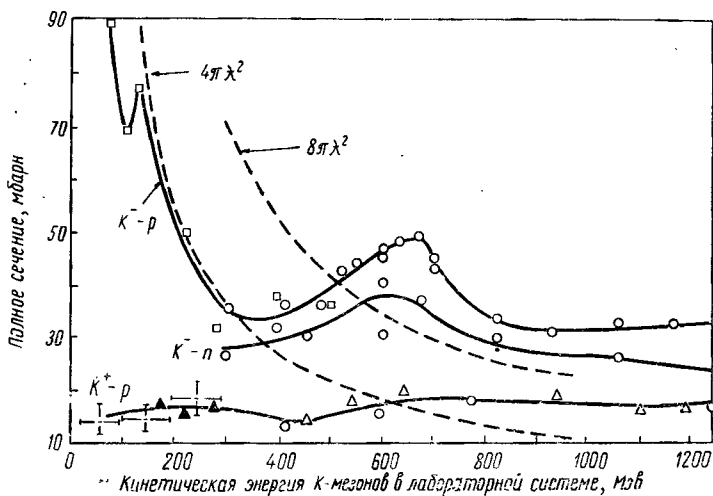


Рис. 3.6. Полное сечение взаимодействия K -мезонов и нуклонов. Экспериментальные результаты получены:

□ — в Беркли на пузырьковых камерах; ○ — в Беркли с помощью счетчиков (последние данные); △ — в Массачусетском технологическом институте с помощью счетчиков; ▲ — в Беркли с помощью счетчиков (ранние данные); —|—|—| — более ранние результаты, полученные с помощью фотоэмульсионной техники М. Каплоном; пунктирные кривые $4\pi\lambda^2$ и $8\pi\lambda^2$ отвечают предельным значениям для состояний со спинами $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$ соответственно.

Объяснить это можно быстрым ростом сечения рождения K^* -мезонов в S -состоянии до предельного значения, определяемого унитарностью матрицы рассеяния. В том случае, если максимум в сечении взаимодействия K -мезонов с нуклонами действительно вызван этой причиной, подобное же поведение при этой энергии можно ожидать и у сечений K^+p - и K^+n -взаимодействий, так как должен существовать порог образования K^* -мезона с $S = +1$. Поскольку характер поведения полного сечения зависит от абсолютных величин и фаз амплитуд рассеяния при пороговой энергии, значения которых для K^+p - и K^-p -взаимодействий различны, эти особенности могут иметь разный характер. Небольшие аномалии

в сечениях K^+p - и K^-n -взаимодействий говорят скорее в пользу этого необычного предположения [22]*.

Взаимодействия K -мезонов с нуклонами при низких энергиях уже исследованы достаточно подробно [23]. Имеющиеся экспериментальные данные по K^+p -, K^0p - и K^-p -взаимодействиям можно описать единообразно, с помощью амплитуд рассеяния, относящихся к состояниям с определенным изотопическим спином, и моментом количества движения, как сделал Ферми для пион-нуклонных взаимодействий, но включив в него также странность. Введем состояние $U_{T,S}^M$, где S —странность, а T и M —соответственно полный изотопический спин и его третья компонента. Тогда можно написать:

$$K^+p = U_{1,1}^1,$$

$$K^0p = \sqrt{\frac{1}{2}} K^0p - \sqrt{\frac{1}{2}} \bar{K}^0p = \frac{1}{2} U_{1,1}^0 + \frac{1}{2} U_{0,1}^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} U_{1,-1}^1 \quad (5)$$

и

$$K^-p = \sqrt{\frac{1}{2}} U_{1,-1}^0 + \sqrt{\frac{1}{2}} U_{0,-1}^0,$$

где численные множители представляют соответствующие коэффициенты Клебша—Гордана, связывающие состояния с различными изотопическими спинами. В результате взаимодействия каждая амплитуда $U_{T,S}^M$, описывающая состояние с определенным изотопическим спином и странностью, умножается на амплитуду перехода $A_{T,S}$, которая в случае, когда рассматриваются только S - и P -волны, а начальный протон имеет проекцию спина $+1/2$ в направлении пучка, представляет

* В настоящее время в этой энергетической области в сечении K^-p -взаимодействия разрешены два максимума, интерпретируемые как проявление существования барионных изобар с квантовыми числами $M(TJ^P)$; 1815 ($0^{5/2^+}$) и 1765 ($1^{3/2^-}$).— *Прим. ред.*

обычную амплитуду рассеяния бесспиновых частиц на частицах со спином $1/2$:

$$A = k^{-1} [A_s + (2A_{p^{3/2}} + A_{p^{1/2}}) \cos \theta I_{1/2}^{1/2}] + k^{-1} [(A_{p^{1/2}} - A_{p^{3/2}}) \sin \theta e^{i\varphi} I_{1/2}^{-1/2}], \quad (6)$$

где $A = \frac{i(1-S)}{2}$, $S = \exp(2i\delta)$ или $A = \exp(i\delta) \sin \delta$, а $I_{1/2}^n$ — опять спиновые волновые функции нуклона. Рассеянная волна тогда имеет вид

$$\begin{aligned} |K^+p\rangle &\rightarrow A_{1,1} |K^+p\rangle, \\ |K^-p\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} (A_{1,-1} - A_{0,-1}) |\bar{K}^0n\rangle + \\ &+ \sqrt{\frac{1}{2}} (A_{1,-1} + A_{0,-1}) |K^-p\rangle \end{aligned} \quad (7)$$

или

$$\begin{aligned} |K^-p\rangle &\rightarrow \frac{1}{2} (A_{1,-1} - A_{0,-1}) (|K_1^0n\rangle - |K_2^0n\rangle) + \\ &+ \sqrt{\frac{1}{2}} (A_{1,-1} + A_{0,-1}) |K^-p\rangle. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь K_2^0p -взаимодействия, приводящие к конечным состояниям вида K^0p , \bar{K}^0p и K^+n . После определения коэффициентов и выделения состояний K^+n , K_1^0p и K_2^0p мы получаем

$$\begin{aligned} |K_2^0p\rangle &\rightarrow \left[\frac{1}{4} (A_{1,1} + A_{0,1}) + \frac{1}{2} A_{1,-1} \right] |K_2^0p\rangle + \\ &+ \left[\frac{1}{4} (A_{1,1} + A_{0,1}) + \frac{1}{2} A_{1,-1} \right] |K_1^0p\rangle + \\ &+ \frac{1}{4} \sqrt{2} (A_{1,1} - A_{0,1}) |K^+n\rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Дополнительно к процессу перезарядки, пропорциональному разности между взаимодействиями в состояниях с различными изотопическими спинами, имеется механизм «обменного» рассеяния другого типа, обусловленный изменением K -мезонного квантового числа CP -симметрии в переходах $|K_2^0p\rangle \rightarrow |K_1^0p\rangle$, вклад от которого пропорционален разности амплитуд взаимо-

действий в состояниях с различными значениями квантового числа странности. Так как взаимодействия с $S = +1$ и $S = -1$ совершенно различны, то сечение последнего процесса велико. Эти реакции были тщательно изучены при низких энергиях, где преобладают взаимодействия в S -состоянии. Изучение углового распределения K^+p -рассеяния при энергии 225 Мэв показывает, что сдвиг фазы S -волны в состоянии $T=1$ и $S=1$ отрицателен, т. е. как будто он вызван потенциалом отталкивания [24]. Это заключение следует из того обстоятельства, что отсутствует сильная деструктивная интерференция между ядерным и кулоновским рассеянием, имеющим характер отталкивания, и возникающая при ядерном потенциале притяжения, когда сдвиг фаз положителен. Информация относительно состояния с $T=0$ и $S=1$ менее надежна, так как она получена из данных по K^+n -взаимодействиям на сложных ядрах с помощью анализа, зависящего от теории многократного рассеяния частиц в ядерной материи [25].

В первом приближении тяжелое ядро рассматривается как оптическая среда, коэффициент преломления которой имеет действительную и мнимую части. Другими словами, эта среда обладает действительным и мнимым потенциалами, связанными с действительной и мнимой частями амплитуды рассеяния K^+ -мезонов на нуклонах под нулевым углом, так же как это было рассмотрено в § 2.6. Преломление и поглощение в оптической среде можно описать с помощью волнового числа $K = k_0 + ik_0$, где $K = 2\pi A n k^{-1}$, n — плотность нуклонов в ядрах, A — комплексная амплитуда рассеяния K -мезонов под нулевым углом, соответствующая импульсу k в системе центра масс K -мезона и нуклона (усредненная по нейтронам и протонам). При этом оптический потенциал равен $\frac{(\hbar K)^2}{2m_K}$, где m_K — масса K -мезона. Значения потенциала взаимодействия между K^+ -мезонами и ядрами, а отсюда и действительных и мнимых частей амплитуд K -нуклонного рассеяния под нулевым углом были найдены из измерений упругого рассеяния и рассеяния с перезарядкой K^+ -мезонов на ядрах. Полные сечения определялись по мнимой части амплитуды рассеяния вперед, $\text{Im} A$, с помощью оптической теоремы $\sigma = 4\pi k^{-1} \text{Im} A$. Хотя достоверность подобных выводов оценить трудно,

все же создается впечатление, что сечения упругого K^+n -рассеяния и рассеяния с перезарядкой малы. При энергиях порядка 100 Мэв они имеют значения 10 и 5 мбарн соответственно [26].

В отличие от процессов рассеяния при малых энергиях K -мезонов на нуклонах в состояниях с $S = +1$ для взаимодействий в состояниях с $S = -1$ существенны процессы поглощения. Основными реакциями в K^-p -взаимодействиях являются реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$, $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$, $K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$ и $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$. Обозначим сечения этих процессов соответственно $\sigma(\Lambda)$, $\sigma(\Sigma^+)$, $\sigma(\Sigma^0)$ и $\sigma(\Sigma^-)$. Поглощение K^- -мезонов в состоянии с $T = 0$ описывается амплитудой вида $A_0 \left[\sqrt{\frac{1}{3}} \Sigma^+ - \sqrt{\frac{1}{3}} \Sigma^0 + \sqrt{\frac{1}{3}} \Sigma^- \right]$, а в состоянии с $T = 1$ — амплитудой вида $B\Lambda + A_1 \left[\sqrt{\frac{1}{2}} \Sigma^+ - \sqrt{\frac{1}{2}} \Sigma^- \right]$, где символы частиц означают амплитуды для соответствующих состояний, а численные множители — снова коэффициенты Клебша — Гордана, связывающие состояния с определенными значениями изотопического спина и определенные зарядовые состояния пион-гиперонных систем. Так как полные вклады в сечение состояний с различными значениями изотопического спина аддитивны и сечение рождения Σ^0 -гиперона связано только с $T = 0$ состоянием, то сечение поглощения в состоянии с $T = 0$ просто равно $\sigma_a(T = 0) = 3\sigma(\Sigma^0)$. Сечение поглощения в состоянии с $T = 1$ дается выражением

$$\sigma_a(T = 1) = \sigma(\Lambda) + \sigma(\Sigma^+) + \sigma(\Sigma^-) - 2\sigma(\Sigma^0),$$

где к сечению $\sigma(\Lambda)$ добавлено сечение образования заряженных Σ -гиперонов за вычетом вклада от состояния $T = 0$, который равен удвоенному сечению рождения Σ^0 -гиперонов. Согласно уравнению (6) (см. также § 5.3) полные сечения упругого рассеяния и рассеяния с перезарядкой можно записать в виде

$$\sigma_{el} = \frac{\pi k^{-2}}{4} |(1 - S_1) + (1 - S_0)|^2;$$

$$\sigma_{c.e.} = \frac{\pi k^{-2}}{4} |(1 - S_1) - (1 - S_0)|^2,$$

где $S = \exp(2i\delta)$ и δ — сдвиг фаз, равный $\alpha + i\beta$. Значения β можно определить из величин сечений поглощения для двух состояний с изотопическим спином $T=0$ и $T=1$:

$$\sigma_a(T=0) = \frac{\pi k^{-2}}{2} (1 - |S_0|^2)$$

и

$$\sigma_a(T=1) = \frac{\pi k^{-2}}{2} (1 - |S_1|^2),$$

где

$$|S_0| = \exp(-2\beta_0) \text{ и } |S_1| = \exp(-2i\beta_1).$$

При низких энергиях изменение фазовых сдвигов с энергией адекватно описывается с помощью разложения по эффективному радиусу:

$$k \operatorname{ctg} \delta = A^{-1} + \frac{1}{2} R k^2 + \dots$$

Оставляя в разложении только первый член и записывая длину рассеяния A в виде $a + ib$, для очень малых энергий, когда $\delta \rightarrow 0$, $a = \alpha k^{-1}$, $b = \beta k^{-1}$, имеем:

$$\sigma_{el} = \pi (a_0 + a_1)^2;$$

$$\sigma_{c.e.} = \pi (a_0 - a_1)^2;$$

$$\sigma_{abs} = 2\pi k^{-1} (b_0 + b_1).$$

Из экспериментальных данных о сечениях упругого рассеяния, рассеяния с перезарядкой и сечений различных других каналов реакций было получено несколько наборов этих четырех параметров. Более подробный анализ имеющихся результатов привел к заключению, что экспериментальным данным лучше всего соответствуют значения параметров, приведенные в табл. 3.3. Решения a^- и b^- представляют особенный интерес, так как из них следует, что не доходя порога имеется резонансное состояние с изотопическим спином $T=1$. Отрицательная длина рассеяния может быть следствием либо потенциала отталкивания, либо наличия сразу под порогом реакции резонансного состояния, как это показано на рис. 3.7. Независимо от силы отталкивающего

взаимодействия это отталкивание не может привести к длине рассеяния, большей радиуса действующих сил. Поэтому большая отрицательная длина рассеяния подразумевает резонанс сразу под порогом реакции, и

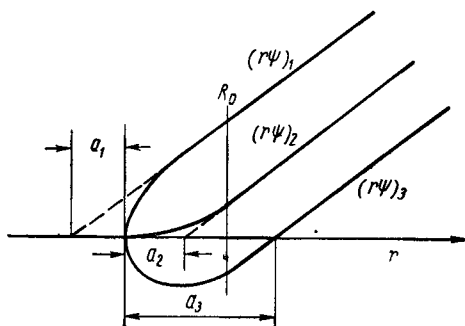


Рис. 3.7. Схематическое изображение зависимости радиальной части волновой функции для K^-p -рассеяния от радиуса r . Отрицательная длина рассеяния может быть вызвана или силами отталкивания a_2 , или резонансом a_3 под порогом покоящейся системы K^-+p .

Таблица 3.3

Длины рассеяния K^-n -взаимодействий*

Параметр	$A_0, 10^{-13} \text{ см}$	$A_1, 10^{-13} \text{ см}$
a^+	$0,05 \pm 0,2 + i(1,10 \pm 0,25)$	$1,45 \pm 0,2 + i(0,35 \pm 0,08)$
a^-	$-0,75 \pm 0,4 + i(2,0 \pm 0,35)$	$-0,85 \pm 0,15 + i(0,21 \pm 0,04)$
b^+	$1,25 \pm 0,4 + i(2,0 \pm 0,3)$	$0,75 \pm 0,2 + i(0,24 \pm 0,05)$
b^-	$-1,85 \pm 0,15 + i(1,10 \pm 0,9)$	$-0,10 \pm 0,2 + i(0,65 \pm 0,15)$
I (a^-, b^+)	$-0,22 \pm 1,07 + i(2,74 \pm 0,31)$	$0,02 \pm 0,33 + i(0,38 \pm 0,08)$
II (a^+, b^-)	$-0,59 \pm 0,46 + i(0,96 \pm 0,17)$	$1,20 \pm 0,06 + i(0,56 \pm 0,15)$

* Решения a^+ , a^- , b^+ , b^- получены Далитцем и Туаином; χ^2 -анализ дал, что решения I и II, приведенные Далитцем, являются наилучшими. Интерпретация K^-D - взаимодействий и анализ взаимодействий медленных K^- -мезонов в эмульсии дает предпочтение решению I [45].

первое решение, по-видимому, связано с существованием гиперонной изобары Y^* с изотопическим спином $T=1$. Если это так, то изобара Y^* должна иметь спин $1/2$ и отрицательную четность, чего, однако, найдено не было.

Существующие данные о полных сечениях K^+p - и K^-p -взаимодействий совместно с различными формами дисперсионных соотношений для нулевого переданного импульса были использованы при попытке определить свойства вкладов от нефизической области. Эти вклады, проистекают от вычетов полюсов, соответствующих реакциям в нефизической области $K^-+p \rightarrow \Lambda$ и $K^-+p \rightarrow \Sigma$, а также от разрезов, представляющих реакции $K^-+p \rightarrow \Lambda+\pi$ или $K^-+p \rightarrow \Sigma+\pi$ ниже порога. В частности, резонансы в $\Lambda\pi$ -рассеянии при полных энергиях 1385 Мэв и 1405 Мэв могут давать вклады почти как полюса. Сложность этого вопроса не позволяет считать существующие результаты окончательными.

Вероятность поглощения K^- -мезонов в жидком водороде на длине dl равна $ndl\sigma_a$, где n — число протонов в кубическом сантиметре и σ_a — сечение поглощения. Вероятность поглощения за секунду ω равна $n\sigma v$, где v — скорость K^- -мезона, или

$$\omega = n2\pi k^{-1} (b_0 + b_1) v = n2\pi (b_0 + b_1) \hbar m^{-1},$$

где m — приведенная масса K^- -мезона и нуклона. Вероятность захвата теперь не зависит от энергии и соответствует среднему времени жизни ω^{-1} около $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек, что несколько больше, чем среднее время жизни по отношению к распаду. Так как у остановившихся K^- -мезонов наблюдается не распад, а ядерное взаимодействие, то очевидно, что они захватываются на атомные орбиты, где вероятность взаимодействия велика. Плотность протонов для K^- -мезонов, находящихся в атомном состоянии $1s$ равна $\left[\frac{4}{3}\pi a^3\right]^{-1}$, где a — радиус боровской орбиты K^- -мезона. Эта плотность равна $5 \cdot 10^{31}$ протонов/см³, т. е. в 10^9 раз больше плотности жидкого водорода. Время жизни для захвата с $1s$ -состоянием равно тогда $2 \cdot 10^{-17}$ сек, а это значительно больше, чем величина обратного значения натуральной частоты $\frac{E}{\hbar}$, где E — энергия связи, и поэтому состояние хорошо определено.

Захват из состояния $2p$ существенно подавлен, так как волновая функция мезона в протонной координате значительно меньше из-за центробежного барьера. Однако для изолированного K^-p -атома этот захват еще может конкурировать с радиационным переходом в $1s$ -состояние. Большая часть K -мезонов по статистическим причинам захватывается на орбиты с высокими значениями орбитального момента, и для изолированных атомов преобладают дипольные переходы, поэтому большинство K -мезонов в конце концов переходят на p -орбиту, и должен доминировать захват в p -состоянии. Однако все интересующие нас эксперименты выполнены с жидким водородом, где K -мезоатомы претерпевают частые столкновения с другими атомами. Эти столкновения вносят возмущения в волновую функцию системы K -мезон + протон, во многом аналогичные возмущениям, вызываемым эффектом Штарка. При этом значительно увеличивается волновая функция K -мезона в области расположения протона. Это возмущение можно рассматривать как примешивание s -состояния к состоянию с высокими значениями орбитального момента, что сильно увеличивает вероятность захвата из s -состояния волновой функции. Как следствие этого, кажется вероятным, что почти весь захват происходит из s -состояния*. При этом результаты точных измерений относительной вероятности реакций, произведенных в пучке останавливающихся K -мезонов [24] (что позволяет измерить эти вероятности более точно), можно использовать для определения мнимой части длины рассеяния s -волны, а также относительной фазы амплитуд рассеяния в состояниях с изотопическим спином $T=0$ и $T=1$. Кроме того, изотропия в распадах Σ^0 - и Λ -гиперонов, родившихся при захвате остановившихся K -мезонов, дополнительно свидетельствует о том, что спин этих частиц равен $1/2$ (см. § 2.3).

3.6. Резонансы с участием странных частиц

Существует большое количество барионных и мезонных состояний, которые распадаются через сильные взаимодействия. С феноменологической точки зрения

* На этот эффект впервые обратил внимание L. Madansky; подробное обсуждение приведено в работе [27].

можно рассматривать это явление как резонансное взаимодействие продуктов распада, хотя некоторые из этих состояний имеют более глубокий смысл. Со временем, возможно, будут существовать критерии, которые позволят проводить различие между стабильными и нестабильными состояниями, в зависимости от того, являются ли они в некотором смысле фундаментальными, или они имеют динамический характер и могут быть описаны с помощью взаимодействий фундаментальных частиц. В рамках наших сегодняшних знаний такие нестабильные состояния в общем случае отличаются от стабильных только по энергии, а различия по энергии сами по себе отражают скорее количественный эффект, чем существенные качественные отличия.

Вполне возможно, что критерий, с помощью которого можно проверить фундаментальность природы частицы, покажет, что некоторые нестабильные частицы, или изобары, фундаментальны, а некоторые стабильные состояния являются динамическими компаунд-состояниями. Пунктирные линии на графике энергетических уровней (см. рис. 3.1) показывают положение этих состояний по отношению к порогам некоторых реакций и массам стабильных частиц, а в табл. 3.4 приведена остальная существенная информация, касающаяся возбужденных состояний странных частиц.

Нестабильные состояния, так же как и стабильные, описываются, во-первых, свойствами их симметрий, связанными с квантовыми числами спина, четности, странности, изотопического спина и барионного заряда, а во-вторых, динамическими свойствами: резонансной энергией и парциальной шириной для различных видов распада. Резонансная энергия и ширина рассматриваются как действительная и мнимая части массы. При отсутствии динамической теории взаимодействий определение преобладающих типов распада не играет основной роли в идентификации состояния. Гиперонную изобару Y^* , почти всегда распадающуюся на Λ -частицу и π -мезон, нельзя считать состоянием $\Lambda + \pi$ в большей мере, чем состояниями $\bar{K} + N$, $\Sigma + \pi$ или другими комбинациями, которые имеют требуемые квантовые числа. Конечно, существуют матричные элементы, связывающие гиперонную изобару со всеми такого рода состояниями,

которые осуществляются либо в результате реальных переходов в энергетически разрешенные состояния, либо в результате виртуальных переходов в энергетически запрещенные.

Таблица 3.4

Параметры резонансов со странными частицами*

Частица	Масса, $Mэв/c^2$	Ширина, $Mэв/c^2$	Изотоп- спин	Спин и четность	Моды распада	Ссылки
K^*	885	50	1/2	1- (?)	$K\pi$	[28a]
Y_1^*	1385	45	1	(?)	$\Lambda\pi$ < 5% ($\Sigma\pi$)	[28б]
Y_0^*	1405	50	0	?	$\Sigma\pi$	[28в]
	1520	16	0	3/2-	$K\rho, \Sigma\pi,$ $\Lambda+2\pi$	[28г]
	1815	120	0	$\geq 3/2(?)$	Много каналов	[28д]

* Современное состояние. См. приложение.— Прим. ред.

Некоторые аспекты динамики этих состояний не зависят от понимания подробностей взаимодействия и описываются с помощью резонансной теории. Рассмотрим распад узкого резонанса или долгоживущей изобары Y с резонансной энергией E_λ на две частицы U и V . Можно предположить, что амплитуда состояния Y убывает со временем, как $\exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right)$, где τ — среднее время жизни. Так как время и энергия — дополнительные величины, то Фурье-компонента амплитуды, как функция времени, имеет вид $A_r = \exp\left(-\frac{t}{2\tau}\right) \exp\left(-\frac{iE_\lambda t}{\hbar}\right)$, следовательно, как функция от энергии E амплитуда A_r пропорциональна $\left[(E_\lambda - E) - \frac{i\Gamma}{2}\right]^{-1}$, где $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$. При изменении энергии E от $E \ll E_\lambda$ до $E \gg E_\lambda$ траектория амплитуды описывает на комплексной плоскости окруж-

ность в направлении против часовой стрелки, как это показано на рис. 3.8, *a*, и фаза амплитуды меняется на 180° ; знак производной определяется знаком τ , т. е. причинностью. Это общее описание видоизменяется в зависимости от конкретных особенностей механизма рождения изобары; амплитуда A_r при этом умножается на комплексную величину, представляющую амплитуду рождения изобары, и складывается с комплексной амплитудой фона A_b , сравнительно мало зависящей от энергии. Траектория амплитуды A , равная $A_b + A_r$, имеет характерную зависимость от энергии, как это показано на рис. 3.8, *б*. Из рисунка видно, что положение резонансной амплитуды при этом как-то смещается на окружности. Заметим, что для A сдвиг фаз δ необязательно будет проходить весь интервал 180° . Далее, интенсивность (пропорциональная $|A|^2$) проходит в общем случае через максимум и минимум, причем максимум не обязателен при $E = E_\lambda$. Фактически может быть аномальная ситуация, когда в резонансе будет минимальная интенсивность или когда центр окружности сдвинут за счет добавления амплитуды фона в начало координат, при этом интенсивность вообще не изменяется в области резонанса, хотя фаза претерпевает изменения.

Интерференция с амплитудой фона приводит к таким осложнениям, как изменение значений резонансной энергии, ширины и относительной вероятности распада по разным каналам для состояний, образовавшихся в различных условиях [29], например, под различными углами и при разных энергиях или в различных реакциях.

Некоторые изобары распадаются на пары таких частиц, для которых в лабораторных условиях возможно провести эксперименты по рассеянию. Амплитуда рассеяния для парциальной волны, соответствующая квантовым числам изобары, изменяется с энергией, как это показано на рис. 3.8, *б*, с теми дальнейшими ограничениями, что амплитуда заключена в верхней полуплоскости и ограничена по величине требованием унитарности матрицы рассеяния (см. § 5.2). Ограничения, налагаемые требованием унитарности, иногда устанавливают полезные нижние пределы для спина изобары. В частности, сечение образования изобар, распадающихся по каналу b , будет не больше, чем

$(2j+1) (2i+1)^{-1} (2s+1) 4\pi k^{-2} \frac{(\Gamma_a \Gamma_b)^2}{\Gamma_t^2}$, где j — спин изобары; i — спин падающей частицы, s — спин частицы мишени; k — волновое число в системе центра масс; Γ_a — ширина для падающей частицы; Γ_b — ширина распада изобары по каналу b ; Γ_t — полная ширина. Полное сечение для взаимодействия K^- -мезонов с протонами около резонанса при энергии 700 Мэв показано на

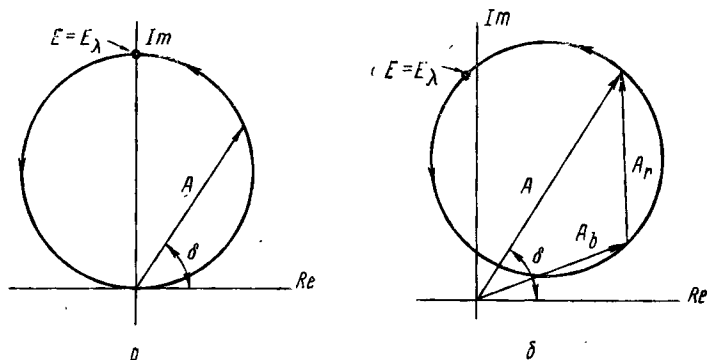


Рис. 3.8. Диаграммы резонансной амплитуды рассеяния A , изображенной в комплексной плоскости:

a — изменение амплитуды A в зависимости от энергии; b — резонанс когерентно интерферирует с соответствующими фоновыми процессами (изображено добавлением амплитуды A_b).

рис. 3.6 вместе с величинами $4\pi k^{-2}$ и $8\pi k^{-2}$, означающими пределы сечений для образования состояний со спином j , равным $1/2$ и $3/2$. Так как разница между минимальным и максимальным сечениями более чем $4\pi k^{-2}$, спин состояния должен быть большим, чем $1/2$.

Часто изобара распадается только на две частицы такого вида, которые нельзя использовать в экспериментах по рассеянию, как это происходит, например, в случае распада изобары по каналу $Y^* \rightarrow \Lambda + \pi$, или же изобары могут распадаться только на три частицы. Обнаружение таких изобар и изучение их свойств следует производить с помощью исследования конечных продуктов реакций, в которых наряду с другими частицами могут образовываться изобары. Простейший случай представляют реакции, конечное состояние которых содержит всего три частицы. Релятивистски инвариантная

величина M , образованная суммой четырех векторов энергии-импульса двух любых частиц $M^2 = (p_a + p_b)^2$, равна массе гипотетического состояния, распадающегося на эти частицы. Можно ожидать, что при построении вероятностей появления таким образом построенных эффективных масс будет наблюдаться пик около значения, близкого к массе изобары. Существование изобары, которая распадается более чем на две частицы, можно установить, рассматривая распределение величин инвариантной массы M для нескольких частиц.

Двумерное представление состояния из трех частиц с помощью диаграмм Далитца — Фабри, подробно рассмотренное в § 4.2, также полезно, когда полная энергия в системе центра масс W фиксирована. В этом методе изучаемые события заносятся на диаграмму в зависимости от кинетических энергий двух частиц в системе центра масс реакции. На рис. 3.9 показано представление данных для реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$; на нем нанесены события, зарегистрированные в водородной пузырьковой камере, помещенной в пучок K^- -мезонов с импульсом $1100 \text{ Мэв}/c$ [30]. Так как $T + M = W - m$, где T — кинетическая энергия двух разлетающихся частиц с массами M и m , то максимум вероятности нахождения событий около значения M , равного массе изобары, проявляется как пик в распределении вероятности, взятой в зависимости от T . Такое сгущение, обусловленное существованием состояния Y^* с массой 1385 Мэв и шириной около 40 Мэв , ясно видно на рис. 3.9.

Поскольку изотопические спины Λ -гиперона и π -мезона равны соответственно 0 и 1, то гиперонная изобара Y^* имеет изотопический спин 1 и, конечно, странность, равную -1 .

Так как равные площади диаграммы Далитца — Фабри соответствуют равным объемам фазового пространства, то отклонения от однородного заселения часто рассматриваются как определенные указания на существование взаимодействий в конечном состоянии. Однако к большим отклонениям от однородной заселенности приводят эффекты, обусловленные центробежным барьером, симметриями и законами сохранения момента количества движения [29]. Существование пиков в спектрах эффективных масс многочастичных конечных состояний, связанных с изобарами, можно описать как

результат взаимодействий или рассеяния частиц в конечном состоянии. Амплитуды рождения при фиксированной полной энергии W или кинетической энергии T зависят от эффективной массы M так, как показано на рис. 3.8. Снова в результате интерференции с фоновыми

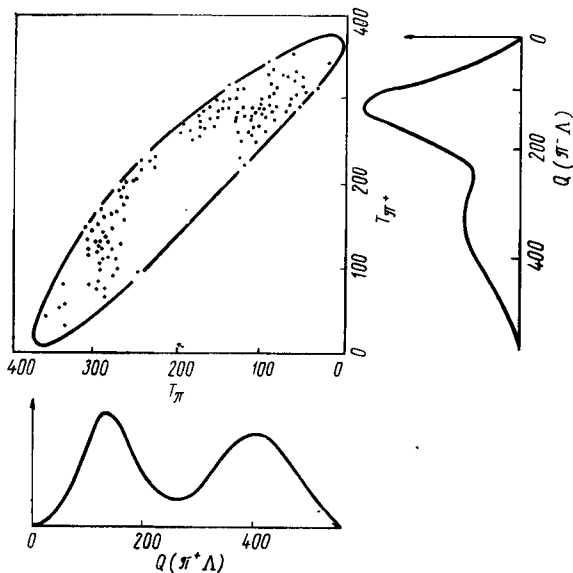


Рис. 3.9. Диаграмма Далитца—Фабри для конечного состояния реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-$. Концентрация точек вдоль линии $T_{\pi^+} \sim 290$ Мэв соответствует рождению изобары Y_1^* с энергией покоя 1385 Мэв.

амплитудами измеренные параметры изобар могут меняться в зависимости от типа реакции их генерации.

Методы, используемые для измерения спинов квазистабильных странных частиц, таких, как Λ - и Σ -гипероны и K -мезоны, имеют ограниченное применение при определении спинов изобар. В отсутствие фоновых реакций угловые распределения продуктов распада гиперонных изобар, родившихся в состоянии с проекцией спина $1/2$ на определенное направление z , однозначно опре-

деляются спинами изобар. В частности, состояния со спином $1/2$ распадаются изотропно, а состояния со спином $3/2$ имеют угловое распределение продуктов распада вида $1/2 + 3/2 \cos^2\theta$, где θ — угол между направлением распада изобары и осью квантования z . (Этот вопрос подробно рассмотрен в § 2.2.) Одним из существенных случаев, когда имеет место такое выстраивание изобар, является их рождение как компаунд- или промежуточных состояний в рассеянии частиц с полным спином $1/2$. Так как орбитальный момент количества движения не имеет компоненты по направлению пучка, то проекция спина изобары на направление пучка равна $1/2$.

Вследствие этого изобары Y , родившиеся во взаимодействии $K^- + p \rightarrow Y \rightarrow$ (продукты распада) в пучках K^- -мезонов с энергиями в лабораторной системе 140 и 700 Мэв, оказываются выстроенными и будут распадаться с угловыми распределениями, характеризующими их спины, правда, несколько искаженными из-за интерференции с нерезонансным фоновым рассеянием.

Измерения углового распределения упругого рассеяния в области первого из этих резонансов показывают, что спин K^-p -состояния, образующегося при энергии падающих K^- -мезонов 140 Мэв, равен $3/2$ и его четность отрицательна [31]. Фон от нерезонансного рассеяния почти изотропен, и ни его интенсивность, ни угловое распределение при уменьшении энергии существенно не изменяются. Это поведение характерно для рассеяния в S -состоянии. Рассеяние в почти чистом $P_{1/2}$ -состоянии близко к изотропному, но оно сильно зависит от энергии при ее уменьшении. Никакая комбинация состояний с более высокими моментами количества движения привести к изотропии не может. При резонансной энергии обнаружена сильная анизотропия рассеяния вида $\cos^2\theta$, где θ — угол рассеяния, причем других степеней, особенно $\cos^4\theta$ и $\cos \theta$, почти не содержалось. Наличие члена с $\cos^2\theta$ и отсутствие члена с $\cos^4\theta$ сразу указывают на то, что спин резонансного состояния равен $3/2$. $P_{1/2}$ -состояния интерферирует с фоновым S -состоянием, приводя к продольной асимметрии, т. е. к появлению члена вида $\cos \theta$, который меняет знак при переходе через резонансную энергию. Так как подобного поведения не обнаружено, то резонансное рассеяние происходит в

состоянии $D_{3/2}$. Тогда в предположении о псевдоскалярности K -мезона следует, что четность резонансного состояния отрицательная ¹.

Это состояние распадается также по каналу $\Sigma + \pi$. Проведенный анализ углового распределения и поляризации Σ -гиперонов использовался для установления относительной $NK\Sigma$ -четности, которая найдена положительной [32]. Ниже резонанса угловые распределения реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma + \pi$ почти изотропны и в зависимости от четности Σ -гиперонов в конечном состоянии, вероятно, преобладает либо S -, либо $P_{1/2}$ -волна, если начальное состояние Kp -системы будет S -состояние. Резонансным состоянием $\Sigma + \pi$ -системы является либо $D_{3/2}$ -, либо $P_{3/2}$ -состояние, образующееся через резонансное $D_{3/2}$ -состояние Kp -системы. Обнаружено, что экспериментальные данные хорошо описываются ψ -состоянием, являющимся комбинацией S - и D -волн, которая при всех обычных предположениях и отрицательной относительной $NK\Lambda$ -четности (см. § 3.7) означает, что относительная $NK\Sigma$ -четность также отрицательна, т. е. относительная $\Sigma\Lambda$ -четность положительна.

Неоднозначность типа Минами можно исключить следующим образом. Формальное обращение Минами приводит к состоянию $\sigma\theta|\psi\rangle$ (см. § 2.4), которое имеет противоположную четность, но дает те же угловые распределения. Оно исключается, поскольку предсказывает противоположные знаки поляризации в силу того, что оператор $\sigma\theta$, где σ — дираковский спиновый оператор, поворачивает спин на 180° относительно направления рождения θ . Так как поляризация зависит от членов вида $2\text{Im}A^*B$, где A и B — амплитуды соответственно без переверота спина и с переверотом спина, то комплексное сопряжение изменяет знаки фаз амплитуд и знаки поляризаций. Таким образом, состояние $(\sigma\theta|\psi\rangle)^*$ приводит к тем же самым угловым распределениям и поляризациям, но решение получается с противоположной четностью. Операция комплексного сопряжения по существу — операция обращения времени. Резонансная амплитуда для решения $(\sigma\theta|\psi\rangle)^*$ с отрицательной четностью Σ -гиперона, нарушая причинность, с увеличением энергии двигается в комплексной области

¹ Речь идет об относительной YKN -четности. — Прим. ред.

по направлению часовой стрелки, в то время как при возникновении распада после образования состояния амплитуда должна двигаться против часовой стрелки.

Достоверность заключения, что четность Σ -гиперона положительна, ограничена наличием несвязанных решений с отрицательной четностью, которые не исключаются имеющимися данными*.

Гиперонные изобары, образовавшиеся в результате взаимодействий в конечном состоянии, при некоторых обстоятельствах оказываются выстроенными. Если в реакциях типа $K^- + p \rightarrow Y^* + \pi^-$ полный спин исходных частиц, в данном случае K^- -мезона и протона, равен $1/2$ и если спин добавочной частицы, в данном случае π -мезона, равен 0, то Y^* -изобары, родившиеся в направлении вперед или назад, выстроены так, что проекции их спинов на направление пучка равны только $1/2$. Аргументы в этом случае подобны тем, которые были использованы при определении спинов гиперонов в § 2.4. При определенных энергиях и углах рождения изобары могут быть поляризованы. Анализ корреляций между направлением поляризации изобары и поляризации гиперона, на который она распадается, позволяет установить ее четность. Этот вопрос детально будет рассмотрен в § 4.3 в связи с определением четности конечных состояний, получающихся при распаде гиперонов в результате слабых взаимодействий. Результаты прямого применения этих методов свидетельствуют о том, что спин изобары Y^* равен $1/2$, распадается она в S -состояние ($\Lambda-\pi$)-системы, и поэтому относительная $Y\Lambda$ -четность отрицательна [33]**.

Достоверность подобных заключений в значительной мере снижена из-за трудностей, возникающих вследствие когерентной интерференции с нерезонансными фоновыми процессами. Небольшая примесь таких состояний может значительно изменить угловые распределения распада и повлиять на результаты определения спина и четности изобары Y^* , а также ширины и вероятности

* См. стр. 43.

** Большая совокупность полученных в последнее время экспериментальных данных свидетельствует о том, что Y^* -изобара с массой 1385 Мэв распадается в $P_{3/2}$ -состояние $\Lambda\pi$ -системы, и поэтому относительная $Y^*\Lambda$ -четность положительна. — *Прим. ред.*

распада по каналу $\Sigma + \pi^*$. Интерференции значительно усложняют анализ экспериментов по рассеянию.

Естественной единицей времени жизни изобары τ является величина $\frac{a}{v}$, где a — радиус элементарной частицы и v — относительная скорость распадающихся частиц.

Наличие центробежных барьеров удлиняет время жизни на коэффициент P^{-1} , где P — коэффициент прозрачности, и характерная внутренняя вероятность распада, называемая здесь приведенной шириной θ^2 , меньше единицы. Если использовать радиус $a = \frac{\hbar}{m_{\pi}c}$, то для ширины состояния получим выражение $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \theta^2 (m_{\pi}c^2) \beta P$ или сумму этих величин при существовании различных видов распада. Для большинства изобар оказывается, что сумма $\sum_i \theta_i^2$ для всех видов распада не сильно отличается от 1, т. е. почти такая же, как для случая распада при потенциале, имеющем форму прямоугольной ямы, при условии, что такие изобары представляют простые конфигурации.

Поискам изобар особое внимание уделяется потому, что это способствует расшифровке симметрий элементарных частиц. В этой связи возникает необходимость исследования классов состояний, труднодоступных для наблюдений. Некоторые специфические случаи представляют особый интерес. Рассмотрим, например, поиски некоторой гипотетической изобары Y с помощью измерений полного и парциальных сечений взаимодействий K^- -мезонов с нуклонами. Сечения процесса при высоких энергиях изменяются с энергией E как E^{-2} , зависят от спина изобары как $(2j+1)$ и пропорциональны $\frac{\Gamma_s \Gamma_a}{\Gamma_s + \Gamma_a}$, где Γ_s — ширина упругого рассеяния и Γ_a — ширина для всех других процессов. Обнаружение изобары затруднено при малых значениях ее спина j , больших значениях энергий E , а также в случае $\Gamma_s \ll \Gamma_a$. Если ширина Γ_a ве-

* Интересный пример влияния интерференции, возникающей при резонансном рассеянии двух π -мезонов на Λ -гипероне в реакции $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi + \pi$, рассмотрен Далитцем и Миллером [34].

лика, то любые изменения, происходящие вблизи резонансной энергии, могут быть завуалированы изменениями сечений нерезонансных процессов. Такую изобару лучше наблюдать во взаимодействиях в конечном состоянии, хотя и в этом случае она может быть плохо различима. Особенно трудно обнаружить состояния с большими значениями изотопического спина. Рассмотрим для определенности гиперонную изобару со странностью $S = -1$ и изотопическим спином $T = 3$. Она может распадаться по схемам $\Lambda + \pi$, $\bar{K} + n$ или $\Sigma + \pi$ только в случае несохранения при распаде изотопического спина за счет электромагнитных взаимодействий, проявляющихся прежде всего в разнице масс у членов изотопических мультиплетов. Если масса такой изобары меньше, чем масса Σ -гиперона и двух π -мезонов, то ее ширина весьма мала, возможно, порядка 1 Мэв или меньше. При исследовании взаимодействий в конечном состоянии этот эффект обнаруживается как распад с несохранением изотопического спина состояния с $T = 3$, родившегося в реакции $\pi^- + p \rightarrow Y + \pi + \pi$. Если же масса изобары больше, то на ее существование указывают пики в инвариантной массе Σ -гиперона и двух π -мезонов, родившихся в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma + 4\pi$.

Из рассмотрения рис. 3.1 видна необычная степень корреляции между резонансами и порогами, которая в свое время привела к формулировке некоторых модельных соображений относительно возможных связей между ними.

В частности, предполагалось, что некоторые пики не есть резонансы, а особенности типа каспов, связанные с существованием порогов различных реакций. Необходимым, но недостаточным условием для такого объяснения является быстрый рост сечений этих реакций над их порогами до величин, близких к предельным значениям, определяемым условиями унитарности. Раньше уже отмечались два частных случая, когда пики в сечениях можно считать не резонансами, а каспами, а именно пик в полном сечении K^-p -взаимодействия при 700 Мэв^* (см. § 3.5) и пик в сечении процесса $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K$ при энергии падающих π -мезонов 900 Мэв (см. § 3.3).

* См. примечание на стр. 76. — *Прим. ред.*

Другим важным механизмом, который приводит к появлению в сечении пиков, не являющихся истинными резонансами, может быть рассеяние изобары на одной из частиц от ее распада [35]. Чтобы пояснить этот тип взаимодействий, рассмотрим рассеяние π -мезона на изобаре, распадающейся на Λ -гиперон и π -мезон. В частности, рассмотрим рассеяние π -мезона на покоящейся

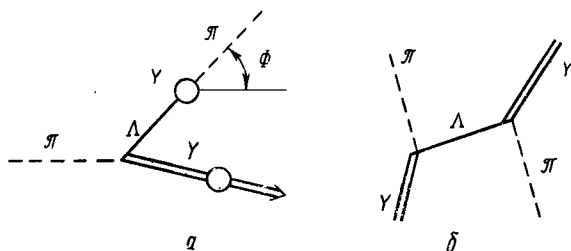


Рис. 3.10. Диаграммы рассеяния на изобаре одного из продуктов ее распада (а) и обменного рассеяния (б); вершины представляют распады, удовлетворяющие условию $M_Y > (M_\Lambda + M_\pi)$.

Y -изобаре, при котором Y -изобара сначала распадается на Λ -гиперон и π -мезон, а падающий π -мезон взаимодействует с Λ -гипероном, снова образуя Y -изобару, как это показано на рис. 3.10, а. Кинематически этот процесс представляет упругое πY -рассеяние. Угол распада первичной изобары ϕ в этом случае — угол рассеяния в лабораторной системе координат. При каждом значении угла ϕ для резонансного (π — Λ)-взаимодействия, приводящего к образованию Y -изобары, требуется различная энергия падающих π -мезонов. Сечение рассеяния π -мезонов имеет «горб» в этой физически ограниченной области энергий.

Рассмотренный процесс не ограничивается такой простой физической ситуацией. Исследуем, например, с помощью дисперсионных соотношений диаграмму на рис. 3.10, б. При фиксированной величине переданного импульса $(p_Y + p_{\pi'})^2$, где p — четырехмерный вектор энергии — импульса, амплитуда рассеяния имеет полюс в физической области по инвариантной полной энергии $(p_\pi + p_Y)^2$. Существование этого полюса увеличивает сечения рассеяния в этом интервале полной энергии. Так

как процесс $\pi + Y \rightarrow \pi + Y$ связан с более часто наблюдаемыми реакциями, такими, как $K + p \rightarrow \pi + Y$, а следовательно, и с $K + p \rightarrow K + p$ и т. д., то этот пик, вызванный одним и тем же резонансом, может проявляться во многих процессах. Однако такой пик отличается от описанных ранее в этой главе резонансов как по форме, так и тем, что он будет представлять смесь различных состояний по четности и моменту количества движения.

3.7. Гиперядра

Сохранение странности приводит к тому, что при низких энергиях взаимодействие Λ -гиперонов с нуклонами сводится только к упругому рассеянию. Если между нуклоном и Λ -гипероном существуют силы притяжения, то должны существовать связанные состояния нуклонов и Λ -гиперона с временами жизни порядка времени жизни Λ -гиперона. Такие гиперядра, или гиперфрагменты, были действительно найдены Данышем и его сотрудниками [36] среди осколков ядер фотоэмульсии, облученной космическими лучами высоких энергий. Изучая гиперядра, можно получить информацию о сильных взаимодействиях Λ -гиперонов и нуклонов, ответственных за связанные состояния Λ -гиперонов, и одновременно о слабых взаимодействиях, которые приводят к распадам гиперфрагментов.

В предположении независимости ядерных сил от электрического заряда и спина энергия ядра определяется законами симметрии: состояния, с наивысшей симметрией и, следовательно, имеющие наименьшее число узлов для пространственной волновой функции, будут иметь наименьшую энергию. Каждая пространственная волновая функция связывается с различными спиновыми и зарядовыми состояниями. Расщепление этих супермультиплетов вызывается хорошо известной спиновой зависимостью ядерных сил и электромагнитными взаимодействиями. В легких ядрах эти взаимодействия недостаточно сильны, чтобы нарушить порядок низших энергетических уровней. Если Λ -гиперон-нуклонные силы одновременно не очень сильные и не сильно зависят от спина или заряда, то для легких гиперядер можно получить аналогичную структуру супермультиплетов. Так как принцип Паули не действует между Λ -гиперо-

ном и нуклонами, то единственная Λ -частица находится в S -состоянии относительно нуклонной структуры, не отличающейся радикальным образом от состояния родительского ядра с этим числом нуклонов. Более того, самое низкое состояние гиперядра эквивалентно состоянию « Λ -гиперон плюс основное состояние родительского ядра», хотя если первое возбужденное состояние лежит очень близко к основному состоянию, то в гиперядре они могут поменяться местами.

Так как слабое взаимодействие, ответственное за распад гиперядер, приводит к временам жизни, в 10^{13} раз большим характерного ядерного времени, то состояния гиперядер хорошо определены. Эти времена жизни больше времени любого электромагнитного перехода в ядре, поэтому состояния, распадающиеся с испусканием нуклонов и, возможно, π -мезона, почти несомненно представляют основные состояния гиперядер. Согласно развитым аргументам спин этого состояния равен спину родительского ядра плюс или минус $1/2$, и так как изотопический спин Λ -гиперона равен 0, то изотопический спин гиперядра совпадает с изотопическим спином родительского ядра.

Для гиперядер принято обозначение ${}_{\Lambda}X^A$, где X — химический символ родительского ядра и A — полное число барионов. Это не совсем правильное обозначение (например, гиперядро ${}_{\Lambda}\text{He}^4$ представляет ядро He^3 плюс Λ -гиперон и не рассматривается как He^4) появилось исторически потому, что считалось, что Λ -гиперон занимает в ядре место нейтрона.

Ядерное вещество имеет приблизительно постоянную плотность, а радиусы ядер определяются из соотношения $R = 1,1 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$, где A — число нуклонов, а коэффициент 1,1 получен из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [37]. Можно ожидать, что потенциал, в поле которого находится Λ -гиперон, пропорционален плотности ядерного вещества, и считать, что Λ -гиперон в ядре подобен частице в прямоугольной потенциальной яме. Поэтому волновая функция Λ -гиперона имеет вид: $r\psi = A \sin Kr$ для $r < R$ и $r\psi = B \exp(-kr)$ для $r > R$, где $K = \pm \{2m\hbar^{-2}(V_0 - |E|)\}^{1/2}$ и $k = \pm (2m|E|\hbar^{-2})^{1/2}$, E — энергия связи, а V_0 — глубина потенциала. Связанное состояние появляется при такой энергии E , для которой $KR \operatorname{ctg} KR = -kR$. Зависимость энергии связи от

атомного веса A для потенциала глубиной $18,5 \text{ Мэв}$ приведена на рис. 3.11. Это меньше, чем соответствующая глубина потенциала для нуклона ($\approx 60 \text{ Мэв}$). Хорошее совпадение с экспериментальными данными говорит в пользу этой простой модели.

Если родительское ядро X^A нестабильно и распадается на тяжелые частицы с выделением энергии ΔE , то соответствующее гиперядро ${}_{\Lambda}X^{A+1}$ тоже нестабильно до

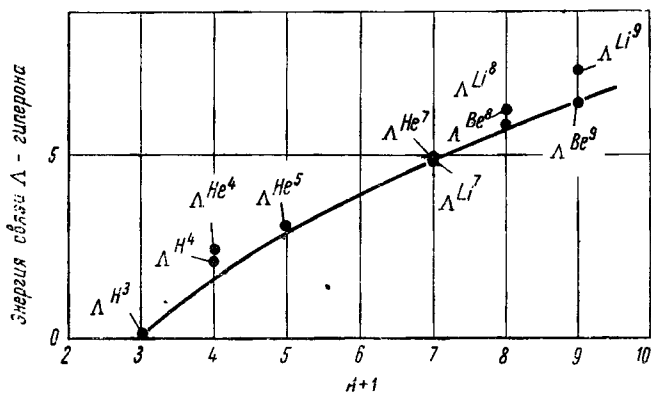


Рис. 3.11. Зависимость энергии связи Λ -гиперона (в Мэв) в легких гиперядрах от их массового числа A . Кривая вычислена для прямоугольной потенциальной ямы радиусом $r = (1,1 A^{1/3} + 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и глубиной $18,5 \text{ Мэв}$. Число 0,5 связано с оценкой радиуса Λ -гиперон-нуклонного взаимодействия.

тех пор, пока энергия связи Λ -гиперона не станет больше, чем ΔE . За исключением ядра Be^8 , эта разность энергии* для легких нестабильных ядер обычно больше, чем энергия связи Λ -гиперона. Таким образом, гиперядра не образуются из легких нестабильных ядер, за исключением ядра Be^9 . В табл. 3.5 [38] приведены известные легкие гиперфрагменты совместно с их родительскими ядрами, а также данными об изотопических спи-

* Не надо путать с резонансной энергией. Резонансное рассеяние $He^4 + n$ при энергии около $0,8 \text{ Мэв}$ соответствует основному состоянию He^5 , однако энергия взаимодействия должна быть много меньше $0,8 \text{ Мэв}$, чтобы связать нейтрон и образовать стабильное ядро He^5 .

нах и энергиях связи. В скобки заключены нестабильные ядерные состояния или гиперядра, которые еще не наблюдались. Наличие или отсутствие различных гиперядер находится в согласии со сделанными предположениями. Кроме того, близкие значения энергий связи у зеркальных гиперядер свидетельствуют в пользу зарядовой симметрии Λ -гиперон-нуклонных сил, т. е. силы между Λ -гипероном и протоном, Λ -гипероном и нейтроном приблизительно одинаковы.

Таблица 3.5

Легкие гиперядра

A	I	Родительские ядра	Гиперядра	Энергия связи, Мэв
1	1/2	(n), (p)	(Λn^2), (ΛH^2)	—, —
2	0	H ²	ΛH^3	0,2
2	1	(nn), (n, p) (He ²)	(Λn^3), —, (ΛHe^3)	—, —, —
3	1/2	H ³ , He ³	ΛH^4 , ΛHe^4	1,81; 1,94
4	0	He ⁴	ΛHe^5	2,82
5	1/2	(He ⁵), (Li ⁵)	(ΛHe^6); (ΛLi^6)	—, —
6	0	Li ⁶	ΛLi^7	4,80
6	1	(Be ⁶), —, He ⁶	ΛBe^7 , —, ΛHe^7	3,7; 4,9
7	1/2	Be ⁷ , Li ⁷	ΛBe^8 , ΛLi^8	6,25; 5,6
8	0	(Be ⁸)	ΛBe^9	6,43

Наблюдаемые отклонения экспериментальных точек от кривой на рис. 3.11 обусловлены приближенностью сделанных предположений. Наибольшие отклонения вызваны тем, что в этом рассмотрении не учитывались изменения ядерной плотности и спиновая зависимость Λ -гиперон-нуклонных сил. Анализ разности энергий связи ядер ΛHe^4 и ΛHe^5 , выполненный Далитцем и его сотрудниками, привел к выводу о том, что Λ -гиперон-нуклонные силы сильно зависят от спина [39], причем силы в синглетном состоянии больше, чем в триплетном состоянии [40]. Разумной мерой усредненного взаимо-

действия между Λ -гипероном и ядром может служить величина $A^{-1} \int V d\tau$, где V — потенциал Λ -гиперон-ядерного взаимодействия, а интеграл взят по объему родительского ядра, определенному из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах и исправленному на эффект сжатия, вызванный присутствием Λ -гиперона. При отсутствии спиновой зависимости сил величина среднего потенциала V , взятая в соответствии с экспериментальными значениями энергий связи, должна быть постоянной. В действительности энергии связи таковы, что требуемое значение среднего потенциала для ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ значительно больше, чем для ${}^{\Lambda}\text{He}^5$. Так как ядро He^4 симметрично, то взаимодействие связанного Λ -гиперона в гиперядре ${}^{\Lambda}\text{He}^5$ усреднено по Λ -гиперон-нуклонным спиновым состояниям. Спин Λ -гиперона, связанного с He^3 , может быть выстроен преимущественно по или против спина ядра He^3 в зависимости от того, какие силы больше, триплетные или синглетные, и средняя сила взаимодействия, характеризуемая введенным интегралом, в гиперядре ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ будет больше, чем в гиперядре ${}^{\Lambda}\text{He}^5$.

Приблизительно 67% распадов гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ идет по каналу ${}^{\Lambda}\text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \pi^0$ [41], где нуклон от распада Λ -гиперона захватывается в вакантное S -состояние α -частицы. Если спин гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ равен нулю, то π -мезон находится в S -состоянии, и вклад в эту реакцию вносят распады Λ -гиперона только в S -состояние его конечной π -нуклонной системы. Если спин гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ равен 1, то π -мезон находится в P -состоянии; конечное состояние обладает положительной четностью, и вклад вносят только распады Λ -гиперона в P -состояние. Поскольку распад Λ -гиперона в S -состояние более вероятен, чем распад в P -состояние (§ 4.3), то наблюдаемая экспериментально большая величина отношения вероятностей мезонных и безмезонных распадов указывает на то, что спин гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ равен нулю и силы между Λ -частицей и нуклоном в синглетном состоянии сильнее, чем в триплетном.

Если спин гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}^4$ равен нулю, то существование реакций $K^- + \text{He}^4 \rightarrow {}^{\Lambda}\text{He}^4 + \pi^-$ указывает на то, что относительная $nK\Lambda$ -четность отрицательна [42]. Эта реакция составляет около 3% взаимодействий оставшихся K^- -мезонов в жидком гелии [43]. Так как

внутренние спины всех частиц в этой реакции равны нулю, то орбитальный момент начальной системы, состоящей из K -мезона и ядра He^4 , такой же, как и у конечной системы, состоящей из π -мезона и гиперядра ${}_{\Lambda}He^4$. Произведения внутренних четностей частиц в начальном и в конечном состояниях должны быть одни и те же. Считая относительную четность Λ -гиперона и нуклона положительной, получим, что относительная четность ядер He^4 и ${}_{\Lambda}He^4$ положительна, а тогда относительная NKA -четность такая же, как и относительная $N\Lambda A$ -четность, т. е. отрицательная.

Сохранение странности и изотопического спина накладывают ограничения на виртуальные переходы, дающие вклад в Λ -гиперон-нуклонные силы. В частности, обмен одним π -мезоном невозможен, и область действия сил определяется обменом двумя π -мезонами или обменом одним K -мезоном (диаграммы *a* и *b* на рис. 3.12). Поэтому меньшая область взаимодействия скорее, чем разность констант связи, приводит к тому, что Λ -гиперон-нуклонные взаимодействия слабее, чем нуклон-нуклонные. Однако Λ -гиперон-нуклонные силы больше, так как в них могут давать вклад обмен одним K -мезоном (см. рис. 3.12, *в*). Кривая для энергии связи, приведенная на рис. 3.11, указывает на отсутствие гиперфрагмента ${}_{\Lambda}H^2$, но не запрещает существования гиперядер (Σ^+p) или (Σ^-n); однако существует слишком мало экспериментальных данных об образовании таких систем. Возможно также существование связанных состояний вида K^+ -мезон — ядро.

Экспериментально распады гиперядер делятся на мезонные и безмезонные. Для безмезонных распадов возможны два механизма: первый — реальный π -мезон, испущенный в распаде Λ -гиперона, взаимодействует с двумя нуклонами, а затем поглощается, и энергию уносят нуклоны; и второй, более важный, процесс — виртуальные переходы, показанные диаграммами на рис. 3.12, *г* и 3.12, *д*. Вероятность безмезонных распадов в тяжелых ядрах больше, чем в легких, так как большая энергия связи сильно ограничивает волновую функцию областью ядерного вещества и приводит к увеличению вероятности индуцированного безмезонного распада. С другой стороны, мезонный распад ограничен принципом Паули. Нуклоны от распада свободного

Λ -гипероны имеют импульс, равный только 100 Мэв/с, что существенно меньше верхней границы фермиевского импульса в ядре. Поэтому возможный фазовый объем для такого распада весьма мал.

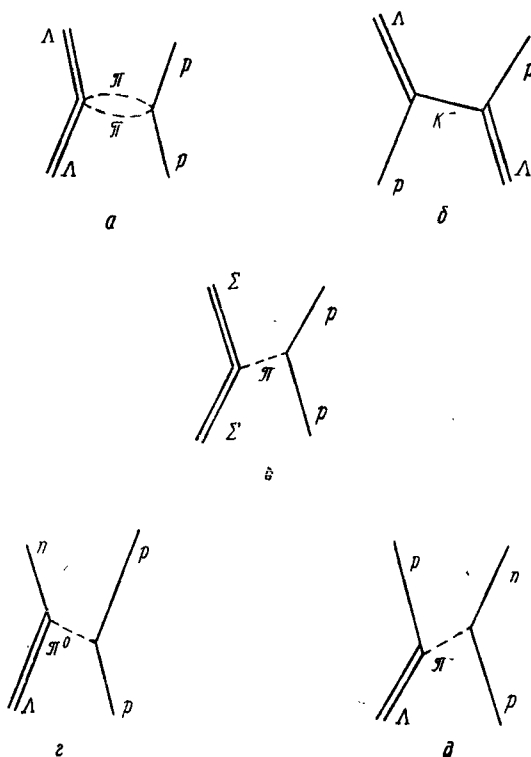


Рис. 3.12. Диаграммы Фейнмана:
а, б, в — виртуальные переходы, дающие вклад в Λ -нуклонные силы; *г и д* — виртуальные переходы, приводящие к немезонным распадам гиперядер.

Мезонный распад в легких ядрах не так сильно ограничен принципом Паули и поглощением π -мезона оставшимися нуклонами. Тогда возможно количественное сравнение схем распада гиперядер с распадами свободных Λ -гиперонов. Безмезонные распады, как показано на рис. 3.12 (диаграммы *г* и *д*), связаны с мезон-

ными распадами, так же как внутренняя конверсия с ядерными электромагнитными переходами. Нуклоны, связанные с Λ -гипероном π -мезонным полем, создают канал для снятия возбуждения гиперядер подобно тому, как орбитальные электроны создают для ядерных электромагнитных распадов такого же типа канал путем непосредственной кулоновской связи электронов с возбужденным ядром. Отношение вероятностей безмезонных и мезонных распадов гиперядер сильно зависит от спина. Вероятность мезонного распада пропорциональна квадрату константы связи слабого взаимодействия, которая определяет свойства π -нуклонного распада Λ -гиперона, умноженному на интенсивность в нуле соответствующей части плоской π -мезон-нуклонной волновой функции; таким образом, вероятность пропорциональна $\frac{k^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2}$, где k — волновое число и l — орбитальный момент. Для мезонной схемы распада импульс π -мезона порядка 100 Мэв/с ; для безмезонного распада по схеме $n + \Lambda \rightarrow n + n$ импульс в системе центра масс порядка 400 Мэв/с . Отношение вероятностей безмезонных и мезонных переходов равно $K \left(\frac{400}{100}\right)^{2l+1} \approx (16)^{l/2}$ где K — константа, зависящая от типа ядра, определяемая изложенными выше соображениями. Поскольку зависимость от орбитального момента l сильная, то изучение вероятностей распадов в легких гиперядрах [44] дает сведения о величинах моментов количества движения продуктов распада Λ -гиперона и, следовательно, о спине Λ -гиперона. Из анализа экспериментальных данных следует, что в распадах легких гиперядер преобладают мезонные распады. Это согласуется с тем, что распад Λ -гиперона происходит преимущественно в S -состояние его конечной π -нуклонной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kronig R. J. Opt. Soc. Amer., 12, 547 (1926); Kramers H. A. Atti. Congr. Intern. Fisici, Como, 2, 545 (1927).
2. Geil-Mann M. Phys. Rev., 106, 1296 (1957); Schwinger J. S. Ann. Phys., 2, 407 (1957).
3. Pais A. Phys. Rev., 110, 574 (1958).
4. Goldberger M. L. Phys. Rev., 99, 979 (1955); Goldberger M. L. Phys. Rev., 99, 986 (1955); Jackson J. D.,

- Screaton G. R. et al. Dispersion Relations, Oliver and Boyd, Edinburgh, 1960.
5. Mandelstam S. Phys. Rev., **112**, 1344 (1958); Chew G. F. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 29 (1959); Annual Reviews, Palo Alto, 1959; Screaton G. R. Dispersion Relations, Oliver and Boyd, Edinburgh, 1960.
 6. Chew G. F., Low F. E. Phys. Rev., **113**, 1640 (1959).
 7. Eisler F. et al. Nuovo Cimento, **10**, 468 (1958); Wolf S. E. et al. Rev. Mod. Phys., **33**, 439 (1961); Baltay C. et al. Rev. Mod. Phys., **33**, 374 (1961); Samios N., Eisler F. Brookhaven National Laboratory, Upton, New York., частное сообщение
 8. Burrowes H. C. et al. Phys. Rev. Lett., **2**, 119 (1959); Brisson J. C. et al. Phys. Rev. Lett., **3**, 561 (1959);
 9. Adair R. K. Phys. Rev., **111**, 632 (1958); Базь А. Н., Окунь Л. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 757 (1958).
 10. Sakurai J. Phys. Rev., **107**, 908 (1957).
 11. Michel L., Rouhaninejad H. Phys. Rev., **122**, 242 (1961).
 12. Cziffra P. et al. Phys. Rev., **114**, 880 (1959).
 13. Breit G., Hull M. H. Nucl. Phys., **15**, 216 (1960).
 14. Loutitt R. I. et al. Phys. Rev., **123**, 1465 (1961).
 15. Ferrari E. Nuovo Cimento, **15**, 652 (1960) and Phys. Rev., **120**, 988 (1960).
 16. Brown H. et al. Phys. Rev. Lett., **8**, 255 (1962) и совместная публикация CERN laboratory, Ecole Polytechnique and the Saclay laboratory. Phys. Rev. Lett., **8**, 257 (1962).
 17. McDaneil B. et al. Phys. Rev. Lett., **1**, 108 (1958); Phys. Rev., **115**, 1039 (1959); Donoho P. L., Walker R. L. Phys. Rev., **112**, 981 (1958); Edwards D. et al. Proceedings of the 1960 International Conference on High Energy Physics at Rochester, Interscience, 1960, p. 369.
 18. Kroll N., Ruderman M. Phys. Rev., **93**, 223 (1954).
 19. Capps R. H. Phys. Rev., **114**, 920 (1959); Kawaguchi M., Moravcsik M. J. Phys. Rev., **107**, 563 (1957); A. Fujii and R. E. Marchak. Phys. Rev., **107**, 570 (1957).
 20. Moravcsik M. J. Phys. Rev. Lett., **2**, 352 (1959).
 21. Ferro-Luzzi M., Tripp R. D., Watson M. B. Phys. Rev. Letters, **8**, 28 (1962); Cook V. et al. Phys. Rev. Lett., **7**, 182 (1961); Kerth L. T. Rev. Mod. Phys., **3**, 389 (1961).
 22. Ball J. S., Frazer W. R. Phys. Rev. Lett., **7**, 204 (1961).
 23. Ross R., Humphrey W. E. Proc. of the Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Physics, Academy of Sciences, U.S.S.R. (1960); Luers D. et al. Phys. Rev. Lett., **7**, 255 (1961).
 24. Reported by L. Alvarez, Proc. of the Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Physics, Academy of Sciences U.S.S.R. (1960).
 25. Watson K. M. Rev. Mod. Phys., **30**, 565 (1958).
 26. Fournet-Davis D., Kwak N., Kaplan M. F. Phys. Rev., **117**, 846 (1960).
 27. Day T. B., Snow G. A., Sucher J. Phys. Rev. Lett., **3**, 61 (1959).
 28. (a) Alston M. H. et al. Phys. Rev. Lett., **6**, 300 (1961).
 б) Alston M. H. et al. Phys. Rev. Lett., **5**, 520 (1960); Martin H. et al. Phys. Rev. Lett., **6**, 283 (1961); Berge J. et al. Phys. Rev. Lett., **6**, 597 (1961).
 (в) Alston M. H. et al. Phys. Rev. Lett., **6**, 698 (1961).

- (r) Ferro-Luzzi M., Tripp R. D., Watson M. B. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 28 (1962).
- (д) Kerth L. T. *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 389 (1961).
29. Adair R. K. *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 406 (1961).
30. Alston M. *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 520 (1960).
31. Ferro-Luzzi M., Tripp R. D., Watson M. B. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 28 (1962).
32. Tripp R. D., Watson M. B., Ferro-Luzzi M. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 175 (1962).
33. Martin H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 283 (1961); Berge J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 597 (1961).
34. Dalitz R. H., Miller D. H. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 562 (1961).
35. Nauenberg M., Pais A. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 82 (1962); Peierls R. F. *Phys. Rev. Lett.* **6**, 641 (1961).
36. Danysz M., Pniewski. *Philos. Mag.* **44**, 348 (1953).
37. Hofstadter R. *Ann Rev. Nucl. Sci.*, **7**, 231 (1957).
38. Ammar R. G. *Nuovo Cimento*, **15**, 181 (1960); Levi-Setti R., Slater W. F., Telegdi V. L. *Nuovo Cimento*, **10**, 68 (1958).
39. Dalitz R. H., Downs B. W. *Phys. Rev.*, **111**, 967 (1958); *Phys. Rev.*, **114**, 593 (1959).
40. Dalitz R. H., Liu L. *Phys. Rev.*, **116**, 1312 (1959).
41. Ammar R. C. et al. *Nuovo Cimento*, **19**, 20 (1961).
42. Dalitz R. H. *Proceedings of the Sixth Annual Rochester Conference on High Energy Physics, Interscience, New York, 1956.*
43. Block M. M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 291 (1959).
44. Karplus R., Ruderman M. *Phys. Rev.*, **102**, 247 (1956).
45. Dalitz R. H. *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 471 (1962); Dalitz R. H., Tuan S. F. *Ann. Phys. (N. Y.)*, **8**, 100 (1959); Ross R., Humphrey W. *Proc. Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elementary Particles, September, 1962*; Capps R. H. and Schult R. L. *Phys. Rev.*, **122**, 1659 (1961); Alvarez L. *Proc. of the Ninth Intern. Ann. Conf. on High Energy Physics Academy of Sciences, U.S.S.R. (1960)*; Alles W., Biswas N., Ceccarelli M. and Crussard J. *Nuovo Cimento*, **6**, 571 (1957); Hill R. D., Heatherington J. and Ravenhall D. G. *Phys. Rev.* **122**, 267 (1961).

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

4.1. Общее рассмотрение

Изучение слабых взаимодействий в последние годы сводилось к стремлению понять все слабые взаимодействия с единой точки зрения — универсального фермиевского взаимодействия, или УФВ. В настоящее время уже достигнут значительный успех в объяснении многих свойств слабых взаимодействий нестранных частиц при описании связи четырех фермионов с помощью плотности лагранжиана взаимодействия в виде [1]

$$L = Gjj^* + \text{эрмитовосопряженный член.} \quad (1)$$

Заряженный ток $j = j_e + j_\mu + j_n$, где $j_e = \overline{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu$ и $j_\mu = \overline{\psi}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu$ — лептонные токи, а j_n — барионный ток вида $j_n = \overline{\psi}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p$. Величины с чертой и без черты представляют операторы рождения и поглощения частицы, а γ — матрицы Дирака. Нейтрино, связанное с μ -распадом, отмечается штрихом, чтобы подчеркнуть его отличие от нейтрино, связанного с β -распадом.

Убедительным экспериментальным доказательством справедливости такого вида взаимодействия является то, что оно хорошо описывает некоторые распады, например β -распад. Так как величины $\overline{\psi}_\mu \gamma_\mu \psi$ и $\overline{\psi}_i \gamma_\mu \gamma_5 \psi$ преобразуются соответственно как вектор V и аксиальный вектор A , то взаимодействие вида (1) представляет собой $(V-A)$ -взаимодействие [1, 2]. Для нуклонных распадов A -часть оказывается на 20% больше, и этот факт можно объяснить эффектами мезонных токов. Однако пока нет оснований говорить о применимости выражения (1) для полного описания слабых взаимодей-

ствий, и его следует рассматривать как заманчивую гипотезу. Следствия, вытекающие из соотношения (1), выражаются с помощью треугольников Пуппи [3], приведенных на рис. 4.1. Согласно этой схеме переходы первого порядка происходят только между парами фермионов, стоящих в вершинах, связанных сторонами

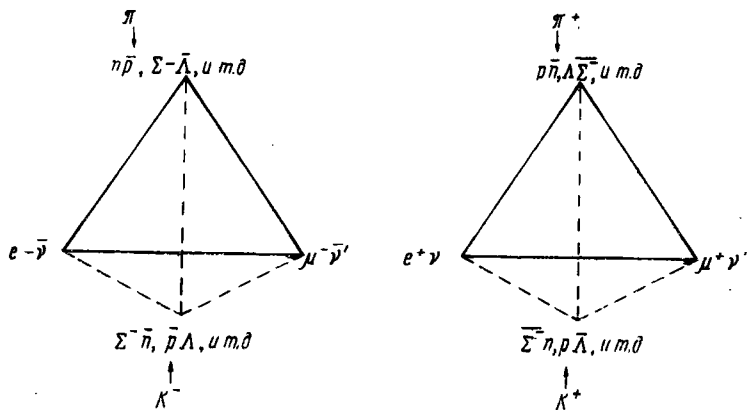


Рис. 4.1. Треугольники Пуппи, описывающие универсальное взаимодействие Ферми.

треугольника. Допускается перенос частицы из начального состояния в конечное и обратно. Для этого надо заменить частицу на античастицу, при этом в качестве разрешенных переходов получаются хорошо известные распады: $n \rightarrow e^- + p + \bar{\nu}$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}'$ и т. д. Кроме того, в этой схеме сохраняется лептонный заряд, а реакция $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + e^+ + e^-$ запрещена, что подтверждается экспериментом.

Распад π -мезона идет через образование пары виртуальных барионов: $\pi^+ \rightarrow p + \bar{n} \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}'$. Такое схематическое описание весьма полезно, так как оно компактно и правильно представляет экспериментальные результаты. Переходы с изменением странности получаются при добавлении к току j в выражении (1) тока j_s , изменяющего странность, причем этот ток меняет странность на единицу. Обычно он имеет форму $j_s = \psi_\Lambda \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_p$, где странность системы, состоящей из Λ -гиперона и антипротона, равна их заряду. Отсутст-

вие таких распадов, как $\Xi \rightarrow n + \pi^-$, говорит о том, что переходы с изменением странности $\Delta S = 2$ не происходят. Если в лагранжиан (1) добавить члены вида $\bar{\psi}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\Sigma^+}$, в которых странность и заряд имеют противоположные знаки, то возможны переходы типа нуклонного распада Ξ -гиперона. На языке диаграмм это означает переходы:

$$\Xi^- + \bar{\Sigma}^0 \rightarrow n + \bar{\Sigma}^+, \quad \Xi^- \rightarrow n + \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^+ = n + \pi^-.$$

Странные частицы включаются в схему Пуппи добавлением еще одной вершины к положительным и отрицательным треугольникам, что приводит к тетраэдрам [4] (пунктирные линии на рис. 4.1). В то время как верхние вершины тетраэдров содержат только такие пары барионов, которые, виртуально аннигилируя, образуют π^+ - или π^- -мезон, дополнительные положительная и отрицательная вершины включают те пары барионов, которые образуют соответственно K^+ - и K^- -мезоны. Это правило приводит к специфическим ограничениям на типы распадов странных частиц. Например, запрещаются следующие переходы: $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+$ (или e^+) + $n + \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu + \bar{\nu}$, $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+$ (или e^+) + ν и $K^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^-$ (или e^-) + $\bar{\nu}$. Эти ограничения обобщаются в правиле $\Delta S = +\Delta Q$, говорящем о том, что в слабых взаимодействиях, включающих изменение странности барионов или мезонов, изменение странности равно изменению заряда.

Распады типа $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu + \bar{\nu}$ не наблюдались, хотя эту моду распада легко детектировать экспериментально и вероятность такого распада не подавлена ограниченным фазовым объемом. Распад $\Sigma^+ \rightarrow \mu^+$ (или e^+) + $n + \nu$ также не наблюдался. Сейчас это не очень существенно, так как все лептонные распады гиперонов оказываются подавленными [5], и ограниченные сведения об отсутствии таких распадов Σ^+ -гиперонов еще не дают оснований считать степень запрета очень большой. С точки зрения экспериментальной проверки правила $\Delta S = \Delta Q$ и запрета переходов с $\Delta S = 2$ интересно исследовать распады и взаимодействия K^0 -мезонов. Массу и ширину $\frac{\hbar}{\tau}$ $K_{2^-}^0$ - и K_1^0 -мезонов, где τ — их среднее время жизни (см.

§ 2.2), можно рассматривать как реальную и мнимую части характеристических энергий этих состояний. Поскольку свойства симметрий у K_2^0 - и K_1^0 -мезонов различны, то точно так же, как у них не одинаковы ширины или времена жизни, у них различны и конечные состояния. Возможные виртуальные состояния, в которые могут переходить K_2^0 - и K_1^0 -мезоны, различаются, и поскольку собственные энергии, получающиеся в виртуальных переходах, не совпадают, то массы K_2^0 - и K_1^0 -мезонов будут различными [6].

Виртуальные переходы вида $\langle K^0 | I \rangle \langle I | K^0 \rangle$, где I — промежуточное состояние, не связывающее K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, не зависят от относительной фазы K^0 - и \bar{K}^0 -состояний и дают одинаковый вклад в массы K_1^0 -мезона: $K_1^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ и K_2^0 -мезона: $K_2^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$. Однако переходы типа $\langle K^0 | I \rangle \langle I' | \bar{K}^0 \rangle$ с изменением странности дают разный вклад в эти две различные линейные комбинации K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, поскольку у них знаки, а следовательно, и свойства симметрии не одинаковы. Оценим порядок величины энергетических сдвигов, обусловленных виртуальными переходами $\bar{K}^0 \rightarrow p + \bar{p} \rightarrow K^0$ и обратно с $|\Delta S| = 1$. Во втором порядке теории возмущений энергетический сдвиг определяется выражением

$$\Delta E = \frac{\langle K^0 | (p + \bar{p}) \rangle \langle (p + \bar{p}) | \bar{K}^0 \rangle}{m_K - 2m_p}.$$

Так как переходы $\bar{K}^0 \rightarrow p + \bar{p}$ и $p + \bar{p} \rightarrow \bar{K}^0$ идут с изменением странности, то они идут через слабое взаимодействие, и матричные элементы по порядку величины равны произведению константы связи слабого взаимодействия $\frac{g}{\sqrt{hc}} \approx 10^{-7}$ на некоторую характеристическую энергию. Если эту энергию взять порядка K -мезонной массы, то ΔE — порядка величины $\left(\frac{g^2}{hc}\right) \frac{m_K^2}{m_p}$, или 10^{-6} эв.

Рассмотрим теперь переход, в котором для одного матричного элемента изменение странности равно двум, а для второго странность не меняется, например переход $\langle K^0 | (\Lambda + \bar{n}) \rangle \langle (\Lambda + \bar{n}) | \bar{K}^0 \rangle$. Если слабые взаимодействия допускают переходы с изменением странности $\Delta S = 2$, то матричный элемент $\langle K^0 | (\Lambda + \bar{n}) \rangle$ порядка величины $\frac{g}{\sqrt{\hbar c}} m_K$. Однако переход $\Lambda + \bar{n} \rightarrow \bar{K}^0$, в котором странность не изменится, может идти и через сильные взаимодействия, и тогда его матричный элемент имеет величину $\frac{G}{\sqrt{\hbar c}} m_K$, где $\frac{G^2}{\hbar c}$ — константа связи сильного взаимодействия, равная по порядку величины единице. Энергетический сдвиг в этом случае равен $\Delta E \approx \left(\frac{gG}{\hbar c} \right) \frac{m_K^2}{m_p} \approx 10 \text{ эв}$.

Измеренное значение разности энергии будет указывать на допустимость или недопустимость перехода с $\Delta S = 2$ в слабых взаимодействиях.

В качестве примера рассмотрим взаимодействие, приводящее к рождению K^0 -мезонов, например $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Волновая функция K^0 -мезона как функция времени может быть записана в виде

$$\psi = \sqrt{\frac{1}{2}} [|K_1^0\rangle \exp(-i\omega_1 t - \lambda_1 t) + |K_2^0\rangle \exp(-i\omega_2 t - \lambda_2 t)],$$

где $\omega = \frac{mc^2}{\hbar}$, $\lambda = \frac{1}{2\tau}$, а m и τ — соответственно масса и время жизни K^0 -мезона. Вспоминая, что $|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ и $|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$, для интенсивности $|\bar{K}^0\rangle$ -состояния как функции времени получим при $t \ll \tau_2$ выражение

$$\langle \bar{K}^0 | \psi \rangle^2 = 1 + \exp(-2\lambda_1 t) - 2 \exp(-\lambda_1 t) \cos(\omega_1 - \omega_2) t.$$

Интенсивность $|\bar{K}^0\rangle$ -состояния можно измерить при наблюдении реакции $\bar{K}^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi$, которая в этом

случае используется как анализатор K^0 - и \bar{K}^0 -мезонных состояний.

В результате тщательных измерений [7] цепочки реакций $K^+ + X \rightarrow K^0 + X'$, $\bar{K}^0 + X \rightarrow (\Sigma \text{ или } \Lambda) + \pi + X'$, где X — ядра в пропановой пузырьковой камере, была оп-

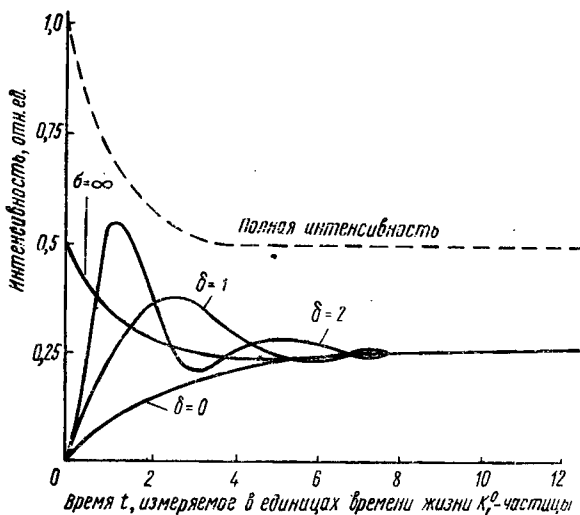


Рис. 4.2. Изменение интенсивности \bar{K}^0 -мезонов со временем в пучке, который при $t=0$ — чистый пучок K^0 -мезонов:

δ — энергия покоя K^0 -частицы минус энергия покоя K^0 -частицы в единицах \hbar/τ ; для всех значений δ полная интенсивность $K^0 + \bar{K}^0$ показана пунктирной линией.

ределена относительная интенсивность \bar{K}^0 -мезонов как функция времени. Измерения расстояний между точкой рождения K^0 -мезона и точкой рождения гиперона и определение импульса K -мезона из кинематики реакций дают возможность определить время пролета. Интенсивность \bar{K}^0 -мезонов как функция времени для различных значений $\omega_1 - \omega_2 = \frac{(m_1 - m_2)c^2}{\hbar}$, измеренных в единицах λ , показана на рис. 4.2. В результате эксперимента получено значение $(m_1 - m_2)c^2 = (1,5 \pm 0,2) \frac{\hbar}{\tau}$ или поряд-

ка 10^{-5} эв*, которое исключает возможность переходов с $\Delta S=2$ за счет слабых взаимодействий, как это утверждается в данной теории. Это заключение в общем случае не полно, поскольку и лептонные и мезонные распады в состояниях с некоторыми свойствами симметрий [8] не дают вклад в разность масс в любом случае.

В этом же эксперименте наблюдались распады $K \rightarrow e^+(e^-) + \pi^-(\pi^+) + \nu(\bar{\nu})$. Если справедливо правило $\Delta S=\Delta Q$, то вклад в e^- -распады дают только \bar{K}^0 -мезоны, и вероятность таких распадов описывается той же самой кривой на рис. 4.2, что и рождение гиперонов. Предварительные результаты не согласуются с этим предсказанием [9].

Основной постулат универсального четырехфермионного взаимодействия состоит в том, что существует только одна константа связи, которая входит во все слабые взаимодействия, как в те, в которых странность сохраняется, так и в те, в которых странность меняется. Распады сильно взаимодействующих частиц, мезонов и гиперонов включают эффекты перенормировки, связанные с допустимыми сильными виртуальными переходами. В случае, когда эти эффекты незначительны или вносят одинаковый вклад во все барионы, следует ожидать, что время жизни лептонных распадов всех барионов пропорционально допустимому фазовому объему. Вычисления такого рода [10] дают относительные вероятности 5,6 и 1,6% для таких легко регистрируемых лептонных распадов гиперонов, как $\Sigma^- \rightarrow e^- + n + \bar{\nu}$ и $\Lambda \rightarrow e^- + p + \bar{\nu}$ соответственно. Экспериментальные значения [5] этих относительных вероятностей по порядку величины такие же, но несколько меньше по абсолютной величине.

Такие мюонные распады, как $\Sigma^- \rightarrow \mu^- + n + \bar{\nu}$ и $\Lambda \rightarrow \mu^- + p + \bar{\nu}$, для которых относительные вероятности ожидаются равными 2,5 и 0,3%, экспериментально трудно отделить от пионных распадов, но они, по всей видимости, идут с малой вероятностью. Хотя распад

* В настоящее время экспериментальное значение разности масс K_2^0 - и K_1^0 -мезонов определяется величиной $0,8 \frac{\hbar}{\tau}$ — Прим. ред.

$\Sigma^+ \rightarrow e^+ + n$ (или Λ) + ν , в котором правило $\Delta S = \Delta Q$ нарушается, не был обнаружен, экспериментальный верхний предел для его относительной вероятности, равный 0,1%, ненамного меньше, чем наблюдаемые вероятности для других лептонных распадов гиперонов. В согласии с гипотезой заряженного тока или тетраэдной схемой неизвестны распады барионов или мезонов с испусканием пары нейтрино, пары электронов или мюонных пар.

Самая важная лептонная схема распада заряженных K -мезонов — распад по схемам $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu'$ или $K^- \rightarrow \mu^- + \nu'$, который идет с вероятностью 65%. В рамках $(V-A)$ -взаимодействия спиральность лептонов распада равна $\pm \frac{v}{c}$ (спиральность — поляризация вдоль направления распространения). Из экспериментальных данных следует, что лептоны имеют отрицательную спиральность, а антилептоны — положительную. Такую поляризацию можно рассматривать как результат интерференции состояний с различной четностью, в данном случае S - и $P_{1/2}$ -состояний. Состояние лептона можно рассматривать как некогерентную суперпозицию состояний с проекциями момента количества движения на ось z , равными $+1/2$ и $-1/2$. Это можно записать как $\psi^+ = aS^+ + bP^+$ и $\psi^- = aS^- + bP^-$, где $S^+ = Y_0^0 \chi_{1/2}^{1/2}$, $S^- = Y_0^0 \chi_{1/2}^{-1/2}$;

$$P^+ = -\sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 \chi_{1/2}^{1/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 \chi_{1/2}^{-1/2},$$

$$P^- = \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0 \chi_{1/2}^{-1/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^{-1} \chi_{1/2}^{1/2}.$$

Если за ось квантования выбрать направление испускания, т. е. $\theta=0$ (в этом случае вклад момента количества движения в проекцию полного момента равен 0), то получим $\psi^+ = (a-b)\chi_{1/2}^{1/2}$ и $\psi^- = (a+b)\chi_{1/2}^{-1/2}$. Поляризация состояния в этом направлении равна

$$\frac{\langle \psi^+ | \sigma_z | \psi^+ \rangle + \langle \psi^- | \sigma_z | \psi^- \rangle}{\langle \psi^+ | \psi^+ \rangle + \langle \psi^- | \psi^- \rangle} = \frac{-2 \operatorname{Re} ab^*}{a^2 + b^2} \equiv A. \quad (2)$$

В рамках $V-A$ -взаимодействия мы имеем $A = -\frac{v}{c}$ для лептонов и $A = \frac{v}{c}$ для антилептонов.

Рассмотрим теперь распады по схемам $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu'$ и $K^+ \rightarrow e^+ + \nu$. Выбирая за ось квантования направление вылета лептона и помня, что спин K -мезона равен нулю, для конечной волновой функции получим

$$\psi = \psi_{(\nu')}^+ \psi_{(\mu)}^- = (a_\nu - b_\nu) \chi_{1/2}^{1/2} (a_\mu + b_\mu) \chi_{1/2}^{-1/2} \quad (3)$$

или

$$\psi = \psi_{(\nu)}^- \psi_{(\mu)}^+ = (a_\nu + b_\nu) \chi_{1/2}^{-1/2} (a_\mu - b_\mu) \chi_{1/2}^{1/2}.$$

Для нейтрино $\frac{v}{c} = -1$, поэтому $\frac{a_\nu}{b_\nu} = 1$, и нейтрино испускаются с отрицательной спиральностью. Так как K -мезон имеет спин, равный 0, то антилептоны, позитрон и положительный μ -мезон, испускаются с отрицательной спиральностью; эти переходы запрещены с точностью до $1 - \frac{v}{c}$: $|\psi|^2 = (a_\mu^2 + 2a_\mu b_\mu + b_\mu^2) = 1 - \frac{v_\mu}{c}$. Для распада по схеме $K^+ \rightarrow e^+ + \nu$ имеем $|\psi|^2 = 1 - \frac{v_e}{c}$. Чтобы получить абсолютную вероятность перехода, эти выражения нужно умножить на допустимый фазовый объем $\frac{dN}{dE}$ и на константу связи. Фазовый объем просто вычисляется из соотношений

$$dN = 4\pi V p^2 \frac{dp}{h^3} \text{ и } E = \sqrt{(p_\mu^2 + m_\mu^2)} + p.$$

С помощью простой арифметики найдем отношение вероятностей испускания μ -мезона и электрона:

$$\frac{\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_K}\right)^2\right]^2}{\left[1 - \left(\frac{m_e}{m_K}\right)^2\right]^2} \approx 4 \cdot 10^4.$$

Электронный распад, который еще не наблюдался, должен быть очень редким. Аналогичные аргументы можно использовать и для распадов π -мезонов [11]. Если эффективные константы связи одни и те же, то отношение скоростей K -мюонного и пион-мюонного двухчастичных распадов равно $\frac{[1 - (m_\mu/m_K)^2]^2}{[1 - (m_\mu/m_\pi)^2]^2} \approx 5$. В действительности

это отношение порядка 1,5; отсюда следует, что лептонные распады странных мезонов слабые, так же как и лептонные распады странных барионов.

4.2. (τ - θ)-проблема

Известно, что нейтральный K -мезон распадается на два π -мезона (θ -распад) и на три π -мезона (τ -распад). Далитц [12] показал, что, исследуя импульсный спектр в τ -распаде, можно определить спин K -мезона и его четность, если она сохраняется в распаде. Противоречия, которые выявились при этих исследованиях, привели Ли и Янга к постановке вопроса о критической проверке несохранения четности в слабых взаимодействиях.

Рассмотрим двухпионный распад K -мезона, или θ -распад. Поскольку π -мезоны имеют спин, равный 0, и внутренняя четность двух π -мезонов положительная, то спин K -мезона J равен моменту количества движения l двух пионов, а четность равна $(-1)^l$. Поэтому распад ограничивается состояниями 0^+ , 1^- , 2^+ ..., где числа означают орбитальные моменты, а значки — четность.

Можно рассматривать τ -распад K^+ -мезона по схеме $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$, считая, что два положительных π -мезона образуют дипион, распадающийся на два π^+ -мезона. Так как они являются тождественными бозонами, то дипион находится только в состояниях 0^+ , 2^+ ... Определим теперь вероятность обнаружения медленного отрицательного π -мезона. При отсутствии очень сильного взаимодействия конечные состояния π -мезона можно описать плоской волной, и тогда вероятность того, что две частицы находятся внутри области радиуса r , приблизительно равна $\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2 / \{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2l-1)\}^2$ при $\lambda \gg r$.

В этом случае скорость испускания, или поток медленных π^- -мезонов, приблизительно пропорциональна ве-

роятности нахождения π^- -мезона в объеме радиуса r , который занимает K -мезон, умноженной на его скорость v , т. е. $\left(\frac{r}{\lambda}\right)^l v$, что пропорционально p^{l+1} , где p — импульс π^- -мезона. Отрицательный π -мезон в S -состоянии добавляет к состоянию дипиона нулевой момент количества движения и отрицательную внутреннюю четность, что приводит к состояниям τ -распада 0^- , 2^- и т. д., которых нет среди возможных состояний θ -распада. Аналогичные рассуждения можно повторить для медленных π^+ -мезонов. Дипион, состоящий теперь из π^- - и π^+ -мезонов, имеет те же самые возможные состояния, что и θ -мезон. Присутствие π^+ -мезона и в S -состоянии приводит к состояниям τ -системы: 0^- , 1^+ , 2^- и т. д. Но из этих состояний невозможен θ -распад.

Итак, можно сделать следующие выводы: если θ - и τ -распады — распады одной и той же частицы, идущие с сохранением четности, то любой π -мезон в τ -распаде имеет момент количества движения относительно центра масс двух других мезонов, равный по крайней мере 1, и энергетический спектр медленных π -мезонов представляется в виде $\frac{dN}{dE} \approx p^2$ или содержит более высокую степень импульса. Экспериментальные данные показывают, что интенсивность π -мезонов меняется как p , а не как p^2 , т. е. в τ -распаде имеется довольно много медленных π -мезонов. Поэтому или θ и τ являются распадами мезонов с разной четностью, или четность в процессах распада не сохраняется.

Первое экспериментальное изучение распадов τ -мезонов проводилось на пластинках ядерной эмульсии, облученных космическими лучами. Позднее, когда на ускорителях были получены пучки K^+ -мезонов, распады K^+ -мезонов изучались в эмульсиях, облученных в этих пучках [13]. Присутствие низкоэнергетических π -мезонов облегчало эти исследования, поскольку наблюдались два или три останавливающихся π -мезона и их пробеги можно было измерить в фотоэмульсионных стопках средних размеров.

Казалось все более и более вероятным, что τ - и θ -частицы идентичны, так как эксперименты с K^+ -мезонами со все увеличивающейся точностью показывали равенство их масс, времен жизни [14] и характера взаимодейст-

вий; кроме того, наблюдалось одно и то же отношение τ - и θ -распадов при различных условиях [15].

На основе детального анализа, подтверждающего рассмотренную выше качественную теорию, а также экспериментальных данных с большой достоверностью можно считать, что спин K -мезона равен нулю. Вернемся опять к τ -распаду. Для него энергия распада Q равна 75 Мэв , а максимальная энергия π -мезона в системе центра масс около 50 Мэв . Эта величина достаточно мала и не приводит к большим ошибкам из-за пренебрежения релятивистскими эффектами. Далее, длина волны π -мезона больше, чем область взаимодействия, которая обычно берется по порядку величины равной $1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Представим амплитуду распада K -мезона со спином J как когерентную сумму амплитуд $A_{L,l}$ возможных комбинаций L и l , т. е. соответственно спина фиктивного дипиона и орбитального момента относительного движения π^- -мезона и дипиона. Удобно выбрать за ось квантования направление полета отрицательного π^- -мезона, тогда π^- -мезон не имеет проекции момента количества движения на это направление. Парциальные амплитуды тогда имеют вид

$$A_{L,l} = a_{L,l} \sum_m \langle l, 0, L, m | l, L, J, m \rangle Y_L^m(\theta, \varphi), \quad (1)$$

где коэффициенты Клебша—Гордана связывают состояние K -мезона со спином J и проекцией на ось квантования m с состояниями дипиона и π^- -мезон-дипионной системы. Амплитуды $A_{L,l}$ — комплексные функции p и q импульса отрицательного π -мезона в системе центра масс и импульса π -мезона от распада дипиона в системе центра масс дипиона соответственно. Действие центробежного барьера, рассмотренное ранее, приводит к тому, что квадрат этих элементов приблизительно пропорционален

$$\left(\frac{pr}{\hbar}\right)^l \left(\frac{qr}{\hbar}\right)^L \frac{dN}{dE} / [(1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2l-1))(1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (2L-1))]^2, \quad (2)$$

где $\frac{dN}{dE}$ — число состояний в фазовом пространстве на единичный интервал энергии.

В общем случае ограничения, накладываемые законами сохранения энергии и импульса, таковы, что веро-

ятность перехода для трехчастичного распада выражается как функция двух переменных. Удобно в качестве этих переменных выбрать полные энергии W двух пар частиц, тогда [16]

$$\omega(W_1, W_2) = \frac{2\pi}{\hbar} |M(W_1, W_2)|^2 \frac{dN}{dE}, \quad (4)$$

где $\frac{dN}{dE}$ — плотность конечных состояний и $M(W_1, W_2)$ — матричный элемент.

Фазовый множитель $\frac{dN}{dE} = \rho(W_1, W_2)$ записывается в виде

$$\rho(W_1, W_2) = \Omega^2 \hbar^{-6} \int d^3 p_1 \int d^3 p_2 \int d^3 p_3 \delta\left(\sum_i p_i\right) \delta\left(M_K - \sum_i w_i\right) \delta(w_1 - W_1) \delta(w_2 - W_2), \quad (5)$$

где δ -функции налагают ограничения, соответствующие законам сохранения энергии — импульса, а также ограничения, обусловленные значениями заданных энергий W_1 и W_2 ; w_i означают полные энергии выбранных пар π -мезонов как переменные интегрирования.

Интеграл по p_1 в уравнении (5) можно представить в виде $\int 4\pi p_1^2 dp_1$. Для любого значения p_1 ограничение, накладываемое законом сохранения импульса, требует, чтобы траектория, описываемая вектором p_2 , лежала на поверхности вращения (рис. 4.3, а), в этом случае интегрирование по p_2 и p_3 эквивалентно определению объема фигуры, показанной на рис. 4.3, б, который равен

$$\iint p_2 d\theta dp_2 2\pi p_2 \sin \theta = \int 2\pi p_2^2 dp_2 \int d(\cos \theta). \quad (6)$$

В единицах, когда скорость света $c=1$, квадрат полной энергии частицы 3 дается выражением $w_3^2 = p_3^2 + m_3^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \theta + m_3^2$.

При фиксированных w_1 и w_2 имеем $2w_3 dw_3 = 2p_1 p_2 d(\cos \theta)$. Используя это соотношение и тождество $p_i dp_i = w_i dw_i$, получаем

$$\rho(W_1, W_2) = 8\pi^2 \Omega^2 \hbar^{-6} \iiint w_1 w_2 w_3 dw_1 dw_2 dw_3 \delta(w_1 - W_1) \delta(w_2 - W_2) \delta(w_3 - W_3), \quad (7)$$

где последняя δ -функция учитывает ограничения, связанные с законом сохранения энергии в уравнении (5). После интегрирования получаем

$$\rho(W_1, W_2) = 8\pi^2 \Omega^2 h^{-6} W_1 W_2 W_3. \quad (8)$$

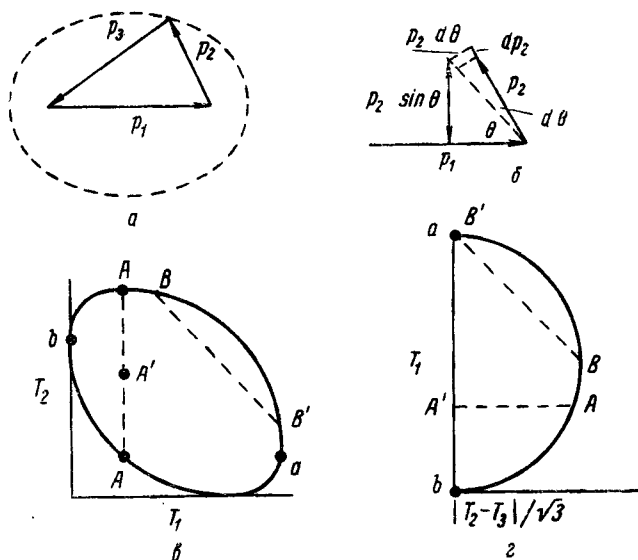


Рис. 4.3. *a* — соотношение между векторами p_1 , p_2 , и p_3 в τ -распаде; *б* — соотношение между дифференциалами $d\theta$ и dp_2 ; *в* — диаграмма Далицца—Фабри для распада τ -мезона в покое. Кинетическая энергия π^- -мезона наносится в зависимости от кинетической энергии одного из π^+ -мезонов; *г* — симметричная диаграмма Далицца—Фабри для τ^+ -распада.

Величина $R(W_1, W_2) = M(W_1, W_2) (2W_1)^{1/2} (2W_2)^{1/2} \times (2W_3)^{1/2}$ является лорентц-инвариантным матричным элементом. Используя последнее выражение, имеем

$$\omega(W_1, W_2) = 2\pi \hbar^{-1} \pi^2 \Omega^2 h^{-6} |R(W_1, W_2)|^2. \quad (9)$$

Так как $W_i = m_i + T_i$, где T_i — кинетическая энергия, а масса покоя m_i — инвариант, то переменную W_i в уравнении (9) можно заменить на T_i , и число состояний на единицу энергии постоянно для равных интервалов кинетической энергии любых двух частиц. В клас-

сическом случае, когда $T_i \ll m_i |R|^2 = 8m_1 m_2 m_3 |M|^2$, справедливо соотношение

$$\omega(T_1, T_2) = 2\pi\hbar^{-1}\pi^2\Omega^2\hbar^{-6}8m_1m_2m_3|M(T_1, T_2)|^2. \quad (10)$$

Именно это соотношение используется при обсуждении τ -распада.

Из рис. 4.3, а ясно, что для любого значения импульса p_1 импульсы p_2 и p_3 имеют экстремальные значения тогда, когда импульсы коллинеарны и $p_1 + p_2 + p_3 = 0$. Из этого условия и из закона сохранения энергии получим соотношение $T_2 + T_3 + \sqrt{T_2 T_3} = \frac{Q}{2}$, которое представляет

границу кинематически допустимой области в пространстве с координатами T_1 и T_2 . Это так называемые диаграммы Далитца или Далитца—Фабри. Для τ -распада каждый экспериментально измеренный случай можно представить точкой на такой диаграмме (см. рис. 4.3, в). Легко показать, что большая полуось эллипса равна $\frac{Q}{\sqrt{6}}$, а малая полуось $\frac{Q}{\sqrt{18}}$ и, следовательно,

площадь равна $\frac{\pi Q^2}{6\sqrt{3}}$. Так как это равно интегралу по dT_1 и dT_2 , можно сразу написать плотность фазового объема для τ -распада как

$$\frac{dN}{dE} = V^2\hbar^{-6}\pi^3 m_\pi^3 Q^2 \frac{4}{3\sqrt{3}}.$$

Раздельное рассмотрение двух π^+ -мезонов, конечно, неразумно как экспериментально, так и теоретически. Удобно представить данные для τ -распада в симметричной форме, используя диаграмму с переменными $\frac{|T_2 - T_3|}{\sqrt{3}}$

и T_1 (см. рис. 4.3, г), где T_1 — кинетическая энергия отрицательного π -мезона; T_2 и T_3 — кинетическая энергия двух положительных π -мезонов. Из геометрических рассмотрений (площадь равна $\frac{\pi Q^2}{6\sqrt{3}}$) видно, что плотность фазового пространства для рождения π^- -мезона с кинетической энергией T равна

$$\frac{dN}{dE} = 32\pi^2 V^2 \hbar^{-6} \left(\frac{m_\pi}{V^3}\right)^3 Q^2 (1 - \epsilon)^{1/2} \epsilon^{1/2} T_{\text{макс}}^{-1} dT,$$

где

$$T_{\text{макс}} = \frac{2Q}{3} \quad \text{и} \quad \varepsilon = \frac{T}{T_{\text{макс}}}.$$

Очевидно, что если взаимодействие, приводящее к распаду, определяется только фазовым объемом, то экспериментальные точки, нанесенные на диаграмму Далитца—Фабри, равномерно заселяют ее. Такое распределение нарушается, если матричные элементы зависят от импульса и угла. В табл. 4.1 приведен вид амплитуд распада для различных значений спинов и четностей в предположении, что для каждого значения спина существенны только низшие значения моментов количества движения l и L и единственным источником зависимости от импульса служит центробежный барьер. Так как в распадах по слабому взаимодействию четность не сохраняется, распределение равно квадрату суммы амплитуд с различными четностями, умноженных на неизвестные комплексные константы. Если $(\pi-\pi)$ -взаимодействие не очень сильное и распад инвариантен относительно обращения времени, эти коэффициенты имеют незначительную мнимую часть.

Таблица 4.1

Распределение π -мезонов в τ -распаде для различных значений спина и четности K -мезона.

J_{π}	l	L	Вид зависимости от импульса	Вид угловой зависимости
0-	0	0	1	1
0+	—	—	—	—
1-	2	2	$\rho^2 q^2$	$\sin^2\theta \cos^2\theta$
1+	1	0	ρ	1
2-	2	0	ρ^2	1
2-	0	2	q^2	1
2+	1	2	ρq^2	$\sin^2\theta$

Результаты экспериментальной работы [13] показали, что распределение приблизительно постоянно по всей диаграмме Далитца—Фабри, правда, медленных π -мезонов несколько меньше, чем это следует из чисто фазовых рассмотрений. Если матричный элемент пропорционален ρ , то на рис. 4.3 будет мало событий вблизи точки b , если же он пропорционален q , то вбли-

зи точки a . Угловая зависимость проявляется более сложным образом. Для данного значения T точка A' соответствует $\cos \theta = 0$, а точка A соответствует $\cos \theta = 1$. Равные интервалы вдоль этой линии представляют равные интервалы по $\cos \theta$. Из этих рассмотрений и анализа табл. 4.1 видно, что значение спина K -мезона, равное 1, исключается. Однако возможно найти комбинации амплитуд со спином 2 (и спином 4), которые не противоречат экспериментальным данным. Следует добавить, что наблюдение распада нейтрального K -мезона на два π^0 -мезона исключает для K^0 -мезона значение спина, равное 1.

Взаимодействие в конечном состоянии может изменить это распределение. Тот факт, что медленных π^- -мезонов наблюдается меньше, чем следует из статистической картины, можно объяснить $(\pi-\pi)$ -взаимодействием. Влияние таких взаимодействий может быть очень сильным, если в области энергий, характерных для τ -распада, существует острый резонанс в $(\pi-\pi)$ -рассеянии. В случае $(\pi^+-\pi^+)$ -резонанса можно ожидать увеличение плотности точек вдоль линии $A'-A$, в то время как существование $(\pi^--\pi^+)$ -резонанса увеличивает плотность точек вдоль линии под углом 45° , т. е. вдоль линии $B'-B$. Но указаний на существование таких резонансов не имеется.

4.3. Распады гиперонов

Ранее отмечалось, что исследование распадов поляризованных Λ -гиперонов привело к первому прямому доказательству несохранения четности в нелептонных распадах странных частиц, т. е. в распадах, в которых не участвуют нейтрино. В этой связи очень важную информацию дает детальный анализ распадов Λ -гиперонов [17]. Проводимый здесь анализ имеет довольно общий характер и справедлив для описания распадов всех гиперонов.

Рассмотрим поляризованные Λ -гипероны со спином $1/2$ и проекцией спина на ось z , равной $1/2$. Предположим, что в распаде Λ -гиперона пространственная четность не сохраняется и после распада нуклон и пион находятся в $S_{1/2}$ - и $F_{1/2}$ -состояниях с соответствующими комплексными амплитудами A и B , разность фаз кото-

рых равна η . Используя удобную нормировку $A^2 + B^2 = 1$, запишем волновую функцию в системе покоя Λ -гиперона в виде: $\psi = A\psi_s + B\psi_p$, где $\psi_s = CY_0^0 I_{1/2}^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} I_{1/2}^{1/2}$ и $\psi_p = C'Y_1^0 I_{1/2}^{-1/2} + C''Y_1^0 I_{1/2}^{1/2} = -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} (\cos\theta I_{1/2}^{1/2} + \sin\theta I_{1/2}^{-1/2} e^{i\varphi})$. Здесь C — соответствующие коэффициенты Клебша—Гордана, а $I_{1/2}^{1/2}$ и $I_{1/2}^{-1/2}$ — спиновые волновые функции протона для $m_z = +\frac{1}{2}$ и $m_z = -\frac{1}{2}$ соответственно, θ и φ — углы распада. Угол θ удобно определить как угол между направлением вылета протона и осью z . В этом случае выражение для интенсивности имеет вид: $\frac{dN}{d\Omega} = \langle \psi | \psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (1 - \alpha \cos\theta)$, где $\alpha = 2|A||B|\cos\eta$.

Если взаимодействие инвариантно относительно обращения времени, то относительная фаза η амплитуд A и B , относящихся к состояниям с различной четностью, будет равна 0 или 180° , но $(\pi - p)$ -взаимодействие в конечном состоянии согласно теореме [Ватсона (см. § 5.7)] приведет к отличию относительной фазы от этих значений. Фазовые сдвиги πN -рассеяния в S - и $P_{1/2}$ -состояниях малы при энергии 37 Мэв. Таким образом, если существует инвариантность относительно отражения времени, то значение $\cos\eta$ очень близко к 1 или -1 . Если взаимодействие инвариантно относительно зарядового сопряжения, то относительная фаза переходов в состояния с различной четностью равна $\frac{\pi}{2}$. Тогда влия-

нием взаимодействия в конечном состоянии можно пренебречь и $\cos\eta$ близок к нулю. Однако в эксперименте всегда измеряется произведение $P\alpha$, где P — поляризация исходных гиперонов, которая для частиц со спином $1/2$ определяется просто как $\frac{I(\uparrow) - I(\downarrow)}{I(\uparrow) + I(\downarrow)}$, где $I(\uparrow)$ представляет интенсивность гиперонов со спином, направленным вверх. Интенсивность протонов $\frac{dN}{d\Omega} = 1 - P\alpha \cos\theta$. Измерение асимметрии [18] в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ дало значение $P\alpha$, равное $0,7$. Так как $P \leq 1$, то абсолютное значение α больше или равно $0,7$ и абсолютное значение $\cos\eta \geq 0,7$, и поэтому распадное

взаимодействие не обладает инвариантностью относительно зарядового сопряжения.

Большое значение $P\alpha$ отражает асимметрию Λ -распада вверх-вниз относительно плоскости рождения ΛK -пары или большую величину среднего значения проекции импульса распадного протона на направление спина Λ -гиперона. Это обстоятельство может использоваться для определения спина Λ -гиперона. Если спин Λ -гиперона равен $1/2$, то абсолютное значение $(\cos \theta)_{\text{ср}}$, где $\cos \theta = \frac{P_z}{|p|}$, равно $\frac{1}{3} |\alpha P|$. Здесь p — импульс протона, z характеризует направление спина Λ -гиперона и среднее взято по всем распадам. Максимальная величина среднего значения косинуса тогда равна $1/3$ для $|\alpha| = 1$. Если спин Λ -гиперона больше $1/2$, то максимально допустимое значение $(\cos \theta)_{\text{ср}}$ гораздо меньше. Этот результат качественно можно понять в классическом приближении.

Рассмотрим случай, когда спин Λ -гиперона $l \gg 0$, и предположим, что направление спина совпадает с направлением поляризации z , которое определяется перпендикуляром к плоскости рождения в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Так как при распаде протон и π -мезон разлетаются с некоторым относительным моментом количества движения, направленным перпендикулярно к линии их разлета, то распады происходят только в плоскости, перпендикулярной к направлению спина, и среднее значение $(\cos \theta)_{\text{ср}}$ равно 0. Хотя принцип неопределенности нарушает это условие и допускает распады под углами вплоть до l^{-1} радиан по отношению к этой плоскости, но даже для максимальной асимметрии распада абсолютное значение $(\cos \theta)_{\text{ср}}$ остается малым для таких полностью поляризованных Λ -гиперонов. Распады, в которых $\cos \theta$ велик, идут из не очень сильно поляризованных состояний, т. е. таких, в которых направление спина составляет большой угол с осью z . Так как распады асимметричны только относительно направления спина (это единственное внутреннее направление, которое можно связать с Λ -гипероном), то они вносят малый вклад в любую асимметрию относительно z -направления и вообще не дают никакого вклада относительно любого другого направления, если в процессах рождения четность сохраняется (см. § 2.4). Качествен-

ный анализ, выполненный более аккуратно и дополненный построением контрольной функции, в которую события с большими ($\cos \theta$) входят с большими весами [30], вместе с экспериментальными данными [31] исключает возможность того, что спин Λ -гиперона больше $1/2$. Этот метод определяет верхнюю границу для спина и весьма полезен в тех случаях, когда спин мал, коэффициенты асимметрии велики, и рассматривается ансамбль сильно поляризованных гиперонов.

Знак поляризации Λ -гиперона и ее величину можно получить из детального рассмотрения амплитуд рождения, но это очень трудно и до сих пор не сделано. Знак α нельзя определить из наблюдения асимметрий распада, и, более того, чтобы получить только нижний предел значения α , необходимо работать в условиях, когда поляризация P велика. Знак и величину α можно определить из измерения поляризации протонов, испущенных неполяризованными Λ -гиперонами [19].

Возьмем направление испускания протона за ось квантования. Волновую функцию неполяризованного Λ -гиперона можно записать в виде $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon_+ \psi_+ + \epsilon_- \psi_-)$,

где ϵ — ортогональные векторы, удовлетворяющие условию $\epsilon_i \epsilon_j = \delta_{ij}$ и введенные для формального описания некогерентных состояний Λ -гиперона со спином, направленным вверх и вниз, ψ_+ и ψ_- соответственно. Волновые функции распада могут быть записаны как обычно: для спина \uparrow Λ -гиперона, направленного вверх, $\psi_+ = AI_{1/2}^{1/2} - B(\cos \theta I_{1/2}^{1/2} + \sin \theta I_{1/2}^{-1/2} e^{i\varphi})$ и для спина, направленного вниз, $\psi_- = AI_{1/2}^{-1/2} - B(-\cos \theta I_{1/2}^{-1/2} + \sin \theta I_{1/2}^{1/2} e^{-i\varphi})$. Так как угол испускания протона θ равен нулю, то $\psi_+ = AI_{1/2}^{1/2} - BI_{1/2}^{1/2}$, а $\psi_- = AI_{1/2}^{-1/2} + BI_{1/2}^{-1/2}$. Поляризация протона P в направлении z определяется как ожидаемое значение спина в этом направлении $\langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle$, деленное на полную интенсивность $\langle \psi | \psi \rangle$. Замечая, что $\sigma_z |I_{1/2}^{1/2}\rangle = |I_{1/2}^{1/2}\rangle$ и $\sigma_z |I_{1/2}^{-1/2}\rangle = -|I_{1/2}^{-1/2}\rangle$, получаем $P = -2|A||B| \cos \eta = -\alpha$. Для $\alpha > 0$ протон имеет поляризацию α и поляризован против направления своего вылета в системе покоя Λ -гиперона.

Измерение продольной поляризации затруднено тем, что взаимодействия, сохраняющие четность, не могут ни генерировать, ни анализировать продольно поляризо-

ванных частиц. Однако протоны, испущенные перпендикулярно к линии полета движущегося Λ -гиперона в его системе покоя, имеют компоненту поляризации, перпендикулярную к направлению их движения в лабораторной системе. Такие протоны рассеиваются преимущественно налево или направо относительно плоскости, определяемой векторами импульса и поляризации Λ -гиперона. Характеристики такой асимметрии рассеяния в зависимости от угла рассеяния и энергии протона в разных веществах были тщательно изучены в специальных экспериментах с поляризованными протонами и проанализированы с помощью оптической модели ядер. Анализ результатов экспериментов, в которых поляризация протонов от распада Λ -гиперона измерялась при рассеянии этих протонов на углероде в пропановой пузырьковой камере [20] и на углеродных пластинках в искровых камерах [21], показал, что $\alpha < 0$, т. е. протон поляризован вдоль направления своего движения. Эти измерения определяют величину $|A||B|\cos\eta$, но не величины A или B и не могут даже установить $A < B$ или $B < A$.

В предыдущем рассмотрении остался неразрешенным важный вопрос о том, что больше, A -амплитуда перехода в S -состояние или B -амплитуда перехода в P -состояние. Это можно выяснить при измерении поляризации протонов, испущенных поляризованными Λ -гиперонами. Рассмотрим для определенности распад поляризованных Λ -гиперонов с поляризацией, направленной по оси z , и распадом в плоскости xz . Используя ранее выписанную волновую функцию поляризованных протонов, найдем для поляризации вдоль оси z

$$\frac{\langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{A^2 - 2AB \cos \eta \cos \theta + B^2 \cos(2\theta)}{1 - \alpha \cos \theta}, \quad (11)$$

где θ — угол распада.

Вспоминая, что $\sigma_x = |I_{1/2}^{1/2}\rangle = |I_{1/2}^{-1/2}\rangle$ и $\sigma_x |I_{1/2}^{-1/2}\rangle = |I_{1/2}^{1/2}\rangle$, для поляризации вдоль x -направления имеем

$$\frac{\langle \psi | \sigma_x | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{-2AB \cos \eta \sin \theta + B^2 \sin(2\theta)}{1 - \alpha \cos \theta}, \quad (12)$$

а поляризация вдоль оси y равна нулю. Таким образом, поляризация в x -направлении, в частности для $\theta = \frac{\pi}{4}$,

зависит от интенсивности $P_{1/2}$ -состояния и определяет величины A и B . Измерения этой поляризации показали, что интенсивность Λ -распадов в S -состояние приблизительно в пять раз больше интенсивности Λ -распадов в P -состояние [21, 22] конечной π -нуклонной системы.

Стоит подчеркнуть, что, хотя содержание этого раздела относилось к распаду Λ -гиперона, подробное рассмотрение применимо также и к распадам Σ - и Ξ -гиперонов.

4.4. Правило $|\Delta I| = 1/2$

Рассмотрение относительных вероятностей распадов K -мезонов дает важные сведения о свойствах слабых взаимодействий. При отсутствии правил отбора или сильных взаимодействий между испущенными частицами можно ожидать, что вероятность распада по определенному каналу пропорциональна возможному фазовому объему. Ранее было показано (см. § 4.2), что фазовый объем распада заряженного K -мезона на три π -мезона равен

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{3\pi} = 4\pi^3 V^2 h^{-6} \left(\frac{m_\pi}{\sqrt{3}}\right)^3 [Q_{3\pi}]^2.$$

Сравним это с фазовым объемом для распада на два π -мезона $\frac{dN}{dp} = Vh^{-3} 4\pi p^2$. В связи с тем, что $Q_{2\pi}$ равно 219 Мэв, π -мезоны практически считают релятивистскими, т. е. $E = pc$ и $p \approx m_\pi c$. Тогда $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{2\pi} = Vh^{-3} 4\pi m_\pi^2 c$ и

$$\frac{\left(\frac{dN}{dE}\right)_{2\pi}}{\left(\frac{dN}{dE}\right)_{3\pi}} = 3\sqrt{3}\pi^{-2} h^3 V^{-1} (Q_{3\pi})^{-2} m_\pi^{-1} c.$$

Если взять объем взаимодействия, равный $\frac{4}{3}\pi \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^3$, то это отношение равно 60 : 1, если же за радиус взаимодействия взять комптоновскую длину волны K -мезона, то отношение будет 1800 : 1. Так как эксперимен-

тальное отношение около 3 : 1, это указывает на то, что или вероятность распада на 3π мезона увеличивается, возможно, за счет сильного ($\pi-\pi$)-взаимодействия, или распад на 2π -мезона подавляется каким-то правилом отбора.

Уместно сравнить распады K_1^0 - и K^+ -мезонов. Парциальное время жизни K^+ -мезона по отношению к переходу $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек, тогда как время жизни K_1^0 -мезона по отношению к переходу $K^0 \rightarrow 2\pi$ около 10^{-10} сек, т. е. отношение их равно 500, что вполне сравнимо с только что указанным фактором подавления в отношении вероятностей 2π - и 3π -распадов K -мезонов. Все это указывает на то, что распады $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $K^+ \rightarrow 3\pi$ разрешены, а распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ запрещен.

Эти результаты становятся понятными, если принять, что нелептонные распады странных частиц подчиняются правилу отбора $|\Delta I| = 1/2$ [23]. Поскольку третья компонента изотопического спина для системы $\pi^+ + \pi^0$ равна +1, то эта система имеет изотопический спин, равный 1 или 2, но не 0. Состояния с нечетным значением изотопического спина антисимметричны при перестановке координат изотопического спина, в то время как состояния с четным его значением симметричны. Так как полная волновая функция двух идентичных бозонов симметрична, то состояния с нечетным изотопическим спином в обычном пространстве антисимметричны, т. е. имеют нечетный момент количества движения, равный 1, 3 и т. д., а состояния с четным изотопическим спином имеют четный момент количества движения. Поскольку спин K -мезона равен 0, изотопический спин ($\pi^+ - \pi^0$)-состояния от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ равен 2. Так как изотопический спин K -мезона равен $1/2$, то распад в это состояние будет запрещен, если допустимы переходы только с $|\Delta I| = 1/2$. Тогда наблюдаемые двухпионные K^+ -распады обусловлены зарядозависимыми электромагнитными силами.

Так как в распадах K^0 -мезона T_3 равно 0, то возможно состояние с $T=0$ и нулевым моментом количества движения. Если справедливо правило $|\Delta I| = 1/2$, такое состояние является единственно возможным конечным состоянием. Отношение вероятностей распадов $\frac{\pi^+ + \pi^-}{\pi^0 + \pi^0}$ для чистого состояния с $T=0$ равно отношению

квадратов соответствующих коэффициентов Клебша—Гордана $\frac{\langle 1,1,1, -1 | 1,1,0,0 \rangle^2}{\langle 1,0,1,0 | 1,1,0,0 \rangle^2} = 2$, т. е. две трети распадов K_1^0 -мезона идут через заряженные частицы. Экспериментальное значение этого отношения равно $0,66 \pm \pm 0,04$, [24], т. е. хорошо согласуется с теоретическими расчетами.

Отметим, что правило отбора $|\Delta I| = 1/2$ не является строгим, так как распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ все же наблюдается, хотя и подавлен по интенсивности в 500 раз. В присутствии электромагнитных сил изотопический спин не может быть абсолютно «хорошим» квантовым числом. Действительно, в этом случае в амплитуде распада появляются примеси порядка $\frac{\Delta}{M}$, где Δ — энергия расщепления членов изотопических мультиплетов и M — средняя масса частицы. Для π -мезонов и K -мезонов эти примеси составляют несколько процентов, что согласуется с величиной примеси от переходов с $|\Delta I| = 3/2$ порядка 5%, необходимой для объяснения существования распада по схеме $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$. Примесь этой величины должна реализоваться в отклонениях порядка $\pm 0,04$ от значения отношения вероятности распада на заряженные π -мезоны к полной вероятности K_1^0 -распада, равного 0,667 в чистых переходах с $|\Delta I| = 1/2$.

Хотя вполне допустимо, что такие ограничения на слабые распады распространяются только на мезоны, не исключено, что распады Λ -гиперона, имеющего изотопический спин 0, могут приводить к состояниям с изотопическим спином $1/2$. Сохранение заряда и барионного числа ограничивает величину T_3 значением, равным $-1/2$, и волновая функция конечного состояния распада Λ -гиперона в изотопическом пространстве полностью

определяется выражением $\sqrt{\frac{2}{3}} p \pi^- + \sqrt{\frac{1}{3}} n \pi^0$. Тогда

интенсивность Λ -распадов на заряженные частицы в два раза больше, чем интенсивность распадов на нейтральные частицы, что находится в согласии с измеренным значением отношения вероятностей заряженных и нейтральных Λ -распадов, равным $1,9 \pm 0,1$ [24]. Так как пространственные волновые функции для этих схем распадов одни и те же, то согласно предыдущим рассуж-

дениям асимметрии в заряженной и нейтральной модах Λ -распада должны быть одинаковы.

Влияние ограничения, вызванного существованием правила $|\Delta I| = 1/2$, в распадах Σ -гиперона менее существенно, так как Σ -гиперон имеет изотопический спин, равный 1, и для него допускается распад в конечные состояния с изотопическим спином, равным $1/2$ и $3/2$. О распадах Σ -гиперонов существует множество экспериментальных данных. Рассмотрим отдельно распады Σ^+ - и Σ^- -гиперона и соотношения между ними. Если спин Σ -гиперона равен $1/2$, то распад, идущий без сохранения пространственной четности, приводит к следующим состояниям: $(S_{1/2}, I=1/2)$, $(P_{1/2}, I=1/2)$, $(S_{1/2}, I=3/2)$ и $(P_{1/2}, I=3/2)$. Обозначим амплитуды этих состояний соответственно через U_1, U_{11}, U_3, U_{31} . Если допустить инвариантность распадов относительно обращения времени, то фазы этих амплитуд, согласно теореме Ватсона о фазах конечных состояний (см. § 5.7), равны фазам $(\pi - p)$ -рассеяния при энергии в системе центра масс, соответствующей Q -значению распада Σ -гиперона. Из анализа $(\pi - p)$ -рассеяния известно, что эти фазы малы; поэтому амплитуды можно считать действительными. Тогда пространственную и спиновую часть амплитуды с изотопическим спином $1/2$ можно записать в виде $A_1 = U_1 + U_{11}$, а в случае амплитуды с изотопическим спином $3/2$ — в виде $A_3 = U_3 + U_{31}$, где A_i — двухкомпонентные векторы в плоскости S - и P -волн, а индекс означает удвоенное значение изотопического спина.

Общий смысл правила $|\Delta I| = 1/2$ состоит в следующем утверждении: симметрия в изотопическом пространстве конечного состояния плюс состояние с изотопическим спином $1/2$ такая же, как симметрия начального состояния. Формально распад можно рассматривать как переход из начального состояния в конечное с испусканием частицы с нулевой массой и изотопическим спином $1/2$, но не обладающей импульсом и энергией. Такая частица обычно называется шпурионом [25]. Соотношение между странностью и третьей компонентой изотопического спина шпуриона равно $\frac{\Delta S}{2} = I_3$, где

ΔS — изменение странности.

Отсюда распад Σ^+ -гиперона можно представить в виде

$\Sigma^+ \rightarrow -\sqrt{\frac{1}{4}} T_{3/2}^{1/2} A_3 + T_{1/2}^{1/2} A_1$, а распад Σ^- -гиперона —

$\Sigma^- \rightarrow -\sqrt{\frac{3}{4}} T_{3/2}^{-3/2} A_3$, где константы — соответствующие

коэффициенты Клебша—Гордана и T — изотопические волновые функции пион-нуклонной системы. Разлагая эти волновые функции полного изотопического спина по волновым функциям пион-нуклонных состояний, получим $A^- =$

$$= -\sqrt{\frac{3}{4}} A_3, A^0 = -\sqrt{\frac{1}{3}} A_1 -$$

$$-\sqrt{\frac{1}{6}} A_3, A^+ = \sqrt{\frac{2}{3}} A_1 - \sqrt{\frac{1}{12}} A_3,$$

где A^+ , A^0 и A^- представляют соответственно амплитуды процессов $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$, $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ и $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Заметим, что правило $|\Delta I| = 1/2$ приводит к соотношению $\sqrt{2}A^0 + A^+ = A^-$ [26].

Квадрат амплитуды A^i пропорционален скорости распада по i -й схеме или времени жизни гиперона, деленной на относительную вероятность этого канала. Экспериментальные данные устанавливают равенство абсолютных значений A^+ , A^0 и A^- с точностью лучше чем 5%, что находится в согласии с соотношением, вытекающим из правила $|\Delta I| = 1/2$. Так как длины векторов равны, то амплитуды в плоскости S - и P -волн образуют прямоугольный треугольник с острым углом в 45° , как показано на рис. 4.4. Не определен только угол β .

Из раздела, относящегося к распаду Λ -гиперона, видно, что распределение нуклонов от распада поляризованных гиперонов имеет форму $\frac{dN}{d(\cos \theta)} = 1 - \alpha \cos \theta$, где θ — угол между направлением полета протона и направлением поляризации Λ -гиперона, и $\alpha = \frac{2A_s A_p \cos \eta}{A_s^2 + A_p^2}$,

где A_s и A_p — абсолютные значения амплитуд распада в S - и P -состояниях, а η — разность фаз между этими

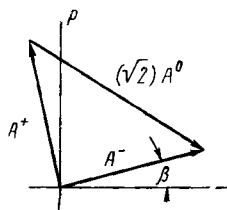


Рис. 4.4. Амплитуды A^+ , A^- , A^0 для распадов Σ^+ , Σ^- и Σ^0 -гиперонов в плоскости S - и P -волн.

состояниями, в данном случае равная нулю. Из геометрии рис. 4.4, видно, что

$$\begin{aligned}\alpha^- &= \sin \beta \cdot \cos \beta; \\ \alpha^0 &= \sin(\beta - 45^\circ) \cos(\beta - 45^\circ); \\ \alpha^+ &= \sin(\beta + 90^\circ) \cos(\beta + 90^\circ).\end{aligned}$$

Все три асимметрии одновременно не могут быть ни малыми, ни большими.

Измерения этих асимметрий были выполнены при изучении π -мезонов в распадах Σ -гиперонов, рожденных в реакциях $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$ [27] и $\pi^- + n \rightarrow \Sigma^- + K^+$ [28] при энергии налетающего π -мезона 1,0 Гэв. В этих экспериментах было установлено, что $\alpha^+ < 0,04 \pm \pm 0,11$, $\alpha^0 > 0,75 \pm 0,17$ и $\alpha^- < 0,01 \pm 0,17$. Значения величин согласуются с правилом $|\Delta I| = 1/2$. Предполагая, что это правило достоверно, можно определить угол β на рис. 4.4. Его величина равна $3 \pm 6^\circ$.

Возможно, что правило $|\Delta I| = 1/2$ соблюдается также и в лептонных распадах. Изменение изотопического спина бариона или мезона связано с испусканием шпурона. Такое правило соответствует правилу $\Delta S = \Delta Q$, в то время как переходы с $\Delta S = \Delta Q$ изменяют третью компоненту изотопического спина на $3/2$, но предварительные результаты [9] не согласуются с этим предположением.

Правило $|\Delta I| = 1/2$ для мезонных распадов не является простым следствием гипотезы, что взаимодействие имеет вид ток—ток. Это некоторое дополнительное ограничение. Известны модификации теории промежуточного бозона [29], в которых реализовано требование существования правила $|\Delta I| = 1/2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193 (1958).
2. Marshak R., Sudarshan E. C. G. Phys. Rev., **109**, 1860 (1958); Sakurai J. Nuovo Cimento, **7**, 649 (1958).
3. Puppi G. Nuovo Cimento Ser., **9**, **5**, 505 (1948).
4. Dallaporta N. Nuovo Cimento, **1**, 962 (1953); Gell-Mann M., Rosenfeld A. H. Ann. Rev. Nucl. Sci., **7**, 407 (1957).
5. Humphrey W. E. Phys. Rev. Lett., **6**, 478 (1961); Aubert B. Proc. of Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elementary Particles, C.E.N. Saclay (1961).

6. Окунь Л., Понтекорво Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 1587 (1957).
7. Birge R. W. et al. Proc. of the Tenth Ann. Intern. Conf. on High Energy Physics., 1960, Interscience, New York, 1960, also Reference 25, Chapter, 2.
8. Glashow S. L. Phys. Rev. Lett., **6**, 196 (1961).
9. Ely R. P. et al. Phys. Rev. Lett., **8**, 132, (1962).
10. Feld B. T. Phys. Rev., **107**, 797 (1957).
11. Ruderman M. A., Finkelstein R. J. Phys. Rev., **76**, 1458 (1949).
12. Dalitz R. H. Phil. Mag., **44**, 1068 (1953); Phys. Rev., **94**, 1046 (1954).
13. Orear J., Harris G., Taylor S. Phys. Rev., **102**, 1676 (1956).
14. Fitch V. L., Motley R. M. Phys. Rev., **105**, 265 (1957); Alvarez L. W. et al. Phys. Rev., **101**, 503 (1956).
15. Wigdoff M. et al. Phys. Rev., **104**, 811 (1956); относительно равенства масс τ и θ см. Birge R. W. et al. Whitehead. Phys. Rev., **100**, 430 (1955);
16. Fabri E. Nuovo Cimento, **11**, 479 (1954); Gell-Mann M., Rosenfeld A. H. Ann. Rev. Nucl. Sci., **7**, 407 (1957).
17. Lee T. D. et al. Phys. Rev., **106**, 1367 (1957).
18. See Reference 14, Chapter 2.
19. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., **108**, 1353 (1957).
20. Birge R. W., Fowler W. B. Phys. Rev. Letters, **5**, 254 (1960); Leitner J. et al. Phys. Rev. Letters, **7**, 264 (1961). (Последняя работа выполнена на гелиевой пузырьковой камере).
21. Beall E. F. et al. Phys. Rev. Lett., **7**, 285 (1961).
22. Cronin J. W., Overseth O. E. Unpublished preprint, Princeton University, Princeton, New Jersey (1962):
23. Gell-Mann M., Pais A. Proceedings of the Intern. Conf on High Energy Physics, Pergamon Press, London, 1955.
24. Crawford F. S. et al. Phys. Rev. Lett., **2**, 266 (1959).
25. Wentzel G. Phys. Rev., **101**, 1215 (1956).
26. Gell-Mann M., Rosenfeld A. H. Ibid.
27. Cork B. et al. Phys. Rev., **120**, 1000 (1960); см. ссылку 22.
28. Franzini P. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **5**, 224 (1960).
29. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., **119**, 1410 (1960).
30. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., **109** 1755 (1958).
31. Crawford F. S. Phys. Rev. Lett., **2**, 114 (1959).

ФОРМАЛИЗМ
5.1. Векторное сложение и разложение моментов количества движения

Рассмотрим состояния $|j_1 m_1\rangle$ и $|j_2 m_2\rangle$, характеризуемые величинами j_i моментов количества движения и m_i — их проекциями на ось квантования. Эти состояния могут описывать спиновые волновые функции двух частиц или спиновую функцию и сферическую функцию, соответствующую орбитальному моменту, одной частицы. Часто возникает необходимость рассматривать состояние $|JM\rangle$, характеризуемое полным моментом количества движения J и его проекцией M на данное направление. Законы сохранения требуют, чтобы $M = m_1 + m_2$, и допускают только те значения J , которые заключены в пределах $(j_1 + j_2) \geq J \geq |j_1 - j_2|$, при условии $J \geq M$. Тогда можно записать:

$$|j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle = \sum_J \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J M \rangle |J M\rangle.$$

Присутствующие здесь коэффициенты разложения — коэффициенты векторного сложения, или коэффициенты Клебша—Гордана, — действительные матричные элементы унитарного ортогонального преобразования. Они удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J_1 M_1 \rangle \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J_2 M_2 \rangle = \\ = \delta_{J_1 J_2} \delta_{M_1 M_2} \end{aligned} \quad (1)$$

и

$$\begin{aligned} \sum_J \sum_M \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J M \rangle \langle j_1 j_2 m'_1 m'_2 | j_1 j_2 J M \rangle = \\ = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2} \end{aligned}$$

Коэффициенты Клебша—Гордана C^*

$$j_1 = 1/2, j_2 = 1/2, J = 1$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 1/2 \quad -1/2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|cc} 1/2 & 1 & 1/2 \\ -1/2 & 1/2 & 1 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 1, j_2 = 1/2, J = 3/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 1 \quad 0 \quad -1 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1/2 & 1 & 2/3 & 1/3 \\ -1/2 & 1/3 & 2/3 & 1 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 3/2, j_2 = 1/2, J = 2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|cccc} 1/2 & 1 & 3/4 & 1/2 & 1/4 \\ -1/2 & 1/4 & 1/2 & 3/4 & 1 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 2, j_2 = 1/2, J = 5/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccccc} 1/2 & 1 & 4/5 & 3/5 & 2/5 & 1/5 \\ -1/2 & 1/5 & 2/5 & 3/5 & 4/5 & 1 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 3/2, j_2 = 1, J = 1/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1 & & 1/6 & 1/2 \\ 0 & & 1/3 & 1/3 \\ -1 & 1/2 & 1/6 & \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 2, j_2 = 1, J = 1$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1 & & 1/10 & 3/10 & 3/5 \\ 0 & & 3/10 & 2/5 & 3/10 \\ -1 & 3/5 & 3/10 & 1/10 & \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 1, j_2 = 1/2, J = 1/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 1 \quad 0 \quad -1 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|cc} 1/2 & 1/3 & 2/3 \\ -1/2 & 2/3 & 1/3 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 3/2, j_2 = 1/2, J = 1$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1/2 & 1/4 & 1/2 & 3/4 \\ -1/2 & 3/4 & 1/2 & 1/4 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 2, j_2 = 1/2, J = 3/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|cccc} 1/2 & & 1/5 & 2/5 & 3/5 & 4/5 \\ -1/2 & & 4/5 & 3/5 & 2/5 & 1/5 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 1, j_2 = 1, J = 1$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 1 \quad 0 \quad -1 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|cc} 1 & & 1/2 & 1/2 \\ 0 & & 1/2 & 0 & 1/2 \\ -1 & & 1/2 & 1/2 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 3/2, j_2 = 1, J = 3/2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1 & & 2/5 & 8/15 & 2/5 \\ 0 & & 3/5 & 1/15 & 1/15 & 3/5 \\ -1 & & 2/5 & 8/15 & 2/5 \end{array}
 \end{array}$$

$$j_1 = 2, j_2 = 1, J = 2$$

$$\begin{array}{c}
 m_1 \quad \quad \quad 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \\
 \hline
 m_2 \quad \quad \quad \begin{array}{c|ccc} 1 & & 1/3 & 1/2 & 1/2 & 1/3 \\ 0 & & 2/3 & 1/6 & 0 & 1/6 & 2/3 \\ -1 & & 1/3 & 1/2 & 1/2 & 1/3 \end{array}
 \end{array}$$

* $C = \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J M \rangle$; в таблице приведены значения C^2 ; выделенные цифры соответствуют отрицательным значениям C . Если $j_2 = 0$, то $C = 1$; для $j_1 = j_2$, $J = 0$, $C = (-1)^{j_2 + m_2} / (2j_2 + 1)^{1/2}$.

Кроме того, состояние с данным моментом количества движения можно разложить на два состояния с определенными моментами:

$$|JM\rangle = \sum_{j_1 m_1} \sum_{j_2 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 JM \rangle |j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle. \quad (2)$$

Произвольный фазовый множитель в коэффициентах выбирается в соответствии с определением сферических функций. В табл. 5.1 и 5.2 используются обозначения Кондона и Шортли [1]. Табл. 5.1 — краткая таблица коэффициентов Клебша—Гордана; табл. 5.2 — краткая таблица сферических функций.

Таблица 5.2

Сферические функции

Символ	Функция
Y_0^0	$\sqrt{(1/4\pi)}$
Y_1^0	$[\sqrt{(3/4\pi)}] \cos \theta$
Y_1^1	$-[\sqrt{(3/8\pi)}] \sin \theta e^{i\varphi}$
Y_1^{-1}	$[\sqrt{(3/8\pi)}] \sin \theta e^{-i\varphi}$
Y_2^0	$1/4 [\sqrt{(5/\pi)}] (3 \cos^2 \theta - 1)$
Y_2^1	$-[\sqrt{(15/8\pi)}] \cos \theta \sin \theta e^{i\varphi}$
Y_2^{-1}	$[\sqrt{(15/8\pi)}] \cos \theta \sin \theta e^{-i\varphi}$
Y_2^2	$1/4 [\sqrt{(15/2\pi)}] (1 - \cos^2 \theta) e^{2i\varphi}$
Y_2^{-2}	$1/4 [\sqrt{(15/2\pi)}] (1 - \cos^2 \theta) e^{-2i\varphi}$

5.2. Теория рассеяния

Рассмотрим поток частиц a , движущихся в направлении z и падающих на частицу b . Волновую функцию этой системы можно записать как $\psi = ab \exp(ikz)$, где a и b — волновые функции частиц, нормированные на единичный объем, $\exp(ikz)$ — плоская волна, описывающая относительное движение частиц, $k = \frac{p}{\hbar}$, где p — импульс

в системе центра масс. Так как $|\psi|^2$ равно вероятности нахождения одной частицы в единице объема, то поток падающих частиц численно равен скорости v в системе центра масс.

Плоская волна $\exp(ikz)$ содержит сумму всех моментов количества движения относительно произвольной точки. В сферической системе координат с центром в точке взаимодействия плоскую волну можно разложить по сферическим функциям:

$$\exp(ikz) = \exp(ikr \cos \theta) = \sum_l A_l(kr) Y_l^0(\theta, \varphi).$$

В плоской волне отсутствует азимутальная зависимость, поэтому присутствуют только сферические функции с $m=0$. Функции Y_l^0 являются собственными функциями оператора момента, и каждый член суммы следует рассматривать как парциальную волну, соответствующую орбитальному моменту l с z -компонентой орбитального момента, равной 0, в согласии с классическим результатом и принципом соответствия.

Радиальную часть $A_l(kr)$ в разложении по парциальным волнам можно определить из соотношения $\exp(ikr \cos \theta) = \sum_l A_l(kr) Y_l^0(\theta, \varphi)$. Используя ортонормированность сферических функций, получим: $A_l(kr) = \int \exp(ikr \cos \theta) Y_l^{0*} d\Omega$ и окончательно $A_l(kr) = \sqrt{4\pi} (2l+1)^{1/2} i^l j_l(kr)$, где $j_l(kr)$ равно $\left(\frac{\pi}{2kr}\right)^{1/2} J_{l+1/2}(kr)$ и $J_{l+1/2}(kr)$ — сферическая функция Бесселя.

При $kr \rightarrow \infty$ асимптотическое выражение для $j_l(kr)$ равно

$$\frac{\exp\left[i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)\right] - \exp\left[-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)\right]}{2ikr}$$

и представляет собой радиальную часть сходящейся и расходящейся из центра взаимодействия сферической волны. В точке взаимодействия расходящаяся волна изменяется в результате взаимодействия, поэтому уменьшается ее интенсивность и изменяется фаза. Это выражается в том, что расходящуюся волну умножают на комплексное число S_l , причем $|S_l|^2 \leq 1$. Поскольку рас-

сеянная волна равна разности невозмущенной с $S=1$ и действительной волны с асимптотической формой

$$(2l+1)^{1/2} \frac{\pi^{1/2}}{kr} i^{l+1} \left\{ \exp \left[-i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right] - S_l \exp \left[+i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right] \right\},$$

то радиальная часть рассеянной парциальной волны равна

$$(A_l)_{\text{расс}}^r = (2l+1)^{1/2} \frac{\pi^{1/2}}{kr} i^{l+1} (1 - S_l) \exp \left[+i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right],$$

и тогда выражение для полной рассеянной волны имеет вид

$$\psi_{\text{расс}}^r = \sum_l (A_l)_{\text{расс}} Y_l^0(\theta, \varphi).$$

Нужно подчеркнуть, что выражение «рассеянная волна», употребляемое в этой главе, означает только волну, когерентную с падающей волной. Частицы, у которых меняются энергия, заряд (при перезарядке) или z -компонента момента количества движения, рассматриваются в этом смысле как поглотившиеся. Рассеяние с перезарядкой и переворотом спина обсуждаются в § 5.3. Поскольку экспериментальные процедуры наблюдения упругого рассеяния с переворотом спина и без переворота спина практически одинаковы (переворот спина означает изменение z -компоненты спина), то в этой главе будет рассмотрен только опыт с бесспиновыми частицами.

С учетом этих ограничений дифференциальное сечение рассеяния в направлении, характеризуемом углами θ и φ , выражается через асимптотическое значение интенсивности рассеяния в единицу телесного угла $|\psi_{\text{расс}}|^2 r_0^2 d\Omega v$, деленную на падающий поток v , или

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\pi^{1/2} k^{-1} \sum_l (2l+1)^{1/2} (1 - S_l) Y_l^0(\theta, \varphi)|^2.$$

Полное сечение рассеяния находится интегрированием по сфере и в силу ортонормированности сферических функций равно

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |1 - S_l|^2. \quad (3)$$

Сечение поглощения для данной парциальной волны равно сходящемуся току, вычисленному из сходящейся части волны, минус выходящий ток и все это деленное на падающий поток:

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) (1 - |S_l|^2), \quad (4)$$

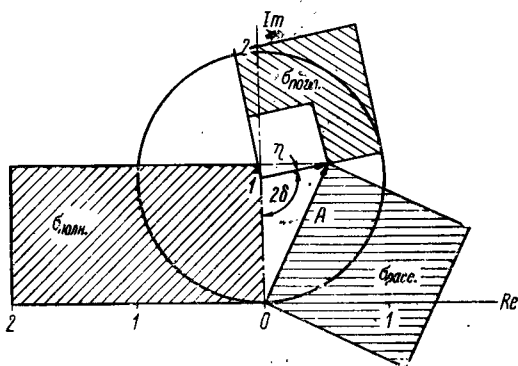


Рис. 5.1. Соотношения между сечениями рассеяния, поглощения и полным сечением для данной парциальной волны. Комплексные амплитуды представлены как векторы, а сечения как площади на комплексной плоскости.

а полное сечение равно сумме сечения рассеяния и сечения поглощения:

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) 2(1 - \text{Re } S_l). \quad (5)$$

Весьма полезно установить графическое соотношение между различными поперечными сечениями. Рассмотрим безразмерную амплитуду рассеяния $A = i(1 - S)$, где $S = \eta \exp(2i\delta)$, причем коэффициент поглощения η и фазовый сдвиг δ — оба действительные числа, к тому же $\eta \leq 1$. Амплитуда рассеяния на рис. 5.1 изображается вектором, а площади, умноженные на величину $\frac{(2l + 1)\pi}{k^2}$, равны соответствующим сечениям.

5.3. Рассеяние частиц со спином и изотопическим спином

Рассмотрим взаимодействие двух частиц a и b , каждая из которых описывается на языке симметрии с помощью таких квантовых чисел, как спин, компонента спина в направлении пучка, изотопический спин и его третья компонента, а также странность, четность и барионный заряд. Обычно взаимодействие инвариантно относительно определенных преобразований симметрии, таких, например, как вращение в обычном пространстве, а сильные взаимодействия инвариантны и относительно вращения в пространстве изотопического спина. Эти симметрии приводят к тому, что полный момент количества движения и полный изотопический спин не изменяются при взаимодействии и являются константами движения. Для получения ограничений и соотношений, вытекающих из законов сохранения, желательно построить из спинов частиц a и b и их орбитальных моментов начальные состояния с определенными значениями полного спина, полного момента количества движения и изотопического спина, рассмотреть влияние взаимодействия на эти состояния и затем разложить конечные состояния опять на состояния частиц a и b с определенными зарядами и направлениями спинов.

Рассмотрим специально случай, когда поток частиц a^ν , летящих вдоль оси z , падает на частицу b^μ , где индексы ν и μ означают третью компоненту изотопического спина частиц. Волновую функцию этой системы можно записать в виде $\psi = a^\nu b^\mu \exp(ikz)$, где a^ν и b^μ — нормированные волновые функции состояний частиц a и b , а $\exp(ikz)$ — плоская волна, характеризующая их относительное движение. Функции полного изотопического спина строятся из изотопических частей волновых функций частиц a и b таким образом, чтобы в изотопическом пространстве иметь

$$\psi = \sum_T \langle t_a t_b \nu \mu | t_a t_b T \rho \rangle I_T^\rho,$$

здесь t — изотопический спин частиц a и b ; T и ρ — полный изотопический спин и его третья компонента; I_T^ρ — волновая функция изотопического спина. Рассмотрим теперь рассеяние этих состояний с определенным изотопическим спином.

Если частицы a и b неполяризуемы, то падающая плоская волна состоит из некогерентных амплитуд всех спиновых состояний частиц a и b , входящих с равными весами. Волновую функцию частицы a можно представить в виде $a = (2i+1)^{-1/2} \sum_m \varepsilon_m a^m$, где a^m — нормированные волновые функции частицы a со спином i и значением z -компоненты момента количества движения, равным m . Здесь ε — ортогональные векторы, введенные для формального описания некогерентности и удовлетворяющие условию $\varepsilon_f \varepsilon_g = \delta_{fg}$. Подобным же образом волновая функция частицы b запишется в виде $b = (2s+1)^{-1/2} \sum_n \varepsilon_n b^n$, и тогда спиновая часть волновой функции ψ состоит из набора членов вида $\varepsilon_m \varepsilon_n a^m b^n$. Удобно ввести состояния X_S^N с определенным полным спином S - и z -компонентой N , комбинируя спины частиц a и b :

$$a^m b^n = \sum_S \langle ismn | isSN \rangle X_S^N. \quad (6)$$

Пространственную часть волновой функции $\exp(ikz)$ разложим, как и в § 5.2, на парциальные волны, каждая из которых соответствует определенному орбитальному моменту

$$\exp(ikz) = \sum_l A_l'(kr) Y_l^0(\theta, \varphi). \quad (7)$$

Различные состояния U с полным моментом количества движения J и его z -компонентой M строятся затем из полного спина и орбитального момента

$$X_S^N Y_l^0 = \sum_I \langle SIN0 | SIJM \rangle U_J^M. \quad (8)$$

Тогда плоская волна

$$\Psi = \sum_{\alpha\beta} \varepsilon_n \varepsilon_m C_{\alpha\beta} I_T^p U_{J_\alpha}^M A_l(kr), \quad (9)$$

где индекс α означает квантовые числа T, J, l и S , а индекс β — числа m, n, ν и μ . Итак, волновая функция начального состояния равна сумме состояний или парциальных волн, представляющих произведения состояний с определенным моментом количества движения, изотопическим спином и радиальной частью с квантовыми

числами α и β . Состояния берутся с весами $C_{\alpha\beta}$, равными величине $(2i+1)^{-1/2} (2s+1)^{-1/2}$, умноженной на произведение трех коэффициентов Клебша — Гордана, чтобы образовать состояния с полным изотопическим спином, полным спином и полным моментом количества движения.

Для каждого состояния рассеяние рассчитывается в принципе так же, как и в § 5.2. Полная рассеянная волна равна

$$\Psi_{\text{расс}} = \sum_{\alpha\beta} \varepsilon_n \varepsilon_m C_{\alpha\beta} I_T^p U_J^M \frac{x^{1/2}}{k} (2l+1)^{1/2} (1-S_\alpha). \quad (10)$$

Матричный элемент рассеяния S зависит только от квантовых чисел α . Однако обычно интереснее рассматривать рассеяние не состояний с полным изотопическим спином, а состояний с определенным электрическим зарядом. Для этого необходимо конечные состояния с определенным изотопическим спином разложить на состояния с определенным электрическим зарядом:

$$I_T^p = \sum_{\nu} \langle t_a t_b^{\nu\mu} | t_a t_b T_p \rangle a^{\nu} b^{\mu}. \quad (11)$$

Если интересуются угловыми распределениями рассеянных частиц, их поляризациями и спиновыми корреляциями, то надо подобным же образом состояние с полным моментом количества движения разложить на состояния с определенным направлением спина a^m , b^n с определенным орбитальным моментом и его z -компонентой.

Свойства ортогональности спиновых волновых функций и волновых функций момента количества движения дают возможность упростить выражения для полного сечения, полного сечения рассеяния и полного сечения поглощения. Интенсивности состояний с различными изотопическими спинами аддитивны, это означает, что

$$|\sum_p (A_T^p + A_\theta^p)|^2 = \sum_p (|A_T^p|^2 + |A_\theta^p|^2), \quad (12)$$

так как

$$\sum_p A_T^p A_\theta^p = \delta_{\theta T},$$

где A_T и A_θ представляют амплитуды состояний с различными полными изотопическими спинами T и θ . Что-

бы показать справедливость этого соотношения, разложим изотопические волновые функции A_T и A_0 следующим образом:

$$I_T^p = \sum_{\nu} \langle t_a t_b^{\nu\mu} | t_a t_b T p \rangle a^{\nu} b^{\mu}$$

и

$$I_0^p = \sum_{\nu'} \langle t_a t_b^{\nu'\mu'} | t_a t_b \theta p \rangle a^{\nu'} b^{\mu'}. \quad (13)$$

Тогда из-за ортогональности спиновых волновых функций $a^{\nu} a^{\nu'} = \delta_{\nu\nu'}$ и $b^{\mu} b^{\mu'} = \delta_{\mu\mu'}$ и в силу свойства коэффициентов Клебша — Гордана

$$\sum_M \langle jj' mm' | jj' JM \rangle \langle jj' mm' | jj' J'M \rangle = \delta_{JJ'}$$

имеем

$$\sum_p I_T^p I_0^p = \delta_{T_0}, \quad (14)$$

что и требовалось доказать.

Аналогично получаем ортогональность состояний с различным полным спином:

$$\sum_m X_S^m X_{S'}^m = \delta_{SS'}.$$

Соотношение для полных моментов

$$\int \sum_M (U_J^M) (U_{J'}^M)^* d\Omega = \delta_{JJ'} \quad (15)$$

выводится подобным же образом, но только условие для функций $a^{\nu} a^{\nu'}$ заменяется условиями

$$X_S^m X_S^n = \delta_{mn} \text{ и } \int Y_l^m Y_{l'}^{m'} d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad (16)$$

где интегрирование производится по всей сфере.

С помощью этих соотношений, суммируя по квантовым числам β , интегрируя по сфере и выписывая в явном виде статистические веса для моментов количества движения, получим выражение для полного сечения рассея-

ния (здесь перезарядка и рассеяние с переворотом спина рассматриваются как упругое рассеяние):

$$\sigma_{\text{расс}} = \pi k^{-2} \sum_{JTS} \frac{(2J+1)}{(2i+1)(2s+1)} \langle t_a t_b \nu \mu | t_a t_b T \rho \rangle (1 - S_a)^2. \quad (17)$$

Сечение поглощения и полное сечение имеют такой же вид, но только последнюю скобку, как и в § 5.2, необходимо заменить соответственно на $1 - |S_a|^2$ и $2(1 - \text{Re } S_a)$.

Здесь также справедливы соотношения рис. 5.1, но при этом площади умножаются на статистические множители, увеличенные в $\frac{\pi}{k^2}$ раз.

Поскольку фотон — частица с нулевой массой, его состояние со спином 1 можно описать с помощью двух состояний χ^1 и χ^{-1} с полным моментом количества движения в направлении пучка, равным $+1$ и -1 . Эти два состояния соответствуют правой и левой круговым поляризациям света. Состояние фотона, характеризуемое определенной поляризацией и орбитальным моментом l с его проекцией m , запишется в виде разложения [2]

$$\chi^e Y_l^m(\theta, \varphi) = \sum_{J=l, l \pm 1} \langle 1l \varepsilon m | 1Jm + \varepsilon \rangle Y_{J, m+\varepsilon} \quad (18)$$

по векторным сферическим функциям $Y_{J, m+\varepsilon}$, которое следует из правил векторного сложения состояний по спину фотона и моменту количества движения. И наоборот, радиационное состояние, уносящее полный момент J и момент количества движения l с его z -проекцией m , описывается векторными сферическими функциями, представленными в виде разложения по состояниям с определенной угловой зависимостью и фотонной поляризацией, т. е.

$$Y_{J, m} = \sum_{\varepsilon} \langle 1l \varepsilon m | 1Jm + \varepsilon \rangle \chi^e Y_l^{m-\varepsilon}(\theta, \varphi), \quad (19)$$

где $\chi^{\pm 1} = \frac{\mp 1}{\sqrt{2}}(x \pm iy)$ и $\chi^0 = z$. Здесь x, y, z — единичные векторы, характеризующие направление поляризации электромагнитного поля. В разложении векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ электромагнитного поля по векторным сферическим функциям присутствуют члены двух типов, а именно члены вида $Y_{JJ, m}$ и члены вида $Y_{JJ \pm 1, m}$, чет-

ности которых противоположны, поскольку они равны $(-1)^l$. Волновые функции, соответствующие членам первого типа, характеризуются четностью, равной $(-1)^{J+1}$. Они описывают состояния магнитного типа. Значение $J=1$ соответствует магнитному дипольному переходу $M1$, а $J=2$ соответствует магнитному квадрупольному переходу $M2$ и т. д. Фотонные волновые функции второго типа с четностью, равной $(-1)^J$, соответствуют переходам электрического типа мультипольности 2^J , т. е. $J=1$ соответствует электрическому дипольному переходу $E=1$, $J=2$ — электрическому квадрупольному переходу $E=2$ и т. д.

Угловые распределения для электрического и магнитного дипольных переходов совпадают. Однако векторы x , y , z представляют векторы электрического или магнитного поля в зависимости от того, какой переход имеет место: $M1$, $E2, \dots$, или $E1$, $M2, \dots$, так как магнитное поле четно, а электрическое поле нечетно относительно инверсии пространства P .

5.4. Оптическая теорема

Эта важная теорема связывает полные сечения с мнимой частью амплитуды рассеяния. Если не учитывать спин и изотопический спин, то

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) 2(1 - \text{Re } S_l).$$

Амплитуда рассеяния вперед для одной парциальной волны l определяется

$$A_l(0) = \pi^{1/2} k^{-1} (2l+1)^{1/2} i (1 - S_l) Y_l^0(0),$$

но так как $Y_l^0(0) = \left(\frac{2l+1}{4\pi}\right)^{1/2}$, то

$$\text{Im } A_l(0) = (1 - \text{Re } S_l) \frac{2l+1}{2k}.$$

Поскольку амплитуды аддитивны, то

$$\text{Im } A(0) = \sum_l \text{Im } A_l(0) \text{ и } \sigma_{\text{полн}} = 4\pi k^{-1} \text{Im } A(0). \quad (20)$$

В общем случае взаимодействие должно зависеть от полного спина. Поскольку состояния с различными полными спинами некогерентны, то взаимодействие таких состояний можно рассматривать как взаимодействия различных частиц, и оптическая теорема применима в отдельности для каждого спинового состояния, входящего с весом $(2S+1)(2i+1)^{-1}(2s+1)^{-1}$ (см. § 5.3).

Если допустить изменение направления спина, то переворот спина можно рассматривать как поглощение, некогерентное с падающим пучком, потому что члены, соответствующие перевороту спина, не дают вклада в амплитуду рассеяния вперед, входящую в оптическую теорему. Амплитуда состояния, в котором z -компонента спина изменяется на величину $m\hbar$ в силу сохранения z -компоненты момента количества движения, пропорциональна сферической функции Y_l^{-m} , которая при $m \neq 0$ и $\theta = 0$ равна нулю. Поскольку заряд рассеянной частицы можно легко измерить, то изменение третьей компоненты изотопического спина частицы, рассеянной вперед, легко исключить и, следовательно, можно пренебречь изотопическим спином.

Так как дифференциальное сечение при $\theta = 0$ равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = \frac{\pi}{k^2} \sum_S (2S+1)(2i+1)^{-1}(2s+1)^{-1} |A_S(0)|^2, \quad (21)$$

то его нижнюю границу часто выражают через сечение рассеяния вперед. Это особенно полезно при интерпретации взаимодействий частиц со спином 0 или 1/2; для частиц со спином 0 $\frac{d\sigma}{d\Omega} \geq |\text{Im} A(0)|^2 \geq \frac{k^2 \sigma_{\text{полн}}^2}{4\pi}$. Заметим, что при высоких энергиях, когда полное сечение постоянно, дифференциальное сечение рассеяния вперед имеет нижнюю границу, изменяющуюся как E^2 .

5.5. Барьерные эффекты, связанные с моментом количества движения

В классической физике частица, обладающая импульсом p , не может взаимодействовать или быть испущенной из области радиусом a с моментом количества движения, большим, чем pa . Однако принцип неопределенности утверждает, что классическое рассмотрение неприменимо в области малых квантовых чисел. Не-

определенность в угле рассеяния или испускания частицы θ порядка $\Delta\theta = \frac{1}{l}$, где l — момент количества движения; с другой стороны, $\Delta\theta = \frac{\Delta p}{p}$, где Δp — изменение импульса в направлении, перпендикулярном движению. Поскольку $\Delta p \cdot \Delta a \approx \hbar$, то положение частицы определяется с точностью $\Delta a \approx \frac{\hbar l}{p}$ и существует некая

вероятность обнаружить в области взаимодействия частицу с моментом количества движения $(\hbar l) > (pa)$. Иначе можно сказать, что эти частицы проходят через область, где их кинетическая энергия $T(r) = T(\infty) - \frac{(l/r)^2}{2m}$

отрицательна. По аналогии с эффектами отталкивания кулоновского поля уменьшение вероятности взаимодействия частицы с большим моментом количества движения можно рассматривать как эффект центробежного барьера, а величину этого уменьшения как коэффициент прозрачности барьера. Хотя для любой, достаточно хорошо определенной проблемы следствия влияния барьерных эффектов момента количества движения являются само собой разумеющейся частью полного решения, для короткодействующих взаимодействий специфическое действие момента количества движения часто замазано. Для короткодействующих взаимодействий эффекты момента количества движения редко сильно зависят от энергии внутри области взаимодействия, но часто сильно зависят от энергии и полностью рассчитываются вне этой области. Иногда удобно разделить задачу на внутреннюю и внешнюю части и рассматривать подробные вычисления или лучше оценки для центробежного барьера. Универсального коэффициента прозрачности барьера не существует: вид и необходимость использования таких коэффициентов зависят от рассматриваемой проблемы.

Хотя эти рассуждения подтверждаются более сложными вычислениями, стоит обсудить действие центробежных барьеров на нерезонансное рассеяние и сечения реакций с помощью теории возмущений.

Сечения упругого и неупругого взаимодействий можно определить как число взаимодействий на одном

рассеивающем центре, деленное на единичный падающий поток, т. е. оно равно $v_i^{-1} \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right) \langle \psi_f | H | \psi_i \rangle^2 \frac{dN_f}{dE}$, где v_i — скорость в системе центра масс начального состояния, а $\frac{dN_f}{dE}$ — плотность конечных состояний, пропорциональная v_f . Можно ожидать, что матричный элемент перехода между начальным и конечным состояниями, описываемыми плоскими волнами, пропорционален амплитуде этих состояний на границе области взаимодействия радиуса R , т. е. пропорционален $[j_l(k_f R)]^2 [j_n(k_i R)]^2$, где n и l — орбитальные моменты относительного движения частиц в начальном и конечном состояниях. Для упругого рассеяния $l=n$, $k_i=k_f$, и поэтому $(\sigma_{\text{упр}})_l = [j_l(kR)]^2 [j_l(kR)]^2$. При $kR \ll 1$ $j_l(kR) \rightarrow \frac{(kR)^l}{(2l+1)!!}$ и $(\sigma_{\text{упр}})_l \approx \left[\frac{(kR)^l}{(2l+1)!!} \right]^4$. Так как для упругого рассеяния $(\sigma_{\text{упр}})_l \approx k^{-2} \sin^2 \delta$, то при $kR \rightarrow 0$, $\delta_l = k^{2l+1}$. Вблизи порога некоторого нового канала, где $k_f R \ll 1$ и зависимостью от энергии начального состояния можно пренебречь, будем иметь $(\sigma_f)_l \approx [j_l(k_f R)]^2 k_f R \approx \frac{(kR)^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2}$. Это можно рассматривать как основной коэффициент прозрачности; в случае упругого рассеяния этот коэффициент относится как к падающему, так и к выходящему потокам.

Существуют явные ограничения для описанной выше схемы оценок. Если пороговые соотношения абсолютно верны, по крайней мере для сравнительно малого энергетического интервала, то можно построить такой потенциал, что при некотором моменте количества движения и энергии фаза рассеяния равна 90° . Тогда сечение будет равно величине $(2l+1)4\pi k^{-2}$, умноженной на статистический вес спинового состояния. Оно определяется только законами сохранения и, по всей видимости, не зависит от коэффициентов прозрачности. Для величин $kR > 1$ такая ситуация может появиться только как следствие образования резонанса или возбужденного состояния, и тогда проще всего считать, что эффекты прозрачности барьера влияют только на время жизни состояния. Это время жизни равно некоторому времени, определяемому волновой функцией внутреннего состоя-

ния, умноженному на коэффициент прозрачности барьера, представляющий отношение интенсивности волновой функции на бесконечности к интенсивности на границе области взаимодействия R . Рассмотрим падающую волну с асимптотическим видом радиальной части $r\psi = U(r) e^{-ikr}$, $r \rightarrow \infty$. В точке R амплитуда имеет вид $U_l(R) = (-1)^{l_j - l - 1} (kR) - i j_l(kR)$. Для значений $kR \ll 1$ отношение $\frac{U_l(kR)}{U_l(\infty)} = [(kR)^l / (2l + 1)!!]^2$. Время жизни τ удлиняется на величину, обратную этому множителю, а ширина резонанса $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ уменьшается на величину этого коэффициента.

Это предварительное рассмотрение, устанавливающее соотношения между сечением и вероятностями переходов для различных значений l , предполагает, что взаимодействие описывается потенциалом, очень близким по форме к потенциалу типа прямоугольной ямы. Так как интенсивность части плоской волны с большими моментами количества движения очень резко падает для малых значений R , то существенная часть взаимодействия должна определяться периферийной частью потенциала. Это — часть потенциала, относительное влияние которой уменьшается при рассмотрении, когда вводится определенный фиктивный радиус взаимодействия. Действительно, можно показать, что протяженный потенциал Юкавы, который применим для описания многих реакций элементарных частиц, на больших расстояниях дает относительно большой вклад состояний с большими моментами количества движения. Для более подробного обсуждения этого вопроса лучше использовать формализм теории дисперсионных соотношений. Для определенности рассмотрим рассеяние двух бесспиновых частиц, происходящее через обмен виртуальной частицей с массой m . Амплитуда рассеяния, как функция от $x = \cos \theta$, имеет полюс в точке $x_0 = 1 + \left(\frac{mc}{2p}\right)^2$ и пропорциональна величине $\frac{1}{x_0 - x}$, которая при разложении в ряд по сферическим функциям равна $(4\pi)^{1/2} \sum_l Q_l(x_0) Y_l^0(x)$, где $Q_l(x_0)$ — полиномы Лежандра второго рода. Парциальное сечение для момента количества движения l

равно $4\pi Q_l^2(x_0)$; в асимптотике, когда $\frac{\hbar k}{mc} = ka \rightarrow 0$, $x_0 \rightarrow \frac{1}{2} (ka)^{-2}$, $Q_l(x_0) \rightarrow \left(\frac{\pi}{l}\right)^{1/2} (2x_0)^{-l-1}$, имеем, что $4\pi Q_l^2(x_0) \rightarrow \frac{4\pi^2}{l} (ka)^{4l-4}$. Для нормировки поделим последнее выражение на парциальное сечение при $l=0$ и получим $(\sigma_{\text{упр}})_l = \frac{1}{l} (ka)^{4l}$, где снова основной коэффициент прозрачности, пропорциональный $(ka)^{2l}$ в случае рассеяния, входит дважды. Этот коэффициент прозрачности больше, чем тот, который фигурировал в предыдущих расчетах, на величину $l^{-1/2} [(2l+1)!!]^2$. Следовательно, парциальные волны с большими моментами количества движения играют гораздо большую роль, чем это получилось при потенциале с резкими границами [3].

5.6. Матрица рассеяния

В § 5.2 волновая функция, представляющая рассеянную волну, нормировалась в соответствии с определенным потоком падающих частиц v , что упрощало расчет сечения. Разложение на волны с определенными моментами количества движения приводит к выражению, которое в асимптотике для каждой парциальной волны включает сходящуюся и расходящуюся сферические волны. Если выбрать другую нормировку, такую, чтобы для каждой парциальной волны падающий поток был одинаков, то рассеянная волна будет иметь вид

$$\psi_{aa} = \frac{\exp\left[-i\left(k_a r_a - l_a \frac{\pi}{2}\right)\right] - S_{aa} \exp\left[i\left(k_a r_a - l_a \frac{\pi}{2}\right)\right]}{(4\pi v_a)^{1/2} r_a}. \quad (22)$$

Индекс a означает канал или пару продуктов реакции. В общем случае будут появляться более чем один канал, т. е. другие пары частиц b , c и т. д. будут возникать при взаимодействии пары частиц a . Чтобы отразить это обстоятельство, добавим к уравнению (22) выражение типа

$$\psi_{ab} = \frac{-S_{ab} \exp\left[i\left(k_b r_b - l_b \frac{\pi}{2}\right)\right]}{(4\pi v_b)^{1/2} r_b}. \quad (23)$$

Кроме того,

$$\psi_a = \sum_b \psi_{ab}.$$

Интенсивность каждой расходящейся волны равна $|S_{ab}|^2$.

Если открыто N различных каналов, то для описания асимптотического поведения волновой функции двух сталкивающихся частиц a необходимо N комплексных констант $S_{aa}, S_{ab}, S_{ac} \dots$. Так как в качестве начального канала можно рассматривать любой один из этих каналов, то для описания взаимодействия всех пар частиц имеем N^2 констант. Совокупность этих констант можно рассматривать как $(N \times N)$ -матрицу, называемую матрицей рассеяния.

С помощью матрицы рассеяния можно компактно описать асимптотические свойства волновых функций, т. е. получить соотношения, не зависящие от деталей взаимодействий. Основные свойства матрицы рассеяния не изменяются при введении спинов частиц и рассмотрении в конечном состоянии трех и более частиц, но эти обобщения обсуждаться не будут.

Унитарность матрицы рассеяния устанавливается следующей леммой — скалярное произведение двух решений волнового уравнения не зависит от времени:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle u | v \rangle &= \left\langle \frac{du}{dt} | v \right\rangle + \langle u | \frac{\partial v}{\partial t} \rangle = \\ &= \frac{i}{\hbar} (\langle Hu | v \rangle - \langle u | Hv \rangle) = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

До взаимодействия очевидно $\langle \psi_a | \psi_b \rangle = \delta_{ab}$, поскольку падающие волны нормированы на единичную интенсивность, а волны, соответствующие различным каналам, не интерферируют. Применяя эти соотношения для описания ситуации после столкновения, получим просто $\sum_k S_{ka}^* S_{kb} = \delta_{ab}$. В матричном виде это записывается как $S^+ S = 1$, что представляет формальное выражение унитарности S -матрицы. Сохранение вероятности формулируется с помощью дополнительного соотношения $\sum_k |S_{ak}|^2 = 1$.

Поперечные сечения на языке элементов S -матрицы описываются очень просто, если использовать во входящем канале поток, соответствующий разложению пло-

ской волны $\exp(ikz)$. Тогда согласно § 5.2 сечение процесса $a \rightarrow b$ имеет вид

$$\sigma_{ab} = (2l + 1) \pi k^{-2} |\delta_{ab} - S_{ab}|^2.$$

Инвариантность относительно обращения времени устанавливает дополнительные соотношения между элементами S -матрицы. Обычно действие оператора обращения времени имеет вид преобразования с помощью унитарного оператора U плюс комплексное сопряжение. Таким образом, условием инвариантности гамильтониана относительно обращения времени служит равенство $H^* = U^{-1} H U$. Рассмотрим волновую функцию ψ , удовлетворяющую уравнению $H\psi = i\hbar(\partial\psi/\partial t)$: совершая комплексное сопряжение, получим $H^*\psi^* = i\hbar \frac{\partial\psi^*}{\partial(-t)}$, тогда $U^{-1} H U \psi^* = i\hbar \frac{\partial\psi^*}{\partial(-t)}$ и $H U \psi^* = i\hbar \frac{\partial U \psi^*}{\partial(-t)}$. Функция $U \psi^*$ — решение, обращенное во времени, т. е. решение, развивающееся во времени назад. Формально комплексное сопряжение приводит к обращению импульса, и оператором U является оператор обращения спина, например σ_y .

Если пренебречь спинами, то волновой функции Ψ_a соответствует обращенная во времени волновая функция Ψ_a^* , описывающая ситуацию, где много входящих волн и только одна выходящая. Эту обращенную во времени волновую функцию Ψ_a^* можно представить как сумму функций, не подвергшихся обращению во времени: $\Psi_a^* = \sum_b C_b \Psi_b$. До начала реакции для каждой функции открыт только один канал. Из сравнения обеих сторон равенства видно, что коэффициенты C_b равны $-S_{ab}^*$. После реакции для Ψ_a^* остается открытым только один канал, и теперь при сравнении обеих сторон равенства имеем $\sum_a S_{a1}^* S_{1b} = \delta_{ab}$, или в матричном обозначении $S^* S = I$. Тогда $S^* S = S^+ S$, $S^* = S^+$, $S_{ab}^* = S_{ba}^*$ и $S_{ab} = S_{ba}$. Последнее равенство выражает теорему взаимности [4].

5.7. Теорема Ватсона

Рассмотрим реакцию, включающую только два канала a и b , причем взаимодействие в канале a очень слабое: $|\delta_{a1} - S_{a1}| \ll 1$. S -матрица для этой реакции имеет

ВИД

$$\begin{vmatrix} S_{aa} & S_{ab} \\ S_{ba} & S_{bb} \end{vmatrix} \approx \begin{vmatrix} 1 & S_{ab} \\ S_{ba} & \exp(2i\delta) \end{vmatrix},$$

где δ — фаза рассеяния в канале b . Так как $S^*S=1$, то из инвариантности относительно обращения времени следует, что $(SS^*)_{21}=S_{ba}+S_{ba}^*\exp(2i\delta)=0$ и $S_{ab} = |S_{ab}|\exp(\delta - \frac{\pi}{2})$. Так как важны только относитель-

ные фазы в конечном состоянии, то член $-\frac{\pi}{2}$ можно опустить, и в этом случае фазы амплитуд конечного состояния будут просто фазами рассеяния, соответствующими данному каналу. Этот результат, впервые полученный Ватсоном [5], с успехом применяется при изучении фоторождения, а также распадов элементарных частиц, вызванных слабым взаимодействием. Для слабых взаимодействий S_{aa} можно считать равным 1, и S_{ab} представляет тогда матричный элемент распада. Эти результаты для фаз конечных состояний применимы только тогда, когда открыто много слабых каналов. Но для случая, когда существен не один, а ряд сильно взаимодействующих каналов, простых и общих соотношений нет; это наблюдается, когда $|S_{bb}|^2$ заметно отлично от 1. Если важен канал c , то элемент матричного произведения $(SS^*)_{21}=0$ имеет простой вид: $S_{ab}+S_{ba}^* S_{bb} + S_{bc}S_{ca}^*$, и из общих свойств S -матрицы нельзя вывести простые соотношения для фаз элементов S_{ab} . Хотя

около порога S_{ab} , S_{ba}^* и S_{bc} пропорциональны $k^{\frac{(2l+1)}{2}}$, где l — орбитальный момент в канале b , на амплитуды различных парциальных волн даже не накладывается условие малости мнимой части у порога.

5.8. Пороговые аномалии

Из § 5.5 известно, что сразу же над порогом амплитуда, соответствующая рождению двух частиц в S -состоянии, меняется как $k^{1/2}s$, а сечение как $k|s|^2$, где s — комплексное число, имеющее размерность корня квадратного из длины и не зависящее от энергии, а k — волновое число, соответствующее импульсу в системе цен-

тра масс данного канала. Из унитарности S -матрицы следует ожидать, что сильное возрастание парциального сечения приведет к некоторым эффектам в сечении для других процессов. Рассмотрим поведение амплитуды рождения для реакции $A+B \rightarrow C+D$ около порога процесса $A+B \rightarrow E+F$. Обозначим каналы (AB) , (CD) и (EF) соответственно через α , β и γ и разложим S -матрицу около порога канала γ по степени $k^{1/2}$, где k — волновое число в системе центра масс канала γ . Изменение в S -матрице можно описать с помощью унитарного преобразования [6]: $S = US_T U^{-1}$, где $U = \exp(ik^{1/2} A)$; S_T есть S -матрица на пороге; k — волновое число в системе центра масс канала γ , а A — действительная эрмитова матрица. Разложение имеет вид: $U = I + ik^{1/2} A - \frac{kA^2}{2} \dots$, где I — единичная матрица. Тогда $S = US_T U^{-1} = S_T + ik^{1/2} B + \frac{1}{2} kC \dots$, где B , например, равно $(AS_T - S_T A)$. Выписывая $SS^+ = S_T S_T^+ + ik^{1/2} \alpha + k\beta \dots$ и замечая, что SS^+ и $S_T S_T^+$ в силу унитарности S и S_T одновременно равны единице, получим, что члены, зависящие от импульса, исчезнут, т. е. $\alpha = \beta = 0$. Это верно, если $C = BS_T^+ B$. Запишем в явном виде:

$$S_T = \begin{vmatrix} S_{\alpha\alpha} & S_{\alpha\beta} & 0 \\ S_{\alpha\beta} & S_{\beta\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \text{ и } B = \begin{vmatrix} 0 & 0 & s_{\beta\gamma} \\ 0 & 0 & s_{\alpha\gamma} \\ s_{\gamma\alpha} & s_{\gamma\beta} & 0 \end{vmatrix}$$

где s не зависит от энергии. Такой вид B диктуется физическими соображениями (см. § 5.3). Выполнив умножение $BS_T^+ B$, получим матричный элемент $S_{\alpha\beta} = (S_{\alpha\beta})_T + \frac{1}{2} k s_{\alpha\gamma} s_{\gamma\beta}$. Ниже порога канал γ закрыт и S -матрица имеет меньшее на единицу число строк и число столбцов, но такие элементы, как $S_{\alpha\beta}$, продолжают аналитически в область ниже порога, где k становится мнимым. Волновая функция в канале γ имеет вид $\frac{1}{r} e^{ikz}$ выше порога, а ниже порога спадает экспоненциально как $\frac{1}{r} e^{-kz}$. Итак, $k \rightarrow ik$, где $k > 0$. Построенная как возрастающая функция энергии, траектория безразмерной амплитуды рассеяния $S_{\alpha\beta}$, отложенная в комплексной

плоскости, поворачивает налево на 90° на пороге γ -канала, и сечение реакций $\sigma_{\alpha\beta}$, пропорциональное $\pi k_a^{-2} |S_{\alpha\beta}|^2$, имеет вид $a(E - E_t)^{1/2}$ выше порога и $b(E_t - E)^{1/2}$ ниже порога, где a и b — константы, определяемые элементами матриц S_T и B . Если a и b отрицательны, то сечение $\sigma_{\alpha\beta}$ на пороге γ -канала имеет некоторый выброс, или касп. Если в γ -канале одна из двух частиц нестабильна и распадается с заметной шириной, касп не очень острый и выглядит подобно резонансу [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондон Е., Шортли Г. Теория атомных спектров. Изд-во иностр. лит., 1949.
2. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Изд-во иностр. лит., 1954.
3. Эту точку зрения сообщил нам Далиц (частное сообщение).
4. В этом разделе мы близко следуем книге Дж. Блатта и В. Вайскопф.
5. Watson K. M. Phys. Rev., **95**, 228 (1954); Gell-Mann M., Watson K. M. Ann. Rev. Nucl. Sci., **4**, 219 (1954).
6. Wigner E. P. Phys. Rev., **73**, 1002 (1948); Breit G. Phys. Rev., **107**, 1612 (1957); Базь А. И., Окунь Л. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 757 (1958).
7. Naueenberg M., Pais A. Phys. Rev. Lett., **8**, 82 (1962).

СИММЕТРИИ $SU(3)$ И $SU(6)$
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
ОБ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦАХ

И. В. Чувило

В последнее время значительный прогресс в классификации сильно взаимодействующих частиц — адронов, в понимании их свойств и свойств их взаимодействий достигнут в рамках идей более высоких симметрий, чем симметрия изотопического спина. Во-первых, речь идет о симметрии внутреннего типа, симметрии $SU(3)$, являющейся расширением симметрии $SU(2)$ изотопического спина. Во-вторых, интересна попытка рассмотреть свойства адронов с точки зрения группы $SU(6)$ и, в частности, ее подгруппы $SU(2) \otimes SU(3)$, соответствующей объединенной симметрии не связанных между собой геометрической симметрии обычного пространственного спина и внутренней $SU(3)$. Не все известные данные об адронах нашли свое объяснение в рамках этих идей. Более того, динамические аспекты взаимодействий адронов вообще не входят в круг этих проблем. Исследования в этих направлениях еще продолжаются. Попытка кратко изложить основные идеи новых симметрий, их следствия, а также сопоставление этих следствий известным экспериментальным данным о свойствах адронов дана в настоящем обзоре.

Известно, что изотопическая симметрия, относящаяся к группе симметрий частиц внутреннего типа, определяется как симметрия процессов с участием адронов относительно вращений в формально определенном трехмерном изотопическом пространстве. В теоретико-групповой терминологии это соответствует группе $SU(2)$

унитарных унимодулярных преобразований ω , действующих на фундаментальный ковариантный спинор

$$n_i = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

и преобразующих его в такой же спинор n'_i согласно правилу

$$n_i \rightarrow n'_i = \omega^i_j n_j \quad (2a)$$

(суммирование производится по одинаковым верхним и нижним индексам) или

$$n' = \omega n.$$

Матрица преобразования ω размерности 2×2 обладает следующими свойствами:

$$\omega^+ \omega = 1 \text{ или } \omega^+ = \omega^{-1}, \det \omega = 1, \quad (3)$$

где ω^+ — эрмитовосопряженная, а ω^{-1} — матрица, обратная матрице ω . Преобразование контрвариантного n^i спинора производится по правилу

$$n'^i = n^j (\omega^+)^i_j. \quad (2b)$$

Преобразование ω генерируется тремя линейно независимыми 2×2 матрицами со шпурами, равными нулю, в качестве которых можно выбрать матрицы Паули τ_k :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Из сказанного следует, что матрица преобразования ω имеет вид

$$\omega = e^{i\theta}, \quad (5)$$

где $\theta = (\theta_1, \theta_2, \theta_3)$ — три параметра, определяющие вращения в изотопическом пространстве. Таким образом, рассматриваемая группа $SU(2)$ имеет размерность два [по числу $r=2$ базисных элементов фундаментального спинора (1)] в трех измерениях (по числу $r^2 - 1 = 3$ линейно независимых генераторов или параметров θ_i) ранга один (по числу генераторов, приводящихся одновременно к диагональному виду, и здесь такой генератор один: τ_3).

Если в качестве фундаментального спинора рассматривать нуклон

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad (6)$$

то инвариантность процессов относительно группы $SU(2)$ соответствует закону сохранения тока изотопического спина:

$$\Gamma_\alpha = i\bar{N} \frac{\tau}{2} \gamma_\alpha N, \quad \alpha = 1, 2, 3, 4, \quad (7)$$

из которого получаются три компоненты изотопического спина

$$T_k = -i \int \Gamma_{ka} d^3x, \quad k = 1, 2, 3. \quad (8)$$

Умножая скалярно вектор изотопического спина $\mathbf{T} = (T_1, T_2, T_3)$ на вектор Паули $\boldsymbol{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$, получаем эквивалентную запись в виде смешанного тензора второго ранга со шпуром, равным нулю:

$$T = T_i^j = \begin{pmatrix} T_3 & T_1 + iT_2 \\ T_1 - iT_2 & -T_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_3 & T_+ \\ T_- & -T_3 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Тензор общего вида n_{abc}^{ijk} с p нижними и q верхними индексами, каждый из которых пробегает значения 1 и 2, преобразуется по правилу

$$n_{abc}^{ijk} \dots \rightarrow n'_{abc}{}^{ijk} \dots = \omega_a^{a'} \omega_b^{b'} \omega_c^{c'} \dots n_{a'b'c'}^{i'j'k'} \dots \times \\ \times (\omega^+)^i_{i'} (\omega^+)^j_{j'} (\omega^+)^k_{k'} \dots \quad (10)$$

или

$$n \rightarrow n' = \Omega(\omega) n.$$

Имеется два инварианта группы $SU(2)$: тензор

$$\delta_i^j = \begin{cases} 1 & \text{для } i = j \\ 0 & \text{для } i \neq j \end{cases} \quad (11)$$

и антисимметричный тензор

$$\epsilon_{ij} = \epsilon^{ij}, \quad \text{причем } \epsilon_{12} = 1. \quad (12)$$

Инвариантом группы будет также скалярное произведе-

ние двух тензоров $m_{abc}^{ijk} \dots$ и $n_{abc}^{ijk} \dots$ с одинаковыми количествами верхних и нижних индексов *:

$$\langle m | n \rangle = m + n = m^{+abc} \dots n_{abc}^{ijk} \dots$$

где

$$m^{+abc} \dots = (m_{abc}^{ijk} \dots)^*$$

Тензор $n_{ijk}^{ijk} \dots$ называется неприводимым, если любая операция свертывания индексов с помощью инвариантных тензоров (11) и (12):

$$\delta_l^a n_{abc}^{ijk} \dots = n_{abc}^{ajk} \dots,$$

$$\epsilon_{li} n_{abc}^{ijk} \dots,$$

$$\epsilon^{la} n_{abc}^{ijk} \dots$$

дает в результате нуль. Неприводимые тензоры характеризуются следующими свойствами:

1) симметрией по всем верхним индексам:

$$n_{abc}^{ijk} \dots = n_{abc}^{jik} \dots;$$

2) симметрией по всем нижним индексам:

$$n_{abc}^{ijk} \dots = n_{bac}^{ijk} \dots;$$

3) имеют равные нулю шпуры: $n_{abc}^{ajk} \dots = 0$.

Основная идея классификации адронов в рамках изотопической симметрии состоит в их группировании в

* Скалярное произведение $N+N$, где N — нуклонный спинор (6), инвариантно относительно унитарного преобразования

$$\psi = e^{i\alpha I} \cdot e^{i\tau\omega},$$

где I — единичная (2×2) -матрица. Калибровочное преобразование $e^{i\alpha I}$ соответствует при этом сохранению нуклонного тока.

$$n_\alpha = \frac{1}{2} i \bar{N} \gamma_\alpha N,$$

из четвертой компоненты которого образуется нуклонное число

$$n = -i \int \bar{n}_4 d^3x.$$

изотопические мультиплеты различных размерностей, которым сопоставляются неприводимые представления или тензоры группы $SU(2)$ тех же размерностей. На этом пути возникает классификация частиц по трансформационным свойствам соответствующих им тензоров относительно вращений в изотопическом пространстве. Каждый такой мультиплет характеризуется значением величины изотопического спина $T = \frac{p+q}{2}$ и содержит $2T+1$ частиц, различающихся значениями третьей проекции изотопического спина T_3 . Для квантовых чисел электрического заряда Q , величины T_3 , барионного числа B и странности S существует эмпирическое соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы.

$$Q = T_3 + \frac{B}{2} + \frac{S}{2} = T_3 + \frac{1}{2}Y, \quad (13)$$

где $Y = B + S$ — гиперзаряд частицы. Частицы с $B=0$ называются мезонами, с $B=1$ — барионами. Для античастиц соответствующие квантовые числа имеют обратные знаки. Существуют следующие изотопические мультиплеты элементарных частиц — адронов (см. приложение I).

1. Синглеты ($T=0$) с трансформационными свойствами скаляра, к которым относятся:

- а) барионы Λ_{1115} , Λ_{1405} , Λ_{1520} , Λ_{1815} и т. д.;
- б) мезоны η^0 , ω^0 , φ^0 , f^0 и т. д.

2. Дублеты ($T=1/2$) с трансформационными свойствами спинора, описываемые матрицами n_i вида (1)

$$n_i = \begin{pmatrix} n_1 \left(T_3 = +\frac{1}{2} \right) \\ n_2 \left(T_3 = -\frac{1}{2} \right) \end{pmatrix},$$

к которым относятся:

- а) барионы N_{940} , N_{1512} , Ξ_{1320} , Ξ_{1530}^* и т. д.;
- б) мезоны K_{495} , K_{890}^* и т. д.

3. Триплеты ($T=1$) с трансформационными свойст-

вами смешанного тензора второго ранга (вектора), описываемые матрицами вида

$$n_i^j = \begin{pmatrix} n_1^1(T_3 = 0) & n_1^2(T_3 = +1) \\ n_2^1(T_3 = -1) & n_2^2(T_3 = 0) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

к которым относятся:

а) барионы Σ_{1190} , Σ_{1385} , Σ_{1660} , Σ_{1760} и т. д.;

б) мезоны π , ρ и т. д.

4. Квартеты ($T=3/2$) с трансформационными свойствами симметричного тензора третьего ранга n_{ijk} ($i, j, k=1, 2$):

$$\begin{aligned} n_{111}(T_3 = -\frac{3}{2}), & \quad n_{112}(T_3 = -\frac{1}{2}), \\ n_{122}(T_3 = +\frac{1}{2}), & \quad n_{222}(T_3 = +\frac{3}{2}), \end{aligned}$$

к которым относятся барионы Δ_{1238} и т. д.

Мезонов этого типа, а также частиц, которым соответствуют тензоры с более высокими трансформационными свойствами, пока не обнаружено.

В приближении точной изотопической симметрии массы частиц одного изотопического мультиплетта одинаковы. Однако изотопическая симметрия нарушается электромагнитным взаимодействием, что приводит к снятию вырождения, следствием чего является различие в массах и других свойствах частиц одного изотопического мультиплетта. Поскольку константа электромагнитного взаимодействия, нарушающего изотопическую симметрию, мала ($\alpha = \frac{1}{137}$) по сравнению с константой сильного взаимодействия, то такое вырождение мало. Получающиеся в изотопической симметрии предсказания о соотношениях между сечениями различных реакций и других свойствах элементарных частиц хорошо выполняются с точностями, соответствующими нарушению изотопической симметрии в сильных процессах. В качестве примеров можно привести правило треугольника в реакциях:

$$\begin{aligned} \pi^+ + p &\rightarrow \Sigma^+ + K^+; & \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^0 = K^0; \\ & & \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + K^+ \end{aligned}$$

и целый ряд других.

В группе $SU(2)$ изотопической симметрии квантовое число гиперзаряда Y является посторонней характеристикой. Включение его в число параметров группы приводит к расширению изотопической симметрии до симметрии, получившей наименование унитарной. Унитарная симметрия соответствует симметрии процессов относительно вращений в восьмимерном унитарном пространстве.

Унитарная симметрия процессов с участием адронов соответствует группе $SU(3)$ унитарных унимодулярных преобразований u , действующих на трехмерный фундаментальный ковариантный спинор

$$\varphi_\alpha = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix} \quad (15)$$

и преобразующих его в такой же спинор φ'_α согласно правилу (2)

$$\varphi_\alpha \rightarrow \varphi'_\alpha = u^\beta_\alpha \varphi_\beta, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3$$

или

$$\varphi \rightarrow \varphi' = u\varphi,$$

причем опять 3×3 матрица u обладает свойствами (3):

$$u^+u = 1, \text{ т. е. } u^+ = u^{-1}, \text{ Det } u = 1.$$

В полной аналогии с группой $SU(2)$ записываются правила преобразования контрвариантного спинора φ^α и спинора общего вида $\varphi^\alpha_{\beta\gamma} : \dots$. Два следующих тензора будут снова инвариантами

$$\delta^\beta_\alpha = \begin{cases} 1 & \text{для } \alpha = \beta \\ 0 & \text{для } \alpha \neq \beta \end{cases} \quad (16)$$

и антисимметричный тензор

$$\epsilon_{\alpha\beta\gamma} = \epsilon^{\alpha\beta\gamma}, \text{ причём } \epsilon_{123} = 1. \quad (17)$$

Тензор $\varphi^\alpha_{\beta\gamma} : \dots$ опять называется неприводимым, если

свертки с помощью этих инвариантных тензоров дают нуль. Их свойства относительно индексов такие же, как и в группе $SU(2)$. Генераторами преобразования u должны быть матрицы размерности 3×3 . Таких линейно независимых матриц с нулевыми шпурами будет восемь. Обозначим их λ_i :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i0 \\ i & 00 \\ 0 & 00 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 00 \\ 0 & -10 \\ 0 & 00 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 000 & 1 \\ 000 & 0 \\ 100 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 00 & -i \\ 00 & 0 \\ i0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 000 & 0 \\ 000 & 1 \\ 010 & 0 \end{pmatrix}, & (18) \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 00 & 0 \\ 00 & -i \\ 0i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 10 & 0 \\ 01 & 0 \\ 00 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Две из них, λ_3 и λ_8 , диагональны. λ_i удовлетворяют коммутационным соотношениям:

$$[\lambda_k, \lambda_l] = 2i f_{klm} \lambda_m, \quad (19a)$$

$$\{\lambda_k, \lambda_l\} = 2d_{klm} \lambda_m + \frac{4}{3} \delta_{kl} 1$$

а также для них

$$\text{Sp} \lambda_k \lambda_l = 2\delta_{kl}, \quad (20)$$

где f_{klm} — полностью антисимметричный, а d_{klm} — симметричный относительно перестановок своих индексов тензоры.

Отличны от нуля следующие из них:

$$f_{123} = 1,$$

$$f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{156} = -f_{367} = \frac{1}{2},$$

$$f_{458} = f_{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad (19b)$$

$$d_{118} = d_{225} = d_{338} = -d_{888} = \frac{1}{\sqrt{3}},$$

$$d_{448} = d_{558} = d_{668} = d_{778} = -\frac{1}{2\sqrt{3}},$$

$$d_{146} = d_{157} = d_{256} = d_{344} = d_{355} = -d_{247} = -d_{366} = -d_{377} = \frac{1}{2}.$$

Таким образом, матрица преобразования u имеет вид

$$u = e^{i\Lambda\omega}, \quad (21)$$

где $\omega = (\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_8)$ — восемь параметров определяющих вращения в восьмимерном унитарном пространстве. Теперь легко видеть, что группа $SU(3)$ имеет размерность 3 в восьми измерениях второго ранга.

Если в качестве фундаментального тензора рассмотреть некоторую частицу «Сакатон» $b = \begin{pmatrix} n \\ p \\ \lambda \end{pmatrix}$, две первые компоненты которой аналогичны нуклону, а третья аналогична Λ -гиперону со странностью $S = -1$, то инвариантность адронных процессов относительно вращений $SU(3)$ означает сохранение восьмикомпонентного тока унитарного спина

$$F_\alpha = i\bar{b} \frac{\lambda}{2} \gamma_\alpha b, \quad \alpha = 1, 2, 3, 4, \quad (22)$$

из которого образуются восемь компонент унитарного спина

$$F_k = -i \int F_{k\alpha} d^3x, \quad k = 1, 2, 3, \dots, 8. \quad (23)$$

По аналогии с группой $SU(2)$, умножая вектор унитарного спина F на вектор λ , получаем его представление в виде смешанного тензора второго ранга, записываемого 3×3 матрицей

$$U = \begin{pmatrix} F_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}F_8 & F_1 + iF_2 & F_4 + iF_5 \\ F_1 - iF_2 & -F_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} & F_8F_6 + iF_7 \\ F_4 - iF_5 & F_6 - iF_7 & -\frac{2}{\sqrt{3}}F_8 \end{pmatrix} \quad (24)$$

или

$$U = \begin{pmatrix} Q & T_+ & L_+ \\ T_- & Y & -Q \\ L_- & K_- & -Y \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Группа $SU(3)$ также характеризуется набором неприводимых представлений. Тензоры таких представлений $\Phi_{\alpha\beta\gamma}^{\lambda\mu\nu} \dots$ с q верхними и p нижними индексами, пробегающими значения 1, 2 и 3, характеризуются определенными наборами квантовых чисел гиперзаряда и изотопического спина. Размерность представления определяется выражением

$$N(p, q) = \frac{1}{2}(p+1)(q+1)(p+q+2). \quad (26)$$

Гиперзаряд компоненты тензора имеет величину

$$Y = p(3) - q(3) - \frac{p-q}{3}, \quad (27)$$

где $p(3)$ и $q(3)$ — числа верхних и нижних индексов тензора, принимающих значение 3, а величина T_3 равна

$$T_3 = \frac{1}{2}[p(2) - q(2) - p(1) + q(1)]. \quad (28)$$

Из уравнения (27) следует, что гиперзаряд может принимать как целые, так и дробные значения. В частности, фундаментальный спинор характеризуется следующими значениями:

$$Y_{\varphi_1} = -\frac{1}{3}, \quad Y_{\varphi_2} = -\frac{1}{3}, \quad Y_{\varphi_3} = \frac{2}{3}. \quad (29)$$

Таким образом, если в группе изотопической симметрии фундаментальному спинору $n_i = \binom{n_i}{n_i}$ могли соответствовать реальные физические частицы протон и нейтрон с целочисленными значениями Y , то в унитарной симметрии фундаментальному спинору $\varphi_\alpha = \binom{\varphi_1}{\varphi_2}{\varphi_3}$ соответствуют частицы с дробными значениями Y . Эти частицы получили наименование кварков и пока экспериментально не обнаружены.

Если реальные частицы характеризуются только целочисленными значениями Y , то тогда они могут быть

сопоставлены только с представлениями, тензоры которых удовлетворяют следующему ограничению на их индексы:

$$\frac{p-q}{3} \text{ равно целому числу.} \quad (30)$$

Наинишие из таких представлений $D(p, q)$ имеют следующие размерности:

1. Синглет $D(0, 0)$.
2. Октуплет $D(1, 1)$, записываемый 3×3 матрицей

$$\varphi_{\alpha}^{\beta} = \begin{pmatrix} \varphi_1^1(T_3=0, Y=0) & \varphi_1^2(T_3=+1, Y=0) & \varphi_1^3\left(T_3=\frac{1}{2}, Y=1\right) \\ \varphi_2^1(T_3=-1, Y=0) & \varphi_2^2(T_3=0, Y=0) & \varphi_2^3\left(T_3=-\frac{1}{2}, Y=1\right) \\ \varphi_3^1\left(T_3=-\frac{1}{2}, Y=-1\right) & \varphi_3^2\left(T_3=\frac{1}{2}, Y=-1\right) & \varphi_3^3(T_3=0, Y=0) \end{pmatrix}. \quad (31)$$

3. Декуплет $D(3, 0)$, соответствующий симметричному тензору третьего ранга $\varphi_{\alpha\beta\gamma}$. Набор таких тензоров напомним в виде таблицы

	Y	T	
	Φ_{333}	-2	0
	Φ_{331} Φ_{332}	-1	$1/2$
	Φ_{311} Φ_{312} Φ_{322}	0	1
	Φ_{111} Φ_{112} Φ_{122} Φ_{222}	$+1$	$3/2$

(32)

Здесь тензоры, стоящие в одной строке, различаются значениями T_3 .

Далее следует 27-плет $D(2, 2)$ и тензоры более высоких размерностей, удовлетворяющие условию (30). Будем относить к указанным унитарным мультиплетам различные наборы частиц, характеризующихся общностью некоторых свойств (барионное число, спин и четность). В рамках точной унитарной симметрии их массы должны быть одинаковыми. Но мы знаем, что такой ситуации нет, массы групп различных частиц сильно различаются. Таким образом, заранее очевидно, что унитарная симметрия не является строгой. Она нарушается некоторым промежуточно сильным взаимодействием, что и

приводит к снятию вырождения частиц по величине их массы. Оказывается, что в рамках довольно общих предположений о трансформационных свойствах гамильтониана этого взаимодействия в унитарном пространстве можно получить следствия, находящиеся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Предполагается вообще, что гамильтонианы различных взаимодействий характеризуются трансформационными свойствами октетного представления группы $SU(3)$. Если гамильтониан промежуточно сильного взаимодействия, ответственного за расщепление масс частиц унитарных мультиплетов, имеет свойства компоненты φ_3^3 в уравнении (31) (т. е. $Y=0$, $T=0$), то получается следующее выражение для масс частиц одного такого мультиплета:

$$M = M_0 + M_1 Y + M_2 \left[T(T+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right]. \quad (33)$$

Здесь M — масса барионного мультиплета и квадрат массы для мезонного мультиплета, а M_i — константы, одинаковые для всех частиц одного мультиплета. В частности, для декуплета из (32) следует, что

$$M = M_0 + M_1 Y. \quad (34)$$

Используем теперь известные нам сведения об изотопической мультиплетности частиц, их гиперзарядах и с помощью массовых формул попытаемся отождествить их с неприводимыми представлениями $SU(3)$. Оказывается, что целый ряд изотопических мультиплетов частиц очень хорошо объединяется в мультиплеты унитарные. Во-первых, имеем барионный оккуплет частиц с квантовыми числами $J^P = 1/2^+$:

$$B = B_a^3 = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Здесь очень хорошо выполняется формула масс

$$\frac{M_N + M_\Sigma}{2} = \frac{3M_\Lambda + M_\Sigma}{4}, \quad (36)$$

следующая из уравнения (33), так как слева имеем $(1128,2 \pm 3)$, а справа $(1135,1 \pm 0,1)$ Мэв. Таким образом, точность выполнения этого соотношения порядка 1%. Далее имеем декуплет барионных частиц с квантовыми числами $J^P = 3/2^+$:

$$\Delta_{\alpha\beta\gamma} = \left\{ \begin{array}{l} \Delta_{111} = \Delta_{1238}^-; \quad \Delta_{112} = \frac{\Delta_{1238}^0}{\sqrt{3}}; \quad \Delta_{122} = \frac{\Delta_{1238}^+}{\sqrt{3}}; \\ \Delta_{222} = \Delta_{1238}^{++}; \\ \Delta_{113} = \frac{\Sigma_{1385}^-}{\sqrt{3}}; \quad \Delta_{123} = \frac{\Sigma_{1385}^0}{\sqrt{6}}; \quad \Delta_{223} = \frac{\Sigma_{1385}^+}{\sqrt{3}}; \\ \Delta_{133} = \frac{\Xi_{1530}^-}{\sqrt{3}}; \quad \Delta_{233} = \frac{\Xi_{1530}^0}{\sqrt{3}}; \\ \Delta_{333} = \Omega_{1680}^- \end{array} \right\}. \quad (37)$$

Массовая формула (34) для декуплета дает эквидистантность масс, а из экспериментальных данных следует:

$$M_{\Sigma_{1385}} - M_{\Delta_{1238}} = (147 \pm 2) \text{ Мэв},$$

$$M_{\Xi_{1630}} - M_{\Sigma_{1385}} = (147 \pm 0,15) \text{ Мэв},$$

$$M_{\Omega_{1680}} - M_{\Xi_{1630}} = (145,5 \pm 3) \text{ Мэв},$$

что также хорошо соответствует предсказаниям унитарной симметрии.

Кроме частиц барионного типа, хорошо сгруппированных в указанные унитарные мультиплеты, имеются еще частицы этого класса, которые не поддаются классификации по этому принципу. Это связано либо с тем,

что их квантовые числа J^P еще неизвестны, либо они недостаточно надежно установлены. Например, хорошо известны нуклонная изобара N_{1512} и изобара Λ_{1520} с $J^P = 3/2^-$.

Известна еще изобара Σ_{1660} , спин которой равен $3/2$, но четность еще надежно не установлена. Если она также отрицательна, то можно говорить о существовании барионного октуплета с квантовыми числами $J^P = 3/2^-$. В этом случае должна существовать Ξ -изобара и ее масса, согласно уравнению (33), равна 1600 Мэв. Но такая Ξ -изобара до сих пор не обнаружена.

Известна Ξ -изобара с $T=1/2$ и массой 1810 Мэв. Если отнести эту изобару к рассматриваемому мультиплету, то из формулы (33) для массы Λ -изобары получаем величину 1660 Мэв. Указания на возможное существование Λ_7 -резонанса при такой полной энергии были получены, но до настоящего времени надежно не подтверждены. Неизвестны и квантовые числа J^P для изобар Ξ_{1810} и Λ_{1660} . Таким образом, возможно существование унитарного синглета Λ_{1520} и унитарного октуплета N_{1512} , Λ_{1660} , Σ_{1660} и Ξ_{1810} с $J^P = 3/2^-$, но для окончательного заключения об этом пока нет необходимых экспериментальных данных. В таблице барионов (приложения I) можно видеть еще изобару Λ_{1405} , которая считается унитарным синглетом, а кроме того, еще целый ряд изобар, таких, как нуклонные изобары N_{1480} , N_{1688} , Δ_{1924} , а также изобары Λ_{1815} , Σ_{1763} и т. д., место которым в классификации частиц по унитарным мультиплетам пока не найдено. Очевидно, должно существовать еще много барионных изобар с массами порядка 2 Гэв и более, чтобы можно было образовать новые унитарные октуплеты и декуплеты.

Теперь рассмотрим частицы мезонного типа. Имеется восемь псевдоскалярных мезонов с $J^P = 0^-$. Из (32) получаем формулу для квадратов масс мезонов одного унитарного октуплета

$$M_K^2 = \frac{3M_\eta^2 + M_\pi^2}{4}. \quad (38a)$$

Для этого семейства частиц она довольно хорошо выполняется, так как слева имеем $(0,246 \pm 0,004)$ Гэв², а справа $(0,230 \pm 0,005)$ Гэв².

Итак, унитарный октет псевдоскалярных мезонов с $J^P=0^-$:

$$P = P_a^b = \begin{pmatrix} \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta^0 \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Векторных мезонов с $J^P=1^-$ уже девять штук: ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , K^{*+} , K^{*0} , \bar{K}^{*0} , K^{*-} , ω^0 и φ^0 . Два последних из них — изотопические синглеты. Ни с одним из них не удается удовлетворить массовую формулу типа (38). В связи с этим была высказана идея о том, что на самом деле унитарным синглетом является некоторая частица φ_0^0 , а к унитарному октету относится некоторая частица ω_8^0 . Реальные же частицы φ^0 и ω^0 — их смеси, определяющиеся выражениями

$$\begin{aligned} \omega^0 &= -\omega_8^0 \sin \theta + \varphi_0^0 \cos \theta, \\ \varphi^0 &= \omega_8^0 \cos \theta + \varphi_0^0 \sin \theta. \end{aligned} \quad (40)$$

Из экспериментальных данных о массах ω^0 - и φ^0 -мезонов получается, что $\theta \simeq 65^\circ$, т. е.

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{2}{3}}, \quad \sin \theta = \sqrt{\frac{1}{3}}. \quad (41)$$

Значение массы для ω_8^0 получается равным 960 Мэв и имеется хорошо выполняющееся соотношение

$$M_{K^*}^2 = \frac{3M_{\omega_8^0}^2 + M_\rho^2}{4}. \quad (38б)$$

Теперь можно написать для октета векторных мезонов 3×3 матрицу типа (39). Но можно объединить их с таким же синглетом φ_0^0 и написать с учетом (40) и (41)

для нонета векторных мезонов матрицу с отличным от нуля шпуром:

$$V = V_a^3 = \begin{pmatrix} \frac{\omega^0 + \rho^0}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & \frac{\omega^0 - \rho^0}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \varphi^0 \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Далее имеется девятка мезонов f^0 , A_2 , K_{1405}^* и $f^{0'}$ с квантовыми числами $J^P = 2^+$. Так же как и в случае векторных мезонов, здесь не удастся удовлетворить массовую формулу (38). Масса m_3 изотопически синглетной частицы из унитарного октета согласно уравнению (38) должна быть приблизительно 1440 Мэв. Но такой частицы не нашли. Если опять привлечь идею $f^0 f^{0'}$ — перемешивания типа (40) с коэффициентами (41), то для m_3 получается значение 1430 Мэв. Совпадение вычисленных двумя способами значений массы m_3 можно рассматривать, во-первых, как весьма серьезный довод в пользу существования нонета мезонов с $J^P = 2^+$, а во-вторых, как веский аргумент в пользу гипотезы универсального перемешивания изотопически синглетных частиц с одинаковыми значениями J^P , обусловленного взаимодействием, нарушающим унитарную симметрию. Наиболее прямым опытом для независимого доказательства такого перемешивания является измерение относительной вероятности распадов $\varphi^0 \rightarrow e^+ e^-$ и $\omega^0 \rightarrow e^+ e^-$, которая определяется квадратом отношения коэффициентов при ω_3^0 в (40) и равна $2 \frac{m_\varphi}{m_\omega} = 2,6$.

Как видно из Приложения (стр. 198), имеются группы мезонов с квантовыми числами J^P , равными 0^+ , 1^+ и т. д. Но накопление экспериментальных данных по этому вопросу еще не завершено и о классификации этих групп частиц пока говорить рано. Также следует подчеркнуть особую важность надежного установления факта существования $K^+ K^+$ -резонанса с $J^P = 0^+$. Поскольку этот резонанс имеет квантовое число странности $S = +2$, то отсюда следует, что при любом значении J^P в классификацию частиц необходимо включать уни-

тарный мультиплет по крайней мере размерности 27, а это приведет к необходимости установления существования значительно большего числа частиц по сравнению с тем, что сейчас известно.

Два рассмотренных выше типа симметрий относятся к симметриям элементарных частиц внутреннего типа. Известно, что существует еще и ряд симметрий геометрического типа. Среди них важное место занимает симметрия пространственного спина частиц. Была предпринята попытка объединить в совместном теоретико-групповом рассмотрении унитарную симметрию и симметрию нерелятивистского спина. Первая есть $SU(3)$ симметрия, а вторая, будучи полностью аналогичной симметрии изотопического спина, является $SU(2)$ симметрией.

Рассмотрим компоненты матрицы $\varphi_\alpha = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \end{pmatrix}$ и припишем каждой из них спин, равный $1/2$.

Таким образом, имеется три частицы типа p , n и Λ , и у каждой из них две проекции спина, равные $+1/2$ и $-1/2$, т. е. всего шесть состояний. Отвлечемся теперь от физической трактовки этих состояний и рассмотрим некий физический объект, описываемый шестью величинами c_A , образующими матрицу

$$c_A = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ c_5 \\ c_6 \end{pmatrix}. \quad (43)$$

В этом случае получим симметрию процессов относительно вращений в некотором 35-мерном пространстве. Соответствующая этой симметрии группа $SU(6)$ также будет характеризоваться наборами неприводимых представлений. В этой симметрии наименьшими представлениями для частиц мезонного типа будут представления размерности 1 и 35, для частиц барионного типа размерности 20, 56 и 70, среди которых полностью симметричный тензор имеет размерность 56.

Если рассматривать в группе $SU(6)$ ее подгруппу $SU(2) \otimes SU(3)$ и трактовать ее как комбинированную симметрию не связанных между собой симметрий обычного и унитарного спина, то у произвольного тензора

t_{ABC}^{KLM} группы $SU(6)$ любой индекс A , пробегающий шесть значений, состоит из спинового $i=1, 2$ и унитарного индекса $\alpha=1, 2, 3$. Пусть (m, n) — прямое произведение представления размерности m в группе $SU(2)$ обычного спина и представления размерности n в группе $SU(3)$. Тогда 35-мерное представление группы $SU(6)$ следующим образом редуцируется на мультиплеты спиновой группы $SU(2)$ и группы $SU(3)$:

$$35 = (3,8) \oplus (3,1) \oplus (1,8). \quad (44)$$

Легко видеть, что первый мультиплет может быть отождествлен с унитарным октетом векторных мезонов, второй с векторным мезоном — унитарным синглетом, а последний с унитарным октетом псевдоскалярных мезонов. Таким образом, в группе $SU(6)$ все мезоны с отрицательной четностью можно объединить в один мультиплет размерности 35.

Аналогичным образом можно представить и редукцию барионного 56-плета. Она имеет вид

$$56 = (4,10) \oplus (2,8). \quad (45)$$

Первый мультиплет здесь может быть отождествлен с унитарным барионным декуплетом $3/2^+$, а второй с унитарным барионным октуплетом $1/2^+$. Таким образом, и все барионы с положительной относительной четностью и наименьшими значениями спина объединяются в один мультиплет группы $SU(6)$ размерности 56.

В группе $SU(6)$ по аналогии с группой $SU(3)$, предположив, что гамильтониан нарушающего эту симметрию взаимодействия обладает свойствами члена $H_3^3 + H_6^6$ ($T=0, Y=0, J=0$) 35-плета, можно получить следующую массовую формулу для частиц одного мультиплета:

$$M = M_0 + M_1 Y + M_2 \left[T(T+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right] + M_3 J(J+1), \quad (46)$$

где имеется в виду масса для бариона и квадрат массы для мезона. Таким образом, массы 35 частиц-мезонов или 56 частиц-барионов определяются только четырьмя параметрами. Дополнительно к следствиям

унитарной симметрии здесь возникают следующие новые массовые соотношения для векторных мезонов

$$M_{\omega}^2 = M_{\rho}^2 (0,6 \Gamma_{\text{эв}}^2 \approx 0,56 \Gamma_{\text{эв}}^2 - \text{эксперимент}),$$

$$M_{\phi}^2 + M_{\rho}^2 = M_{K^*}^2 (1,61 \Gamma_{\text{эв}}^2 \approx 1,58 \Gamma_{\text{эв}}^2 - \text{эксперимент})$$

и автоматически следует эффект $\omega\phi$ -перемешивания (40) с коэффициентами (41). Кроме того, поскольку октет мезонов 0^- и нонет мезонов 1^- объединены в один 35-плет симметрии $SU(6)$, то возникает формула связи масс этих двух групп мезонов:

$$M_K^2 - M_{\pi}^2 = M_{K^*}^2 - M_{\rho}^2 (0,23 \Gamma_{\text{эв}}^2 = 0,23 \Gamma_{\text{эв}}^2 - \text{эксперимент}).$$

Теперь уже октет 0^- -мезонов и нонет 1^- -мезонов вырождены по массе. Это вырождение снимается различием величин их спинов, что в массовой формуле (46) отражено членом с $J(J+1)$. И снова видно достаточно хорошее согласие предсказываемых $SU(6)$ симметрией соотношений с получающимися из известных экспериментальных величин масс частиц.

При рассмотрении различного типа процессов (сильных, электромагнитных и слабых) приходится иметь дело с вершинами барионного типа, включающими частицы из одного или различных мультиплетов. Такие барионные вершины вида $\bar{N}N$, $\bar{B}B$ или $\bar{B}\Delta$ в группах $SU(n)$ характеризуются одним важным свойством. В прямых произведениях тензоров a и a' , соответствующих барионам из мультиплетов в данной симметрии, имеется представление, тензор которого представляется как

$$A_{\alpha}^{\beta} = (a^+)_{\alpha\gamma\delta}^{\lambda\mu\nu} \dots a'_{\lambda\mu\nu}^{\beta\gamma\delta} \dots - \frac{1}{n} \delta_{\alpha}^{\beta} [(a^+)_{\rho\tau\phi}^{\lambda\mu\nu} \dots a'_{\lambda\mu\nu}^{\rho\tau\phi} \dots]. \quad (47)$$

Такие представления называются регулярными представлениями группы $SU(n)$. Оказывается, получается много полезных и соответствующих экспериментальным данным следствий, если предположить, что лагранжианы различного типа взаимодействий обладают трансформационными свойствами регулярного представления симметрии рассматриваемого типа.

В группе $SU(2)$ изотопической симметрии нуклонная вершина $\bar{N}N'$ редуцируется на неприводимые представления согласно выражению

$$2 \otimes 2 = 1 \oplus 3. \quad (48)$$

Таким образом, согласно (47) она преобразуется по триплетному представлению вида

$$L_i^j = (N^+)^j N'_i - \frac{1}{2} \delta_i^j [(N^+)^i N'_i].$$

Поскольку триплетное представление в уравнении (48) встречается один раз, то π -мезон-нуклонное взаимодействие типа Юкавы, т. е. линейное по мезонному полю, записывается единственным образом в виде

$$g (N^+)^j \pi_j^i N_i = g \text{Sp} (\bar{N} \pi N), \quad (49)$$

где N_i — нуклонный спинор (6); π_j^i — смешанный тензор (14), описывающий π -мезоны, а g — константа π -нуклонной связи.

В симметрии $SU(3)$ вершины для барионов из одного октуплета будут определяться неприводимыми представлениями, на которые разбивается прямое произведение $8 \otimes 8$, т. е.

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 27. \quad (50)$$

Предполагается, что $\bar{B}B$ — вершина обладает трансформационными свойствами регулярного октетного представления группы $SU(3)$. Видно, что такое представление дважды встречается в разбиении (50). В прямом произведении тензоров φ_α^β и ψ_γ^δ эти два октетных представления, исходя из (47), записываются следующими выражениями:

$$(\varphi\psi)_{F\alpha}^\beta = \varphi_\gamma^\beta \psi_\alpha^\gamma - \varphi_\alpha^\gamma \psi_\gamma^\beta, \quad (51a)$$

$$(\varphi\psi)_{D\alpha}^\beta = \varphi_\gamma^\beta \psi_\alpha^\gamma + \varphi_\alpha^\gamma \psi_\gamma^\beta - \frac{2}{3} \delta_\alpha^\beta \varphi_\rho^\tau \psi_\tau^\rho. \quad (51b)$$

Эти два типа связей полей октетного представления φ_α^β и ψ_γ^δ получили наименование связей F -типа (51a) и связей D -типа (51b).

Таким образом, любое взаимодействие типа Юкавы октетных барионов с октетными мезонами, инвариантное в группе $SU(3)$, имеет вид

$$g [d \text{Sp}(\bar{B}MB - \bar{B}BM) + f \text{Sp}(\bar{B}MB + \bar{B}BM)]. \quad (52)$$

Причем

$$f + d = 1, \quad (53)$$

где константы f и d описывают вклады соответственно связей F -типа и связей D -типа. Напомним, что в общем случае связь барионов октета $1/2^+$ и октета псевдоскалярных мезонов 0^- характеризуется двенадцатью константами $g_{N\pi N}$, $g_{NK\Lambda}$, $g_{\Sigma K\Xi}$ и т. д. В рамках унитарной симметрии все они представляют линейные комбинации констант f и d , умноженные на общую константу g , в качестве которой, очевидно, следует взять константу $\frac{g^2_{N\pi N}}{4\pi} \cong 15$. Используя (53), имеем:

$$\left. \begin{aligned} g_{N\pi N} &= -g_{\Sigma K\Xi} = (d + f)g = g, \\ g_{\Lambda\pi\Lambda} &= -g_{\Lambda\tau\Lambda} = g_{\Sigma\tau\Sigma} = \frac{2}{\sqrt{3}}(1 - f)g, \\ g_{\Sigma\pi\Sigma} &= 2fg, \\ g_{\Xi\pi\Xi} &= -g_{NK\Sigma} = -(1 - 2f)g, \\ g_{NK\Lambda} &= g_{\Xi\tau\Xi} = -\frac{1}{\sqrt{3}}(1 - 2f)g, \\ g_{\Lambda K\Xi} &= g_{N\tau N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}(1 - 4f)g. \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Из анализа π -нуклонного рассеяния и некоторых других данных следует, что в π -нуклонном взаимодействии более сильными оказываются связи D -типа, причем

$$\frac{f}{d} \simeq 0,6. \quad (55)$$

Ниже будет показано [см. (62)], что $\frac{f}{d} = \frac{2}{3}$. Из написанных в уравнении (54) констант в настоящее время имеются экспериментальные оценки значений констант

$\frac{g^2_{NK\Sigma}}{4\pi}$ и $\frac{g^2_{NK\Lambda}}{4\pi}$, согласно которым их величина порядка единицы. Если $\frac{f}{d} = \frac{2}{3}$, то $f = \frac{2}{5}$ и из уравнения (54) получаем

$$\frac{g^2_{NK\Sigma}}{4\pi} \simeq 0,6; \quad \frac{g^2_{NK\Lambda}}{4\pi} \simeq 16.$$

Таким образом, если экспериментальные оценки этих величин правильны, то в случае $NK\Sigma$ -связи они соответствуют, а в случае $NK\Lambda$ -связи противоречат предсказаниям $SU(3)$ -симметрии. Насколько это обстоятельство реально, будет видно после уточнения экспериментальных данных. Для векторных мезонов таких данных нет. Но если предположить, что в дисперсионных соотношениях для тока унитарного спина F_α доминирует октет векторных мезонов, то тогда $d=0$, т. е. связь векторных мезонов с барионами октета $1/2^+$ будет связью F-типа.

Поскольку в прямом произведении $8 \otimes 10$ регулярное октетное представление встречается один раз, то связи типа Юкавы вида $\overline{B}\Delta\phi$ выражаются как

$$gB^+\beta_\alpha \Delta_{\beta\gamma} \phi^{\gamma\alpha\delta\rho},$$

т. е. характеризуются единственной константой связи g . Таким образом, если распады вида $B' \rightarrow B + \phi$ характеризуются константами, выражаемыми через два коэффициента f и d , то распады вида $\Delta \rightarrow B + \phi$ зависят только от одной константы g . Сравнение вычисленных ширины распадов изобар декуплета $3/2^+$ (считая $\Gamma_{\Delta_{1238}} = 125$ Мэв) с измеренными экспериментально можно видеть на следующей таблице:

Распады	Γ , Мэв (эксперимент)	Γ , Мэв (теория)
$\Delta_{1238} \rightarrow N + \pi$	125	125
$\Sigma_{1385} \rightarrow \Lambda + \pi$	51,2	45
$\Sigma_{1385} \rightarrow \Sigma + \pi$	2 ± 2	7
$\Xi_{1530} \rightarrow \Xi + \pi$	$7,5 \pm 1,7$	18

Видно, что расчетные и экспериментальные данные согласуются не очень хорошо, особенно, если вспомнить,

что распад $\Sigma_{1385} \rightarrow \Sigma + \pi$ не наблюдался, а $SU(3)$ -симметрия предсказывает для него довольно заметную вероятность.

В рамках $SU(3)$ -симметрии можно получить предсказания о соотношениях между сечениями различных реакций. Например, для реакций типа

$$8 + 8 \rightarrow 10 + 8,$$

а именно:

$$\begin{aligned} \text{а) } \pi^- + p &\rightarrow \Delta_{1238}^- + \pi^+; \\ \text{б) } \pi^- + p &\rightarrow \Sigma_{1385}^- + K^+; \\ \text{в) } K^- + p &\rightarrow \Sigma_{1385}^- + \pi^+; \\ \text{г) } K^- + p &\rightarrow \Xi_{1530}^- + K^+; \end{aligned} \tag{56}$$

единственная $SU(3)$ инвариантная амплитуда имеет вид

$$\Delta^{+\alpha\beta\gamma} \varphi^{+\lambda} B_{\beta\gamma}^{\mu\nu} \epsilon_{\lambda\mu\nu}.$$

Поэтому между матричными элементами этих реакций наблюдаются соотношения

$$\frac{M_a}{\sqrt{3}} = -M_b = M_v = M_r.$$

Опытные данные по этому вопросу трудно анализировать, поскольку массы барионов различны. Но если сопоставлять данные о сечениях при одинаковом выделении энергии Q , то получается, что $\frac{M_a}{\sqrt{3}} \simeq M_v$, а матрич-

ные элементы M_b и M_r приблизительно равны, но их абсолютные значения почти на порядок величины меньше M_v . Таким образом, имеется противоречие предсказаний $SU(3)$ -симметрии и опытных данных о реакциях (56). Но нужно помнить, что динамика этих реакций накладывает заметные отклонения на предсказания $SU(3)$ -симметрии, поскольку механизм таких реакций может быть типа одночастичного обмена. Таким образом, необходимо еще рассмотреть вопрос о том, при каких переданных импульсах имеет смысл проводить такие сравнения.

Рассмотрим теперь барионную вершину $\bar{B}B$ в $SU(6)$ -симметрии. Она записывается как

$$b^{+ABC}b'_{ABC} \quad (57)$$

и ее разложение на неприводимые представления есть

$$56 \otimes 56 = 1 \oplus 35 \oplus 405 \oplus 2695. \quad (58)$$

Далее делается опять основное предположение (исключение для векторных мезонов см. ниже) о том, что во всех взаимодействиях участвует только та часть (57), которая преобразуется по регулярному 35-мерному представлению группы $SU(6)$. Тогда согласно (58) такая связь будет единственной и в соответствии с (47) имеет вид

$$k_A^B = b^{+BCD} b'_{ACD} - \frac{1}{6} \delta_A^B (b^{+LMN} b'_{LMN}). \quad (59)$$

Рассмотрим для примера связи октетных барионов, тензор которых в группе $SU(2) \otimes SU(3)$ есть

$$b_{ABC} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (\epsilon_{ij} s_k \epsilon_{\alpha\beta\delta} \zeta_{\gamma}^{\delta} + \epsilon_{jk} s_i \epsilon_{\beta\gamma\delta} \zeta_{\alpha}^{\delta} + \epsilon_{ki} s_j \epsilon_{\gamma\alpha\delta} \zeta_{\beta}^{\delta}), \quad (60)$$

где тензор s представляет спин, равный $1/2$, а поэтому $i, j, k=1, 2$, а тензор ζ — октетную $SU(3)$ -структуру, и поэтому $\alpha, \beta, \gamma, \delta=1, 2, 3$. При этом $\zeta_{\alpha}^{\alpha}=0$, а коэффициент выбран так, чтобы нормировкой состояния была величина $s^{+s}\zeta^{+\zeta}$. Теперь подставим уравнение (60) в выражение (59). Пусть $A=(i, \alpha)$ и $B=(j, \beta)$. Напишем искомого выражение в виде

$$\begin{aligned} (k_A^B)_{\text{октет}} = & \frac{1}{18} \left[3\delta_i^j s^{+s'} (\zeta^{+\zeta'})_{F\alpha}^{\beta} + 4 \left(s^{+j} s'_i - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} \delta_i^j s^{+s'} \right) (\zeta^{+\zeta'})_{F\alpha}^{\beta} + 6 \left(s^{+j} s'_i - \frac{1}{2} \delta_i^j s^{+s'} \right) (\zeta^{+\zeta'})_{D\alpha}^{\beta} + \right. \\ & \left. + 2 \left(s^{+j} s'_i - \frac{1}{2} \delta_i^j s^{+s'} \right) \delta_{\alpha}^{\beta} \zeta^{+\zeta'} \right], \quad (61) \end{aligned}$$

где $s^{+s'} = s^{+i} s'_i$ и $\zeta^{+\zeta'} = \zeta^{+\alpha} \zeta'^{\beta}$ и использованы обозначения (51) связей F -типа и D -типа. Рассмотрим связи,

соответствующие переходам $b \rightarrow b' + m$. Для 0^- - и 1^- -мезонов они имеют вид соответственно

$$i\varphi\bar{b}\gamma_3 b' \text{ и } i\varphi_\mu\bar{b}\gamma_\mu b'$$

и в нерелятивистском пределе получаем

$$\frac{1}{2m_b} \nabla \varphi (b + \sigma b') \text{ и } \varphi_0 b + b',$$

где φ и φ_μ — поля псевдоскалярных и векторных мезонов соответственно, а m_b — масса барионов октуплета; σ — спиновые матрицы Паули, а система единиц принята такой, что $c = \hbar = 1$. Отсюда следует, что в уравнении (61) часть со спином, равным 1, относится к связи 0^- -мезонов, а часть со спином, равным 0, относится к связи 1^- -мезонов. Таким образом, связь барионного октета с псевдоскалярными мезонами описывается вторым и третьим членами выражения (61), что сразу дает отношение

$$\frac{f}{d} = \frac{2}{3} \quad (62)$$

для вклада связей F -типа и D -типа. Таким образом, в $SU(6)$ -симметрии автоматически получилось отношение констант связей F -типа и D -типа, которое в $SU(3)$ -симметрии приходится находить из опыта [см. уравнения (54) и (87)]. Видно опять хорошее совпадение экспериментального значения отношения $\frac{f}{d}$ и предсказываемого в $SU(6)$ -симметрии.

Связь барионного октета и октета векторных мезонов описывается первым членом в уравнении (61). Таким образом, она обусловлена только связями F -типа. Если произвольным образом решиться на одну и ту же нормировку $\frac{1}{2m_b} \nabla \sigma$ и φ_0 , то получим величину силы связи

1^- -мезонов с барионным октетом из известной величины связи 0^- -мезонов с этим октетом, поскольку имеет место отношение, равное $\frac{3}{4}$, между коэффициентами в первом и втором членах выражения (61). В вычислениях этого типа используется тождество

$$s^+ i s'_i - \frac{1}{2} \delta^j_i s^+ s'_j = (s^+ \sigma s') (a)_i^j,$$

которое следует непосредственно из свойств матриц Пауди (4). Связь векторного мезонного синглета с барионным октетом не входит в 35-мерное представление. Это очевидно, поскольку в нерелятивистском пределе эта связь является синглетной как по спину, так и по $SU(3)$ -группе. В эту связь входит барионный инвариант $b^{LMN}b_{LMN}$, и поэтому она характеризуется независимой константой. Последний член в уравнении (61) не был рассмотрен. Он мог бы быть использован для описания связи барионов с синглетным в $SU(3)$ 0-мезоном. Возможно, что таким мезоном является X_0 -мезон с массой 960 Мэв.

В аналогичной манере можно рассмотреть и переходы типа $\bar{b}b \rightarrow m$. Теперь только нужно поменять спиновые свойства барионных вершин для псевдоскалярных и векторных мезонов.

При рассмотрении различных электромагнитных и слабых процессов в изотопической симметрии используется формализм билинейных по барионным полям токов, выражаемых через компоненты тока изотопического спина Γ_α . Изотопически векторная часть электромагнитного тока при этом

$$j_\alpha^{(3)} \sim \Gamma_{3\alpha},$$

и, таким образом, матрица T является зарядовым оператором формализма изотопической симметрии.

Электромагнитные взаимодействия при этом имеют вид

$$e j_\alpha^{(3)} A^\alpha,$$

где A^α — вектор-потенциал электромагнитного поля.

Аналогом матрицы изотопического спина в унитарной симметрии является матрица унитарного спина (25). Поэтому при рассмотрении таких процессов в этом случае удобно пользоваться именно ею. Рассмотрим четыре элемента в верхнем левом углу и четыре элемента в нижнем правом углу матрицы (25) унитарного спина U . Они образуют две 2×2 матрицы, аналогичные матрице изотопического спина, но с ненулевыми шпурами, т. е. они приводимы в группе $SU(3)$. Их можно

переписать в виде сумм матриц, одна из которых имеет след, равный нулю:

$$\begin{pmatrix} Q & T_+ \\ T_- & Y-Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q - \frac{1}{2}Y & T_+ \\ T_- & \frac{1}{2}Y - Q \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Y & 0 \\ 0 & Y \end{pmatrix}, \quad (63a)$$

$$\begin{pmatrix} Y-Q & K_+ \\ K_- & -Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y - \frac{1}{2}Q & K_+ \\ K_- & -Y + \frac{1}{2}Q \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \begin{pmatrix} Q & 0 \\ 0 & Q \end{pmatrix}. \quad (63b)$$

В первом случае имеется система коммутирующих матриц Y , T^2 и T_3 , которая, как это следует из сравнения (63a) с матрицей изотопического спина (9), имеет вид

$$T_3 = Q - \frac{1}{2}Y, \quad (63b)$$

а во втором случае — матрицы Q , K^2 и K_3 , где

$$K_3 = Y - \frac{1}{2}Q.$$

Таким образом, вместо классификации частиц по квантовым числам гиперзаряда Y и третьей проекции изотопического спина T_3 можно использовать набор коммутирующих аддитивных квантовых чисел электрического заряда

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$$

и третьей проекции K -спина

$$K_3 = -\frac{1}{2}T_3 + \frac{3}{4}Y.$$

Наконец, можно рассматривать набор коммутирующих матриц Q — Y , L^2 и L_3 , где

$$L_3 = \frac{1}{2}(Q + Y),$$

и использовать для классификации частиц квантовые числа

$$Q - Y = T_3 - \frac{1}{2} Y$$

и третьей проекции L -спина

$$L_3 = -T_3 + \frac{3}{2} Y.$$

Мультиплеты барионов октета $1/2^+$ по трем типам указанных выше спинов показаны в табл. 1—3.

Таблица 1

Мультиплеты по T -спину

Y	T	Собственные состояния
1	1/2	p, n
0	1	$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$
0	0	Λ
-1	1/2	Ξ^0, Ξ^-

Таблица 2

Мультиплеты по K -спину

$-Q$	K	Собственные состояния
1	1/2	Σ^-, Ξ^-
0	1	$n, \frac{1}{2} (\sqrt{3} \Lambda - \Sigma^0), \Xi^0$
0	0	$\frac{1}{2} (\Lambda - \sqrt{3} \Sigma^0)$
-1	1/2	$p, -\Sigma^+$

Таблица 3

Мультиплеты по L -спину

$Q - Y$	L	Собственные состояния
1	1/2	$\Sigma^+, -\Xi^0$
0	1	$p, \frac{1}{2} (\Sigma^0 + \sqrt{3} \Lambda), \Xi^-$
0	0	$\frac{1}{2} (\sqrt{3} \Sigma^0 - \Lambda)$
-1	1/2	n, Σ^-

Из этих таблиц видно, что классификация частиц по K -спину удобна при рассмотрении электромагнитных взаимодействий, так как они сохраняют K -спин, который, таким образом, играет в электромагнитных взаимодействиях такую же роль, как изотопический спин T в сильных взаимодействиях. Мультиплеты по изотопическому спину соответствуют $Y = \text{const}$, мультиплеты по унитарному K -спину соответствуют $Q = \text{const}$, а по L -спину $Q - Y = \text{const}$. Используя этот формализм, можно получить сведения об электромагнитных эффектах в барионных мультиплетах. Поскольку уравнение (63в) является соотношением Гелл-Манна — Нишидзимы для квантовых чисел электрического заряда Q , гиперзаряда Y и третьей компоненты изотопического спина T_3 , то отсюда следует, что электромагнитный ток имеет вид

$$j_a^3 = F_{3a} + \frac{1}{\sqrt{3}} F_{8a},$$

а зарядовый оператор Q обладает свойствами компоненты φ_1^1 ($T=0$, $Y=0$) октетного представления группы $SU(3)$ и определяется матрицей

$$\lambda_Q = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (64)$$

Для магнитных моментов барионного октуплета

$$\mu_B = \langle B | \varphi_1^1 | B \rangle$$

получаем формулу

$$\mu_B = a + bQ + c \left[\frac{1}{4} Q^2 - K(K+1) \right]. \quad (65)$$

Откуда следует, что

$$\begin{aligned} \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p, \\ \mu_{\Sigma^0} &= 2\mu_\Lambda = -2\mu_{\Sigma^0} = \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^-} &= \mu_{\Xi^-} = \mu_n - \mu_p. \end{aligned} \quad (66)$$

Измерения магнитного момента Λ -гиперона подтверждают одно из этих предсказаний $SU(3)$ -симметрии.

Электромагнитное расщепление масс внутри изотопических мультиплетов вычисляется во втором порядке теории возмущения по электромагнитному взаимодействию. Например, для барионного октета $1/2^+$ при этом получается соотношение

$$M_n - M_p + M_{\Sigma^+} - M_{\Sigma^-} + M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0} = 0, \quad (67)$$

которое хорошо выполняется на опыте.

В $SU(6)$ -симметрии связь барионов с электромагнитным полем описывается тензором 35-мерного представления

$$3(\lambda_Q)_{\alpha}^{\beta} t_{i\beta}^{j\alpha}, \quad (68)$$

где коэффициент 3 взят для того, чтобы получить в дальнейшем обычную формулу Гелл-Манна — Нишиджимы (13). Выражение (68) содержит часть, соответствующую спину 0, которая описывает электрический заряд барионов, и часть, соответствующую спину 1, описывающую их магнитный момент. Для барионного октета $1/2^+$ запись электромагнитного взаимодействия в нерелятивистском пределе сводится к выражению

$$cb + b'A_0 - \left(\frac{e}{2m_b} + k \right) (b^+ \sigma b) (\nabla \times \mathbf{A}); \quad A_4 = A_0,$$

где e — электрический заряд, а k — аналог магнитного момента. Требование соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы (13) для барионного октета приводит к важному свойству зарядового оператора $\Lambda(\lambda_Q)$. Его матричные элементы можно записать в виде

$$\langle \xi | \Lambda(\lambda_Q) | \xi \rangle \sim (\lambda_Q)_{\beta}^{\alpha} (\zeta + \zeta')_{F\alpha}^{\beta},$$

т. е. электромагнитное взаимодействие, описываемое частью со спином 0 в уравнении (61), соответствует связям F -типа. Часть тензора (68), соответствующая спину 1, используется для описания магнитных моментов барионов, а также магнитных моментов переходов между ними. При этом для магнитных моментов μ_8

барионов унитарного октуплета и μ_{10} барионного декуплета получаются выражения

$$\mu_8 = \frac{2}{3} \left[\left(\frac{1}{2} Q + 1 \right)^2 - K(K+1) \right] \mu_p, \quad (69)$$

$$\mu_{10} = Q \mu_p.$$

Они дают следствия, уже известные из $SU(3)$ -симметрии, но добавляется еще одно важное следствие об отношении магнитных моментов нейтрона μ_n и протона μ_p :

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3}, \quad (70)$$

которое находится в прекрасном согласии с экспериментальными значениями этих величин: $\frac{\mu_n}{\mu_p} = -0,68$.

Для электромагнитного расщепления масс частиц барионного 56-плета в $SU(6)$ -симметрии получается следующее выражение:

$$\Delta M = aQ + bQ^2 + c[3K(K+1) - 2J(J+1)],$$

где константы имеют значения:

$$a = -3,85 \text{ Мэв},$$

$$b = -1,3 \text{ Мэв},$$

$$c = -0,33 \text{ Мэв}$$

и приводят к величинам электромагнитных расщеплений масс изотопических мультиплетов барионов, находящихся в разумном согласии с опытными данными, что можно видеть из следующей таблицы:

	$\Delta M, \text{ Мэв (теория)}$	$\Delta M, \text{ Мэв (эксперимент)}$
$M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}$ 1320 — 1320	6,4	$6,5 \pm 1,0$
$M_{\Delta^-} - M_{\Delta^{++}}$ 1238 — 1238	3,9	$0,6 \pm 5,0$
$M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^+}$ 1385 — 1385	4,7	$4,4 \pm 2,0$
$M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0}$ 1530 — 1530	3,4	$5,7 \pm 3,0$

Новое развитие в рамках рассматриваемых идей получила и проблема слабых взаимодействий адронов. Для их лептонных распадов в универсальной четырехфермионной теории адронный ток J_α записывается в формализме изотопического спина в виде

$$J_\alpha = \Gamma_{1\alpha} + i\Gamma_{2\alpha} + A_{1\alpha} + iA_{2\alpha}, \quad (71)$$

где $\Gamma_{k\alpha}$ — компоненты сохраняющегося тока изотопического спина (7), а $A_{k\alpha}$ — компоненты несохраняющейся аксиально-векторной величины

$$A_{\alpha j} = i\bar{N} \frac{\tau}{2} \gamma_\alpha \gamma_5 N. \quad (72)$$

Током (71) описываются, конечно, только переходы с $\Delta S=0$, $|\Delta Q|=1$, и им соответствует правило отбора по изотопическому спину $|\Delta T|=1$.

Переходя к симметрии $SU(3)$, определим в ней по аналогии с уравнением (72) аксиально-векторную величину

$$P_\alpha = i\bar{b} \frac{\lambda}{2} \gamma_\alpha \gamma_5 b \quad (73)$$

и, используя компоненты этой несохраняющейся величины и компоненты сохраняющегося в рамках строгой $SU(3)$ -симметрии тока унитарного спина F_α , напомним слабый адронный ток в виде

$$J_\alpha = J_\alpha^{(0)} + J_\alpha^{(1)}, \quad (74)$$

где ток

$$J_\alpha^{(0)} = F_{1\alpha} + iF_{2\alpha} + P_{1\alpha} + iP_{2\alpha} \quad (75)$$

обладает свойствами компоненты φ_1^1 ($T_3=1$, $Y=0$) октетного представления группы $SU(3)$ и соответствует переходам с $\Delta S=0$, $\Delta Q=+1$ и правилам отбора по изотопическому спину $|\Delta T|=1$, а ток

$$J_\alpha^{(1)} = F_{4\alpha} + iF_{5\alpha} + P_{4\alpha} + iP_{5\alpha} \quad (76)$$

обладает свойствами компоненты $\varphi_3^1(T_3 = -\frac{1}{2}, Y = -1)$ октетного представления $SU(3)$ и соответствует переходам с $|\Delta S| = 1, \left| \frac{\Delta Q}{\Delta S} \right| = +1$ и правилам отбора по изотопическому спину $|\Delta T| = 1/2$. Использование адронного тока в форме (74) приводит к результатам, которые не соответствуют опытным фактам о распадах мезонов и барионов. Дальнейший существенный шаг состоит в принятии следующей гипотезы: ток сильно взаимодействующих частиц J_α , как и в уравнении (74), характеризуется «единичной длиной», но получается из тока J_α с помощью вращения в унитарном пространстве на угол θ . Тогда вместо уравнения (74) имеем

$$J_\alpha = \cos \theta J_\alpha^{(0)} + \sin \theta J_\alpha^{(1)}. \quad (77)$$

Итак, имеем набор барионов B , представляемых матрицей (35), и набор векторных $J_\alpha^{(V)}$ и аксиально-векторных $J_\alpha^{(A)}$ токов. Все три набора преобразуются по октетному представлению группы $SU(3)$. Лептонные распады барионов описываются лагранжианом вида

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e + \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu] \times \\ \times [\cos \theta J_\alpha^{(0)} + \sin \theta J_\alpha^{(1)}] + \text{эрмитовосопряженное}. \quad (78)$$

Угол θ определяется из сравнения вероятностей распадов с $\Delta S = 0$ и $\Delta S = 1$, таких, как, например,

$$\pi_{e_3}^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu,$$

$$K_{e_3}^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$$

и

$$\pi_{\mu_2}^+ \rightarrow \mu^+ \nu,$$

$$K_{\mu_2}^+ \rightarrow \mu^+ \nu.$$

Это дает для модуля угла θ значение

$$|\theta| = 0,26. \quad (79)$$

Теперь адронная часть $X_\alpha^{\Delta S}$ матричного элемента лептонного распада $A \rightarrow B l \nu$ бариона октетного представле-

ния с изменением странности на величину $\Delta S=0, 1$ запишется в виде суммы векторной $V_{\alpha}^{\Delta S}$ и аксиально-векторной $A_{\alpha}^{\Delta S}$ частей

$$X_{\alpha}^{\Delta S} = V_{\alpha}^{\Delta S} + A_{\alpha}^{\Delta S}, \quad (80)$$

где выражениями

$$V_{\alpha}^{\Delta S} = T(\theta, \Delta S) \bar{B} \left\{ Q_V F^V \gamma_{\alpha} + Q_M \frac{\mu_A - \mu_B}{m_A + m_B} F^M \sigma_{\alpha\beta} q_{\beta} \right\} A, \quad (81)$$

$$A_{\alpha}^{\Delta S} = T(\theta, \Delta S) \beta Q_A F^A \bar{B}_{\alpha} \left\{ \gamma_{\alpha} + i \frac{m_A - m_B}{q^2 - m_{\Delta S}^2} q_{\alpha} \right\} \gamma_{\beta} A \quad (82)$$

учитывается наличие векторного и аксиально-векторного форм-факторов, а также индуцированных форм-факторов «слабого магнетизма» и «эффективного псевдоскаляра». В формулах (81) и (82) приняты следующие обозначения:

в переходах с $\Delta S=0$

$$T(\theta, \Delta S) = \cos \theta, \quad m_{\Delta S} = m_{\pi}, \quad m = 1;$$

в переходах с $\Delta S=1$

$$T(\theta, \Delta S) = \sin \theta, \quad m_{\Delta S} = m_K, \quad m = 4$$

и

$$Q_V = i f_{ABm} - f_{ABm+1},$$

$$Q_{M,A} = \alpha_{M,A} (d_{ABm} + i d_{ABm+1}) + (1 - \alpha_{M,A}) Q_V,$$

$$F = \frac{F(q^2)}{F(0)}.$$

Коэффициентом $\beta=1,15$ учитывается перенормировка аксиально-векторного форм-фактора. Параметрами α_A и α_M определяется вклад связей D -типа, а параметрами $(1-\alpha_A)$ и $(1-\alpha_M)$ вклад связей F -типа в аксиально-векторный форм-фактор и форм-фактор «слабого магнетизма» соответственно.

Вероятность лептонного распада бариона определяется выражением

$$\Gamma_{Bl\nu}^A = \frac{G^2}{60\pi^3} \frac{(m_A - m_B)^5}{\left(1 + \frac{m_A - m_B}{m_A + m_B}\right)^3} H_l, \quad (83)$$

где

$$H_l = T^2(\theta, \Delta S) (F^{V^2} + 3F^{A^2} + \varepsilon_{11}F^{M^2} + \varepsilon_{12}F^V F^M + \varepsilon_{13}F^A F^P). \quad (84)$$

Здесь F — соответствующие форм-факторы, а коэффициенты ε_{ll} имеют порядок величины 10^{-2} .

Из гипотезы сохраняющегося векторного тока следует, что векторный форм-фактор F^V определяется только связями F -типа, т. е.

$$\alpha_V = 0, \quad (85)$$

а для форм-фактора слабого магнетизма

$$\alpha_M = \frac{3}{2} \frac{1}{1 - \frac{\mu_B}{\mu_A}}. \quad (86)$$

Аксиально-векторный форм-фактор определяется связями как F -типа, так и D -типа и сравнение с экспериментальными данными о лептонных распадах барионов дает

$$\frac{f_l}{d_l} = \frac{(1 - \alpha_A)}{\alpha_A} \simeq 0,5, \quad (87)$$

что совпадает с величиной этого соотношения в сильных взаимодействиях (54).

Используя матрицы (35) и (24), имеем

$$\left. \begin{array}{l} \Sigma^+ \\ \Sigma^- \end{array} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_1 \pm iB_2); \quad \left. \begin{array}{l} p \\ \Xi^- \end{array} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_4 \pm iB_5);$$

$$\left. \begin{array}{l} n \\ \Xi^0 \end{array} \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_6 \pm iB_7); \quad \Sigma^0 = B_3; \quad \Lambda^0 = B_8;$$

и вычислим с помощью уравнения (83) относительные

вероятности $\frac{\Gamma_{Bl\nu}^A}{\Gamma^A}$ различных мод лептонных распадов

барионов октета $1/2^+$. Результаты таких вычислений приведены в табл. 4 совместно с известными экспериментальными данными. Видно, что имеется хорошее

совпадение этих цифр. Исключение составляет распад $E^- \rightarrow \Delta e \nu$, но сведения о нем весьма неточны.

Т а б л и ц а 4

Распад	Вариант теории	$10^4 \cdot \Gamma_{\text{Вев}}^A / \Gamma^A$	
		теория	эксперимент
$\Lambda \rightarrow p e \nu$	$V - 0,58A$	7	$8,6 \pm 0,9$
$\Lambda \rightarrow p \mu \nu$	$V - 0,58A$	2	
$\Sigma^- \rightarrow n e \nu$	$V + 0,55A$	15	12 ± 2
$\Sigma^+ \rightarrow \Delta e \nu$	$0,55A$	0,23	$0,7 \pm 0,4$
$\Xi^- \rightarrow \Delta e \nu$	$V + 0,02A$	3,5	24 ± 13
$\Xi^- \rightarrow \Delta \mu \nu$	$V + 0,02A$	1,5	
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^+ e \nu$	$V - 1,15A$	0,62	
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e \nu$	$V - 1,15A$	2,3	

Природа угла смешивания θ токов с $\Delta S=0$ и $\Delta S=1$ пока теоретически не выяснена. Поскольку

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{m_\pi}{m_K} = 0,28,$$

то имеются попытки объяснить это обстоятельство влиянием того же члена гамильтониана, который ответствен и за расщепление масс унитарных мультиплетов.

В $SU(6)$ -симметрии по аналогии с электромагнитным взаимодействием слабое взаимодействие описывается также тензором 35-мерного представления

$$(\lambda_w)_\beta^\alpha t_{i\alpha}^\beta, \quad (88)$$

где λ_w -матрица оператора слабого взаимодействия имеет вид

$$\lambda_w = (\lambda_w)_\beta^\alpha = \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (89)$$

и $\theta = 0,26$ рад. В нерелятивистском пределе для барионного октета часть тензора (88), соответствующая спину 0, относится к матричному элементу векторного тока

$$\langle \bar{b} | J_\alpha^{(V)} | b' \rangle = \begin{cases} 0 & \text{для } \alpha = 1, 2, 3 \\ iF^V b^+ b & \text{для } \alpha = 4 \end{cases}$$

а его часть, соответствующая спину 1, относится к матричному элементу аксиально-векторного тока

$$\langle \bar{b} | J_{\alpha}^{(A)} | b' \rangle = \begin{cases} -F^A b^+ \sigma b & \text{для } \alpha = 1, 2, 3 \\ 0 & \text{для } \alpha = 4 \end{cases}$$

Это соответствует хорошо известному выражению для слабого адронного тока

$$i\bar{b}(F^V \gamma_{\alpha} + F^A \gamma_{\alpha} \gamma_5) b.$$

И опять из уравнения (61) получим, что векторная часть слабого тока обусловлена связями F -типа, а аксиально-векторная часть связями F -типа и D -типа, причем $\frac{f}{d} = \frac{2}{3}$, что хорошо соответствует экспериментальным данным о лептонных распадах барионов (см. (87)). Кроме того, если в выражение (61) подставить матрицы p^+n -связи

$$(p^+ n)_F = (p^+ n)_D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

то для абсолютного значения отношения аксиально-векторного F^A и векторного F^V форм-факторов получаем значение

$$\frac{F^A}{F^V} = \frac{5}{3}. \quad (90)$$

Знак при этом не определяется. Это отношение есть не что иное, как определенная выше величина β . Видно, что в этом случае не наблюдается согласованности предсказаний симметрии $SU(6)$ и экспериментальных данных о перенормировке аксиально-векторной константы.

Таким образом, в рамках симметрий $SU(3)$ и $SU(6)$ достигнуто значительное понимание различных хорошо известных фактов о свойствах элементарных частиц. Целый ряд разрозненных фактов объединены между собой. Совпадение некоторых предсказаний этих симметрий с экспериментальными данными носит иногда совершенно неожиданный характер, как это наблюдается для массовых соотношений, которые просто по структуре

рассматриваемых симметрий не могут быть такими точными, поскольку они нарушаются сильными взаимодействиями. К тому же очевиден нерелятивистский характер симметрии $SU(6)$. Она хорошо объясняет известные сведения о частицах с наименьшими значениями масс. Спины и четности этих частиц равны 0^- ; $1/2^+$; 1^- и $3/2^-$, т. е. они характеризуются орбитальными моментами не выше $l=1$. Классифицировать частицы с большими значениями спина, даже частицы с $J^P=3/2^-$ (т. е. с $l=2$), пока не удалось. Вполне возможно, что в силу своей структуры симметрия $SU(6)$ и не претендует на объяснение свойств таких частиц. В связи с этим в последнее время имеется много попыток расширить класс групп, привлекаемых для систематизации свойств элементарных частиц. Но поскольку целью настоящего обзора является только ознакомление с основными принципами развиваемых тенденций, а также с тем, насколько они соответствуют экспериментальным данным, то не будем на этом останавливаться.

ЛИТЕРАТУРА

- Берестецкий В. Б. «Усп. физ. наук», **85**, 393 (1965).
Сморodinский Я. А. «Усп. физ. наук», **84**, 3 (1964).
Шехтер В. М. Резонансные состояния элементарных частиц. М., ИНИ АН СССР, 1965.
Ne'eman Y. Nucl. Phys., **26**, 222 (1961).
Gell-Mann M. Report CTSL-20 (1961).
Behrends R. E. et al. Rev. Mod. Phys., **34**, 3 (1962).
Gursey F., Radicati L. A. Phys. Rev. Lett., **13**, 173 (1964).

ТАБЛИЦЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

Таблицы элементарных частиц взяты из статьи, представленной (А. Н. Rosenfeld, Barbaro-Galtieri, W. A. Barkas, P. L. Bastein, J. Kirz, M. Roos) на XII Международную конференцию по физике высоких энергий (Дубна, Август, 1965). Таблицы исправлены по данным на февраль 1965 г.

В таблице S-распадов три параметра — α , β , γ — связаны соотношением $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$, поэтому только два параметра независимы: $\beta = \sqrt{1 - \alpha^2} \sin \varphi$, $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2} \cos \varphi$. Для нейтральных мезонов в таблице приведена G-четность:

$$G = C \exp \pi_i I_y$$

[ср. Lee T. D., Yang C. N. Nuovo Cimento, 3, 749 (1955); Michel L., Rosenfeld A. H. In Proc. of the Varenna Summer School. Course, 26, 1962, Academic, Press, N. Y., 1963].

Квантовые числа G , I имеют смысл для всех компонент мультиплетта, C — только для нейтральных. Благодаря введению числа C_n — значения C для нейтральной компоненты мультиплетта — определяется новое число

$$G = C_n (-1)^I,$$

имеющее смысл для всех компонент мультиплетта.

Хорошо установленные квантовые числа подчеркнуты. Символы частицы снабжены индексами, описывающими спин и четность по следующей схеме:

Индекс	Мезоны	Барноны	Индекс	Мезоны	Барноны
α	0+	1/2+	γ	1-	3/2-
α , II	2+	5/2+	δ	1+	3/2+
α , III		9/2+	δ , II		7/2+
β	0-	1/2-	δ , III		11/2+
β , II	2-				

Таблица S. Стабильные частицы

Частицы	Обозначение	$I (J^P G) C$	Масса, $M_{эв}$	Разность масс, $M_{эв}$	Время жизни, сек	$M^2, G_{эв}^2$	Характеристика распадов			
							парциальные моды	относительные вероятности, %	$Q, M_{эв}$	p или $p_{макс}, M_{эв}/c$
Лептоны	γ	$J^P=1-C$			Стабилен	0	Стабилен			
	ν_e	$J=1/2$	$0 (< 0,2 \text{ кэв})$		Стабилен	0	Стабилен			
	ν_μ		$0 (< 4 \text{ Мэв})$			0				
	e^\pm	$J=1/2$	$0,511006 \pm 0,000002$		Стабилен	0,000	Стабилен			
	μ^\pm	$J=1/2$	$105,659 \pm 0,002$	$-33,95 \pm 0,05$	$2,2001 \cdot 10^{-6} \pm 0,0008$	0,011	$e\nu\bar{\nu}$	100	$105,15$	52,8
π^\pm	$1(0^-)C_n^+$	$139,60 \pm 0,05$			$2,551 \cdot 10^{-8} \pm 0,026$	0,019	$\mu\nu$	100	$33,94$	29,81
							$e\nu$	$(1,24 \pm 0,03)10^{-4}$	139,09	69,80
π^0		$135,00 \pm 0,05$	$4,605 \pm 0,005$		$1,78 \cdot 10^{-16} \pm 0,26$	0,018	$\mu\nu\gamma$	$(1,24 \pm 0,25)10^{-4}$	$33,94$	29,81
							$\pi^0 e\nu$	$(1,13 \pm 0,09)10^{-8}$	4,08	4,49
							$\gamma\gamma$	98,8	$135,01$	67,51
							$\gamma e^+ e^-$	$(1,19 \pm 0,05)$	$133,99$	67,50

Частицы	Обозначение	$I(J^{PC})$	Масса, Мэв	Разность масс, Мэв	Время жизни, сек	M^2 , Гэв ²	Характеристика распадов			
							парциальные моды	относительные вероятности, %	Q, Мэв	P или $P_{\text{макс}}$, Мэв/с
K^\pm		$1/2(0^-)$	493,84 $\pm 0,17$	-3,96 $\pm 0,23$	$1,229 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,008$	0,244	$\mu\nu$	(63,1 \pm 0,4)	388,1	235,6
							$\pi^+\pi^0$	(21,5 \pm 0,4)	219,2	205,2
K^0			497,80 $\pm 0,30$				$\pi^+\pi^-\pi^+$	(5,5 \pm 0,1)	75,0	125,5
							Другие распады см. в табл. S-распадов			
Мезоны	K_1 K_2		548,8		$50\% K1, 50\% K2$	0,248	$\pi^+\pi^-\pi^0$	(69,4 \pm 1,1)* (30,6 \pm 1,1)	218,8 228,0	206,2 209,2
							$\pi^0\pi^0\pi^0$	(26,5 \pm 3,3) (11,4 \pm 1,1)	93,0 83,8	139,5 133,1
							$\pi^+\pi^-\pi^0$	(26,9 \pm 3,0) (35,3 \pm 3,0)	252,7 357,9	216,2 229,4
							$\pi^0\pi^0\pi^0$	(38,6 \pm 2,7) (30,8 \pm 2,3)	548,7 143,7	274,4 179,4
η	$0(0^-)S^+$		548,8		$\Gamma < 10 \text{ Мэв}$	0,301	$\gamma\gamma$	(25,0 \pm 1,6) (5,5 \pm 1,2)	134,5 26,5	174,4 236,2
							$3\pi^0$ или $\pi^0 2\gamma$			
							$\pi^+\pi^-\pi^0$			
							$\pi^+\pi^-\gamma$			

P	$1/2 (1/2+)$	$938,256 \pm 0,005$	$-1,2933 \pm 0,0001$	Стабилен	0,880			
n		$939,550 \pm 0,005$		$1,01 \cdot 10^8 \pm 0,03$	0,883	$pe^{-\gamma}$	100	0,78 1,19
Δ	$0 (1/2+)$	$1115,46 \pm 0,11$		$2,61 \cdot 10^{-10} \pm 0,02$	1,244	pl^{-}	$(68,4 \pm 1,1)$	37,5 100,2
						Другие распады см. в табл. S-распадов		
$\Sigma+$	$1 (1/2+)$	$1189,49 \pm 0,09$	2,9	$0,794 \cdot 10^{-10} \pm 0,026$	1,415	$p\pi^0$ pl^+	$51,0 \pm 2,4$ $49,0 \pm 2,4$	116,13 189,03 110,26 185,06
						Другие распады см. в табл. S-распадов		
Σ^0		$1192,1 \pm 0,3$		$< 1,0 \cdot 10^{-14}$	1,422	$\Delta\gamma$	100	77,0 74,5
		$1197,36 \pm 0,11$					См. табл. S	
Σ^-			$4,85 \pm 0,8$	$1,58 \cdot 10^{-10} \pm 0,05$	1,433	pl^{-}	100	117,94 192,73
						Другие распады см. в табл. S-распадов		
Ξ^0	$1/2 (1/2+)$	$1314,3 \pm 1,0$	$6,5 \pm 1,0$	$3,05 \cdot 10^{-10} \pm 0,38$	1,727	$\Delta\pi^0$	100	63,9 134,8
						Другие распады см. в табл. S-распадов		
Ξ^-		$1320,9 \pm 0,2$		$1,75 \cdot 10^{-10} \pm 0,05$	1,745	$\Delta\pi^-$ $\Delta e^{-\gamma}$	100 $(3,0 \pm 1,7) 10^{-8}$	65,8 189,4 204,9 303,0
						pl^{-}	$< 5 \cdot 10^{-8}$	241,7 296
Ω^-	$0 (3/2+)$??	1675 ± 3		$1,3 \cdot 10^{-10} \pm 0,7$	2,806	$\Xi\pi^-$ ΔK	? ?	66 216

S-распады (Дополнение к табл. S-параметры распада и относительные вероятности)

Обозначения	Парциальная мода	Относительная вероятность, %	Q, Мэв	ρ или $\rho_{\text{макс}}$, Мэв/с	Φ	α	β	γ
K $^{\pm}$	$\mu^{\pm} \nu$	$63,1 \pm 0,5$ $21,5 \pm 0,4$ $5,5 \pm 0,1$ $1,7 \pm 0,1$ $3,4 \pm 0,2$ $4,8 \pm 0,2$ $(4,3 \pm 0,9) 10^{-5}$ $< 0,1 \cdot 10^{-5}$ $(2,2 \pm 0,7) 10^{-4}$ $\sim 2,5 \cdot 10^{-4}$ $< 1,1 \cdot 10^{-6}$	388,1	235,6				
	$\pi^{\pm} \pi^0$		219,2	205,2				
	$\pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$		75,0	125,5				
	$\pi^{\pm} \pi^0 \pi^0$		84,2	133,0				
	$\pi^0 \mu^{\pm} \nu$		253,1	215,2				
	$\pi^0 e^{\pm} \nu$		358,3	228,4				
	$\pi^{\pm} \pi^{\mp} e^{\pm} \nu$		214,1	203,5				
	$\pi^{\pm} \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$		214,1	203,5				
	$\pi^+ \pi^0 \gamma$		219,2	205,2				
	$\pi^{\pm} \pi^{\mp} \mu^{\pm} \nu$		108,9					
	$\pi e^+ e^-$		353,2					
	Λ		$p \pi^-$	$(68,4 \pm 1,1)$ $(31,6 \pm 1,1)$ $(1,5 \pm 1,2) 10^{-4}$ $(0,88 \pm 0,08) 10^{-8}$	37,5	100,2		$0,66 \pm 0,05$
$n \pi^0$		40,9	103,6					
$p \nu$		71,5	130,7					
$p \bar{\nu}$		176,6	163,1					
Σ $^+$	$p \pi^0$	$(51,0 \pm 2,4)$ $(49,0 \pm 2,4)$ $\sim 0,4 \cdot 10^{-4}$ $\sim 0,2 \cdot 10^{-4}$ $< 0,7 \cdot 10^{-8}$	116,1	189,0		$-0,90 \pm 0,25$ $-0,20 \pm 0,24$		
	$n \pi^+$		110,3	185,1				
	$n \pi^+ \gamma$		110,3	185,1				
	$\Delta e^+ \nu$		73,5	71,7				
	$p \gamma$		251,1	224,6				

	$n\mu^+\nu$ $ne^+\nu$	$<2,3 \cdot 10^{-4}$ $<1,0 \cdot 10^{-4}$	144,2 249,3	202,4 223,6			
Σ^0	$\Delta\gamma$	100	77,0	74,5			
Σ^-	$n\pi^-$ $n\pi^-\gamma$ $n\mu^-\nu$ $ne^-\nu$ $\Delta e^-\nu$	100 ~0,1·10 ⁻⁴ (0,66±0,14)10 ⁻³ (1,2±0,2)10 ⁻³ (0,75±0,28)10 ⁻⁴	117,9 117,9 151,9 257,0 81,2	192,7 192,7 209,3 229,8 78,9	0,16±0,21		
Ξ^0	$\Delta\pi^0$ $p\pi^-$ $pe^-\nu$ $\Sigma^+e^-\nu$ $\Sigma^-e^+\nu$	~100 <0,4 <0,4 <0,3 <0,25	63,9 236,4 375,5 124,4 116,7	134,8 298,6 322,2 119,0 112,0	-0,23±0,19	+20°±25°	0,33 0,91
Ξ^-	$\Delta\pi^-$ $\Delta e^-\nu$ $n\pi^-$	100 (3,0±1,7)10 ⁻³ <5·10 ⁻³	65,8 204,9 241,7	138,7 189,4 303,0	-0,407±0,046	-7°±8°	-0,11 0,99

f	1253 ± 20	$0(2^{++})C^+$	η_{α}^{II}	100 ± 25	1,571	$\begin{matrix} \text{пл} \\ 4\text{л} \\ \bar{K}K \end{matrix}$	Велика 8 ± 6 <16	974 695 265	611 547 386
D	1285 ± 10	$0(1^{++})C^+$	η	35 ± 10	1,65	$K\bar{K}\pi$			
E	1415 ± 15	$0(1^{-})$	η	70 ± 15	2,00	$\bar{K}^*K; \bar{K}K^*$			
F	1510	$0(2^{++})C^+$	η_{α}^{II}	80	2,28	$K_1K_1; K^*\bar{K}$			
π^{\pm} π^0	$139,6$ $135,0$	$1(0^{-})C_n^+$	π_{β}		$0,019$ $0,018$	См. табл. S			
ρ	763 ± 4	$1(1^{-})C_n^{-}$	π_{γ}	106 ± 5	0,582	$\begin{matrix} 2\text{л} \\ 4\text{л} \\ \pi\gamma \end{matrix}$	100 <5 <2	483 204	355 241
A_1	1070 ± 9	$\geq 1(1^{+-})C_n^+$	π	125	1,145	$\begin{matrix} \rho\pi \\ \bar{K}K \end{matrix}$	~ 100 <5	188 J^P	251 Запрещен

Характеристика распадов									
	Масса, Мэв	$I(J^{\pi G})$ C — — установка- лено	Символ	Γ , Мэв	M^2 , (Гэв) ²	парциальные моды	относи- тельные вероят- ности, %	Q, Мэв	P или $P_{\text{макс}}$, Мэв/с
\uparrow	B	1220	$1(\geq 1^+) C_n^-$ —	π_0	122 ± 17	1,488	$\omega\pi$ $\pi\pi$ $\bar{K}K$ 4 π	293 { Допустимо только для 1 — предполо- жения, если $J < 3$ 657	335
π	A2	1310	$1(2^-) C_n^+$ —	$\pi_a^{\pi\pi}$	90 ± 10	1,716	$\rho\pi$ $\bar{K}K$ $\eta\pi$	408 816 642	418 562 529
\downarrow	g	1675 \pm 35	1 (?)	π	200 \pm 50	2,8	$\pi+\pi^-$		
\uparrow	K^\pm K^0	493,8 498,0	$1/2^-(0^-)$ —	K_β		0,244	См. табл. S		
K	K	725 ± 3	$1/2^-()$ —	K	<12	0,526	$K\pi$	~ 100	
\downarrow	K^*	891 ± 1	$1/2(1^-)$ —	$K\gamma$	50 ± 2	0,794	$K\pi$ $K\pi\pi$ $\pi\pi$	258 118 27	288 215 82

$K_{лл}$	1175	$\leq 3/2$ (?) ?		40 ± 15	1,38	$K_{лл}$	
C	1215 ± 15	$\leq 3/2$ () — ??	K	60 ± 10	1,476	K_p $K^*_{л}$? ? -30 184 <0 253
$K_{лл}$	1270 ± 20	$\leq 3/2$ (?)		60 ± 20	1,61	$K_{лл}$	
K^{**}	1320	(?)		60 ± 20	1,74	$K_{лл}$	
$K_{л}$	1430 ± 20	$1/2$ (2+)		100 ± 20	2,04	$K_{л}$	
M_1	1280 ± 20	1 (0+)		110 ± 40	1,64	$K+K^+$	

* В предположении отсутствия тр-интерференции.

Барьоны

Частицы	Пучок $\pi R, M_{эв},$ или $K R,$ $M_{эв}/c$	I (J^P) — — уста- новлено	Символ	Масса, $M_{эв}$	$\Gamma,$ $M_{эв}$	$M^2,$ Γ^{90^2}	Важнейшие распады			
							парци- альные моды	относи- тельные вероят- ности, %	$Q,$ $M_{эв}$	P или $P_{макс},$ $M_{эв}/c$
N		$1/2(1/2^+)$	N_{α}	938,2 939,6		0,88 0,88				См. табл. S

Частицы	Пучок пр., Мэв, или Кр, Мэв/с	I (J/P новлено	Символ	Масса, Мэв	Г, Мэв	M ² , Г ² эв ²	Важнейшие распады				
							парци- альные моды	относи- тельные вероят- ности, %	Q, Мэв	p или P макс, Мэв/с	
$N_{1/2}^*(1480)$											
$N_{1/2}^*(1518)$	610 пр	$1/2(3/2^-)$	$N \gamma$	1518 10	125 ± 13	2,30	πN Nлп	~80	440 301	454 408	
$N_{1/2}^*(1688)$	900 пр	$1/2(5/2^+)$	N_a^{II}	1688	100	2,85	πN Nлп, ΔK	~80 ≤ 2	610 471	572 538	
$N_{1/2}^*(2200)$	1965 пр	$1/2(9/2^+)$? ?	$N_a^{III} (?)$	2220	~200	4,84	πN ΔK	~30	1112 577	888 710	
$N_{1/2}^*(2650)$	3125 пр	1/2 —	N	2650	~200	7,02	ηN πN	Большая ~6	1213 1622	1115 1182	
$N_{3/2}^*(1236)$	195 пр	$3/2(3/2^+)$	Δ_6	1236	125	1,53	πN	100	160	233	
$N_{3/2}^*(1924)$	1354 пр	$3/2(7/2^+)$	Δ_6^{II}	1924	170	3,70	πN ΣK	34	842 237	722 430	
$N_{3/2}^*(2400)$	2452 пр	$3/2(11/2^+)$? ?	$\Delta_6^{III} (?)$	2400	~200	5,76	πN	~10	1282	988	

↑ ↓
Существование установлено еще не твердо.

↑ ↓

↑ ↓

↑ ↓

Λ		$0(1/2^+)$	Λ_α	1115,4	1,24	См. табл. S	
$Y_0^*(1405)$	$< 0 K\rho$	$0(1/2^-)$	Λ_β	1405	1,97	$\Sigma\pi$	100 76 < 1 10
$Y_0^*(1520)$	395 $K\rho$	$0(3/2^-)$	Λ_γ	1518,9 $\pm 1,5$	2,31	$\Sigma\pi$ \overline{KN} $\Lambda\pi\pi$	55 \pm 7 29 \pm 4 16 \pm 2 190 87 124
$Y_0^*(1815)$	1040 $K\rho$	$0(5/2^+)$	Λ_α^{II}	1815	3,29	\overline{KN} $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi\pi$ $\Lambda\gamma$	80 < 10 < 15 ? 383 486 420 151
Σ		$1(1/2^+)$	Σ_α	+1189,4 -1197,1 1192,4	1,41 1,43 1,42		
$Y_1^*(1385)$	$< 0 K\rho$	$1(3/2^+)$	Σ_δ	1382,1 ± 9	1,91	$\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$	94 \pm 4 6 \pm 4 127 55
$Y_1^*(1660)$	715 $K\rho$	$1(\geq 3/2)$	Σ	1660 ± 10	2,76	\overline{KN} $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi$ $\Sigma\pi\pi$ $\Lambda\pi\pi$	~ 16 ~ 32 ~ 6 ~ 33 ~ 23 225 328 405 188 265
							205 124 406 383 439 321 389

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аномалии пороговые**, 153—155
Антилептон, определение, 23
Антинейтрино, определение, 23
Ассоциативное рождение гиперонов, полные сечения, 59
 — — первое непосредственное наблюдение, 16, 17
 — — V — частиц, 15
- Барions**, лептонные распады, 112
 — определеие, 14
 — сохранение, 23, 30
Барьер, центробежный, 93, 117, 146—150
 — — время жизни состояния, 149
 — — коэффициент прозрачности, 148
- Ватсона теорема**, 123, 130, 152, 153
Взаимодействия, в конечном состоянии, 71
 — K — мезонов с нуклонами, 73—83
Время, обращение, 20
- Гиперзаряд**, 44
Гипероны, ассоциативное рождение, полное сечение, 59
 — Λ — свойства, 28
 — определение, 14
 — распады, 122—127
 — — асимметрия, 123, 132
 — — нелептонные, 122
 — — отношение заряженных схем к нейтральным, 129
- — поляризованных Λ — гиперонов, 122
 — — правило $\Delta I=1/2$, 127—132
 — Σ — гиперон, свойства, 28
 — Ξ — гиперон, свойства, 28
Гиперядра, 96—103
 — легкие, 99
 — распады, 100, 101
 — — мезонные 101—103
 — — немезонные 101—103
 — спин, 97
 — энергия связи Λ — гиперона, 98
Глобальная симметрия, 51
- Далитца пары**, плоскость, 42
Далитца — Фабри диаграммы, 106, 120
 — — — концентрация точек, 88
 — — — τ — распад, 119
Дисперсионные соотношения, 53—58
- Заряд**, сохранение, 23
Зарядовая независимость, 21
 — — в (K^-d) — взаимодействия, 26, 27
Зарядовое сопряжение, 91
Захват K^- — мезонов в жидком водороде, 34
- Изотопический спин**, 26
 — — рассеяние частиц, 140—145
- Касп эффект** в реакциях рождения, 153—155

Касповые особенности на пороге, 62

Клебша — Гордана коэффициенты, 117, 129

— таблица, 135, 136

— мезоны, взаимодействие с нуклонами, 73—83

— захват в жидком водороде, 34

— константы связи, 70—73

— полные сечения, 74

— свойства, 27, 28

K^0 — мезоны, 43—48

K_1^0 — мезон, 44

— регенерация, 47

K_2^0 — мезон, 42

— разность масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, 45-46, 109—111.

\bar{K}^0 — мезоны, интенсивность в чистом K^0 пучке, 111

(K^+n) — взаимодействия в сложных ядрах, 76

(K^-n) — рассеяние, длина, 81

(K^-p) — реакции, 79

(K^-p) — рассеяние, диаграмма волновой функции, 81

(K^-p) — состояние, определение спина, 89

(K^-N) — взаимодействия, полные сечения, 76

Крамера — Кронига соотношения, 53

Λ — гиперон; магнитный момент, 35

— сечение рождения в π^- — мезонных пучках, 59

— свойства, 28

Λ — гиперон-нуклонные силы, зависимость от спина, 100—103

Лентоны, определение, 14

Лептонный заряд, 23

Лептонные распады барионов, 112-113

— K — мезонов, 113

Мандельштама представление, 54

Масса, разность K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, 45-46, 109—111

Мезон, определение, 14

Минами теорема, 32

Момент количества движения, векторное сложение и разложение, 134—136

Мюон, свойства, 27

Нейтрино, свойства, 27

Нуклон, свойства, 28

Нуклон — Σ — гиперонные силы, 101

Обратимость принцип, микроскопический, 11, 15

Оптическая модель рассеяния, 47—48

— теорема, 41, 145—146

Пары Далитца, относительная вероятность, 30

Парциальные волны, анализ, 136—139

Пион, свойства, 27

Правило $\Delta I=1/2$, 127—132

Полные сечения, ассоциативного рождения гиперонов, 59

— — (KN) -взаимодействий, 74, 75

Полюс, экстраполяция, 57

Пороги, касповые аномалии, 94

Пуупи треугольники, 107

Рассеяние, Y^* -изобары на одном из продуктов в ее распада, 95

— оптическая модель, 47, 48

— частиц со спином и изотопическим спином, 140—145

Рассеяния сечения, определение, 58.

Рассеяния, теория, 136—139

— матрица, 150—152

— унитарный характер, 151

Резонансы, барионные, 51, 52

— время жизни, 93

— Далитца — Фабри диаграммы, 88, 89

— мезонные, 51, 52

— параметры, 85

— странных частиц 83—96
Рождение V — частиц, 15
— гиперонов (без K -мезонов в NN — столкновениях), 18
— странных частиц в NN — столкновениях, 65

Связи константы, определение, 54, 55

— — мезонов, 70, 73
— энергии Λ — гиперонов в легких гиперидрах, 98

Симметрия, глобальная, 51
— свойства, 53

Сильные взаимодействия, 50—105

— — гиперядра, 86—105
— — дисперсионные отношения, 53—58

— — мезонов с нуклонами, 73—83

— — резонансы странных частиц, 83—96

— — фоторождение, 68—73

Слабые взаимодействия, общее рассмотрение, 106—115

— — $\Delta I = 1/2$ правило, 127—132

— — $\Delta S = \Delta Q$ правило, 108, 110

— — $\Delta S = 2$ переходы, 110

— — распады гиперонов, 122—127

— — τ — θ — проблема, 115—122

— — универсальное Ферми-взаимодействие, 106

— — $V-A$ — взаимодействие, 106

Состояние барионов, 51, 52

— мезонов, 52

— собственные CP -оператора, 44

Сохранения законы, 19—23

— четности, 22

Спин, 30—36

— изотопический, 26

— Λ — гиперона, определение, 30, 124, 125

— K — мезона, определение, 35, 36

— (K^- — p)-состояния, 90

— Σ -гиперона, 83

— Y^* -изобары, 92

Спиральность, 113

CPT — теорема, 21, 43, 44

Странность K — мезонов, 44

— определение, 23, 29, 30

— сохранение, 23

Странность, квантовое число, 15

Странные частицы, законы сохранения, 19—29

— — исторический обзор, 11—19

— — резонансы, 83—96

— — рождение в p - p -столкновениях при 2,85 Гэв, 67

— — — γ -квантами, диаграммы, 70

— — — в (NN)-взаимодействиях, 66

— — — в (πN)-взаимодействиях, 58—67

— — свойства симметрии, 19—23

Сферические функции, таблица, 136

— — векторные, 144

Σ — гиперон, поляризация при рождении, 64, 65

— рождение, зарядовая независимость, 64

— свойства, 28

— сечение рождения π -мезонами, 61

— спин, 83

Универсальное Ферми-взаимодействие, 106

Фазовое пространство для трех тел, 118

Фейнмана диаграммы, 56, 102

Формализм, 134—155

Фотон, свойства, 27

Фоторождение, 68—73

Частицы элементарные, свойства, 26—48

— — мультиплеты, 29

Четность, Λ -гиперона, 37

— K -мезона, 37

— протона, 37

— системы ($nK\Lambda$), 100

— — ($NK\Lambda$), 91

— — (NYK), 73	модействиях, 37
— — ($\Sigma\Lambda$), 38	Четырехмерный импульс, пере-
— несохранение в распадах	данный, 55
K-мезонов, 116	
— — в распадах Λ -гиперонов,	Электрон, свойства, 27
36	Экстраполяция, процедура,
— определене экстраполяци-	55—56
ей, 57	— в полюс, 57
— сохранение в сильных взаи-	

Р. К. Эдер, Э. К. Фаулер

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Тематический план 1966 г. № 96

Редактор *В. Н. Безрукова*

Переплет художника *Е. Терехова*

Техн. редактор *Е. И. Мазель*

Корректор *З. А. Авдошева*

Сдано в набор 26/VIII 1965 г.

Подписано в печать 1/III 1966 г.

Бумага 84×108¹/₃₂, № 2 Физ. печ. л. 6,62 Привед. п. л. 11 Уч.-изд. л. 10,26

Заказ изд. 1349 Тираж 33 000 экз. Цена 63 к. Зак. тип. 883

Атомиздат. Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7

Московская типография № 6 Главполиграфпрома

Комитета по печати при Совете Министров СССР

Москва, Ж-88, 1-й Южно-портовый пр., 17.