

БЕСПЛАТНО

ТБИССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

С. Г. Матинян

**Исследования по теории слабого
взаимодействия**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
Тбилиси — 1966

Работа выполнена в Институте физики Академии наук Грузинской ССР.

Направляем Вам для ознакомления автореферат диссертационной работы тов. Матиняна С. Г. на тему: „Исследования по теории слабого взаимодействия“, представленной на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Защита диссертации состоится на Ученом совете физического факультета Тбилисского государственного университета „*20 мая*“, 1966 года.

Ваш отзыв на автореферат просим сообщить по адресу: Тбилиси, просп. И. Чавчавадзе, 1. ТГУ.

Ученый секретарь: *Г. Велитк*

Вошедшие в представленную диссертацию работы по теории слабого взаимодействия по своему подходу и методике можно разделить на две части.

Для первой из них, включающей большинство работ, составивших содержание диссертации, характерен феноменологический подход, использующий наименьшее приближение теории возмущений по слабому взаимодействию и эффективно привлекающий к анализу слабых процессов симметрии сильного взаимодействия. Этот подход позволяет описать с единой точки зрения основные закономерности, характеризующие слабые процессы с участием адронов, и сделать предсказания, экспериментальное изучение которых в ряде случаев может оказаться важным для проверки справедливости той или иной схемы симметрии адронов. Следует подчеркнуть, что успех $SU(3)$ -симметрии в физике элементарных частиц связан не только с ее выводами и предсказаниями в отношении сильного и электромагнитного взаимодействий. Этим успехом она в значительной степени обязана также выводам, относящимся к физике слабого взаимодействия. Сказанное в большой мере приложимо и к $SU(6)$ -симметрии, которая положена в основу описания слабых процессов в первых двух главах диссертации.

К первой группе работ относятся также работы, ставящие своей целью нахождение оптимальных условий для получения экспериментальной информации о ряде существенных параметров физики слабого взаимодействия.

Вторая группа работ связана с современной проблемой выхода за рамки феноменологического анализа матричного элемента в борновском приближении и посвящена рассмотрению роли высших поправок по слабому взаимодействию.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, дополнения к четвертой главе и четырех приложений. В вве-

дени и кратко перечислены вопросы, составившие содержание диссертации. В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Глава I посвящена изучению лептонных взаимодействий адронов на основе $SU(6)$ -симметрии [1--3]. Лептонные процессы изучаются на базе нарушенной $SU(6)$ -симметрии с учетом нарушения довольно общего вида, для которого не имеет место усиление регулярного представления группы.

Рассмотрение ограничивается статическим пределом, где $SU(6)$ -симметрия должна хорошо выполняться.

Как известно, в настоящее время нет ни одного экспериментального факта из области статических явлений, который бы противоречил $SU(6)$ -симметрии, тогда как большая совокупность различных опытных данных находится в согласии с ее выводами и предсказаниями.

В § 2 рассмотрена [4,5] перенормировка слабого векторного тока барионов, принадлежащих полностью симметричному или полностью антисимметричному представлению группы $SU(6)$, нарушением $SU(6)$ -симметрии умеренно-сильным взаимодействием, являющимся произвольной линейной комбинацией представлений $(1,1)$, $(8,1)$ и $(27,1)$ группы $SU(3) \times SU(2)$ из представлений 35 , 189 , $280+280$ и 405 группы $SU(6)$. Получено (§ 3) обобщение теоремы Адемолло-Гатто [6] в $SU(6)$ симметрии: векторный слабый ток барионов с изменением странности в первом порядке по указанному выше нарушению перенормируется только за счет представлений $(27,1)$, входящих в представления 189 и 405 группы $SU(6)$.

Для реального случая, когда барионы описываются представлением 56 , это означает, что нарушение приводит лишь к перенормировке F -связи барионов октета, не приводя к возникновению D -связи.

Таким образом, известные соотношения между векторными константами токов октета с изменением странности, характерные для F -связи, не меняются в первом порядке по рассмотренному нарушению. Имеет место также специфическое для $SU(6)$ -симметрии соотношение, связывающее векторную кон-

танту $\Omega^- \rightarrow \Xi^{0*} + e^- + \bar{\nu}$ -распада с соответствующей константой β -распада Λ^0 -гиперона.

Все векторные константы слабых переходов декуплет-октет равны нулю даже с учетом нарушения $SU(6)$ -симметрии умеренно-сильным взаимодействием довольно общего вида. В частности рождение частиц декуплета в нейтринном пучке при малых передачах четырехмерного импульса идет за счет аксиального тока. Этот вывод находится в согласии с опытами по рождению нуклонных изобар в нейтринных опытах.

β -распад Ω^- -гиперона ($\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + e^- + \bar{\nu}$) также должен идти в основном за счет аксиальной части тока.

В § 4 рассмотрена [4,5] перенормировка слабого аксиального тока барионов нарушением H_{MS} $SU(6)$ -симметрии указанного выше вида.

В предположении, что A -ток входит в общее со слабым векторным током представление 35 $SU(6)$, получено, что тензорная структура аксиального тока не меняется. Происходит лишь перенормировка аксиальных констант. Так, в частности, для отношения $(G_A/G_V)_n$ аксиальной и векторной констант β -распада нейтрона имеет место соотношение

$$(G_A/G_V)_n = -\frac{5}{3}(1 - 2a_1(189^1) + 2a_1(405^1)),$$

где $a_1(189^1)$ и $a_1(405^1)$ — амплитуды нарушения симметрии с соответствующими трансформационными свойствами. Сравнение этого отношения с опытом дает разумный масштаб нарушения $SU(6)$ -симметрии.

Тот факт, что аксиальная константа в первом порядке по H_{MS} перенормируется лишь за счет синглетных представлений $SU(3)$ и экспериментальная величина этой перенормировки ($\sim 20\%$) соответствует масштабам нарушения симметрии в первом порядке, указывает на то, что такие представления должны входить в нарушение $SU(6)$ -симметрии, что подтверждается их ролью в массовом расщеплении супермультиплетов $SU(6)$ -симметрии.

Если аксиальный ток барионов не входит в общее с V -током представление 35 $SU(6)$ (§ 5), то имеет место его зна-

чительная перенормировка. Получены соотношения между аксиальными константами барионных токов [5].

Перенормировка G_A в этом случае опять происходит за счет синглетных представлений $SU(3)$ (представление 405¹).

В § 6 изучен [5] слабый векторный ток мезонов в нарушенной $SU(6)$ -симметрии. В отличие от случая с барионами нарушение не только перенормирует F -связь псевдоскалярных мезонов октета (за счет представлений 27 $SU(3)$), но и приводит к появлению D -связи. Для случая $K_{\mu 3}$ -распада это означает перенормировку форм-фактора f_+ и индуцирование нарушением симметрии форм фактора f_- . Существенно, что если представления 27 $SU(3)$ -симметрии не участвуют в нарушении, то D -связь не возникает, и известный параметр $\xi = f_-/f_+$ равен нулю. Это позволяет думать, что значение ξ должно быть экспериментально очень близко к нулю. С этой точки зрения представляется важным более точное измерение величины ξ .

Показано [7], что для однозначного экспериментального определения параметра ξ наиболее эффективным является измерение знака и величины продольной поляризации μ -мезонов $K_{\mu 3}$ -распада (§ 7).

Проведенные в последнее время эксперименты по изучению продольной поляризации μ -мезонов $K_{\mu 3}$ -распада [8,9] позволили получить надежную информацию о параметре ξ , величина которого оказалась близкой к нулю.

В главе II исследуются адронные распады барионов на базе $SU(6)$ -симметрии и в схеме $\tilde{U}(12)$ -симметрии (точнее, ее подгруппы $SU(6)_W$).

В § 1 в предположении, что лагранжиан слабого взаимодействия адронов преобразуется по регулярному представлению группы $SU(6)$, с использованием CP -инвариантности получены соотношения между S -волновыми амплитудами адронных распадов барионов [10]

$$(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_S = -(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)_S = -\sqrt{3}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^-)_S, \quad (1)$$

находящиеся в согласии с опытными данными, а также соотношение $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_S = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\Omega^- \rightarrow \Xi^{0*}\pi^-)_S$.

Кроме того, имеет место равенство:

$$(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)_S = 0, \quad (1')$$

объясняющее без каких-либо дополнительных предположений и моделей давно известный факт отсутствия асимметрии в распаде $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$. $SU(6)$ -симметрия делает определенный выбор между двумя допускаемыми экспериментом возможностями, связанными с ориентацией треугольника Гелл-Манна-Розенфельда, предсказывая чистую P -волну в $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ -распаде.

В настоящее время уже опубликованы экспериментальные работы [11, 12], указывающие в пользу этого предсказания.

На языке модели гипотетических кварков полученное равенство (1') является следствием невозможности испускания странным кварком π^+ -мезона и может быть понято, если кварки, «входящие» в состав барионов, эффективно слабо влияют друг на друга.

В § 2 рассмотрена устойчивость полученных выводов о S -волновых амплитудах адронных распадов барионов с точки зрения более общих трансформационных свойств лагранжиана слабого взаимодействия адронов [13]. В предположении, что этот лагранжиан является произвольной линейной комбинацией представлений 35, 189, 280+280 и 405 группы $SU(6)$ (что соответствует гипотезе перемножения адронных токов), показано, что наиболее важный вывод $SU(6)$ симметрии—(1')—остается в силе; имеет место также хорошо согласующееся с опытом соотношение треугольника Гелл-Манна-Ли и соотношение

$$-(\Omega^- \rightarrow \Xi^{0*}\pi^-)_S = 2\sqrt{2}(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_S - \sqrt{3}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^-)_S.$$

Учет влияния умеренно-сильного взаимодействия на S -волновые распады барионов (§ 3) показывает [14], что отличие от нуля коэффициента асимметрии в $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ -распаде (который экспериментально мал), то есть примесь S -волнового состояния, обязано нарушению $SU(6)$ -симметрии умеренно-сильным взаимодействием.

Отклонение от соотношений (1) также связано с примесью S -волны в $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ -распаде. То обстоятельство, что эти откло-

нения при сравнении с опытом оказываются малыми, указывает на малость нарушения $SU(6)$ симметрии.

Вместе со сказанным выше, это обстоятельство можно поставить в соответствие с моделью кварков, имеющих большие массы и движущихся в глубокой потенциальной яме так, что они эффективно слабо влияют друг на друга. Такая картина независимых кварков подсказывается и ситуацией с магнитными моментами барионов [15].

Полученные результаты делают чрезвычайно важной задачу окончательного экспериментального выяснения орбитального состояния в $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ -распаде и значительного увеличения точности в измерении параметров адронных распадов Σ -гиперонов.

В § 4 II главы изучаются фотонные распады барионов с изменением странности $B \xrightarrow{w} B' + \gamma$.

Рассмотрение этих процессов ведется на основе $SU(6)$ -симметрии в предположениях, аналогичных предположениям § 1.

Электромагнитное поле описывается регулярным представлением группы.

Показано [16], что в пределе $SU(6)$ -симметрии фотонные слабые распады всех гиперонов октета идут с сохранением четности, что ставит задачу экспериментального исследования асимметрии в таких процессах.

$SU(6)$ -симметрия предсказывает также, что в распадах $\Omega^- \rightarrow \Xi^{*0}\gamma$ и $\Omega^- \rightarrow \Xi^0\gamma$ должны отсутствовать $E1$ -переходы, идущие с несохранением четности.

Во второй части II главы рассмотрены адронные распады барионов в схеме „внутренне нарушенной“ $\tilde{U}(12)$ -симметрии (или, точнее, применительно к изучаемым „колинеарным“ процессам, ее подгруппы W -спина $SU(6)_W$).

В § 5 изучаются несохраняющие четность (н. ч.) амплитуды, для S -волновых частей которых в §§ 1—8 на базе статической $SU(6)$ -симметрии уже получена информация, согласующаяся с опытом.

В этом случае трансформационные свойства „слабого“ шпурона естественно и однозначно фиксируются требованием, чтобы он преобразовывался по представлению 143, будучи псевдоскаляром и шестой компонентой вектора $SU(3)$.

Детальное рассмотрение [17] показывает, что в условиях CP -инвариантности для переходов октет-октет возникает только F -связь барионов, что означает, что все соотношения (1) между S -волновыми амплитудами адронных распадов барионов октета и равенство (1') остаются в силе.

Соотношение $(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_S = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\Omega^- \rightarrow \Xi^{*0}\pi^-)_S$ обобщается с учетом D -волны в Ω^- -распаде.

Существенно новым моментом, обязанным релятивизации $SU(6)$ -симметрии, в отношении н. ч. амплитуд является вывод о том, что все адронные распады Ω^- -гиперона ($\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$, $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$) идут с сохранением четности (то есть только в P -волне).

Проверка этого предсказания представляет несомненный интерес, тем более, что он получен вместе с другими, соответствующими действительности, выводами о н. ч. амплитудах адронных распадов барионов.

Что касается сохраняющих четность (с. ч.) амплитуд этих распадов (§§ 6, 7), то выбор соответствующего „слабого“ шпурона в схеме $\tilde{U}(12)$ -симметрии (впрочем, как и в схеме $SU(6)$) нельзя произвести однозначно.

Можно различать две возможности.

Первая возможность состоит в том, что на шпурон (обладающий нулевым четырехимпульсом) не распространяются условия, связанные с применением уравнений Бармана-Вигнера к реальным частицам в схеме „внутренне нарушенной“ $\tilde{U}(12)$ -симметрии. Тогда он может входить в представление 143.

Другая возможность состоит в том, что „слабый“ шпурон в отношении трансформационных свойств $\tilde{U}(12)$ -симметрии рассматривается как предельный случай реальных частиц. Тогда его нет в представлении 143, и он должен преобразовываться по высшим представлениям $U(12)$ (4212 и 5940).

Первая альтернатива приводит к следующим соотношениям между с. ч. амплитудами адронных распадов барионов [17]:

$$4(\Omega^- \rightarrow \Xi^{*0}\pi^-)_{c.v.} = -\sqrt{3}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^-)_p \quad (2a)$$

$$5(\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-)_p = 6\sqrt{6}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)_p \quad (2б)$$

$$\frac{5}{12}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)_p = \sqrt{\frac{2}{3}}(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_p - 2(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-)_p \quad (2в)$$

$$\sqrt{2}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)_p = 2(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-)_p + \sqrt{\frac{2}{3}}(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_p \quad (2г)$$

$$5(\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-)_p = -\sqrt{\frac{3}{2}}(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-)_p - 2(\Lambda \rightarrow p\pi^-)_p \quad (2д)$$

Можно показать, что экспериментально проверяемые в настоящее время соотношения из (2) противоречат опыту.

Обращаясь ко второй возможности, связанной с фиксированием „слабого“ шпуриона в высших представлениях (4212 и 5940) группы $\tilde{U}(12)$, укажем, что детальное рассмотрение [18], проведенное в § 7, также приводит к соотношениям, находящимся в противоречии с опытными данными.

Полученные в §§ 6, 7 результаты позволяют заключить, что в рамках $\tilde{U}(12)$ ($SU(6)_W$)-симметрии отсутствует удовлетворительное описание с. ч. амплитуд адронных распадов барионов.

Однако следует подчеркнуть, что при рассмотрении с. ч. (P -волновых—для переходов октет-октет) амплитуд информация, полученная без учета нарушения симметрии, приводящего к массовым расщеплениям, вряд ли может служить критерием реальности той или иной схемы симметрии.

В диссертации приведен пример, иллюстрирующий это обстоятельство.

Учет же нарушения симметрии умеренно-сильным взаимодействием, как правило, не приводит к практически ценной информации, которую можно проверить на опыте.

Что касается S -волновых амплитуд, то соотношения для них даже в ненарушенной симметрии представляют практически ценную информацию и, как мы видели, служат (наряду с информацией из области сильного и электромагнитного взаимодействий) аргументом в пользу того, что $SU(6)$ -симметрия является хорошим приближением для изучения самых разнообразных статических явлений с участием адронов.

В главе III изложены результаты работ [19–21], посвященных исследованию интерференционных явлений, имеющих место при прохождении пучка нейтральных K -мезонов через

вещество, с точки зрения нахождения наиболее оптимальных условий проведения экспериментов по определению важного параметра физики K^0 -мезонов—знака разности масс $\Delta m = m_S - m_L$ их короткоживущей (K_S^0) и долгоживущей (K_L^0) компонент.

Знание Δm (как по величине, так и по знаку) существенно для получения информации о ряде других параметров физики слабого взаимодействия, число которых после открытия в 1964 г. факта несохранения CP -четности в $K_L \rightarrow 2\pi$ распаде значительно возросло.

Детальное рассмотрение (§ 1) показывает, что анализ методов, предложенных автором для определения знака Δm до открытия нарушения CP -инвариантности, остается в силе с учетом этого нарушения.

В § 2 рассмотрен метод определения знака Δm , использующий прохождение долгоживущей компоненты нейтральных K -мезонов через пару пластин из разного вещества [22] с точки зрения применения толстых пластин, необходимого в реальной экспериментальной ситуации для увеличения выхода регенерированных K_S^0 -мезонов.

Показано [19], что существенное увеличение выхода K_S^0 -мезонов за счет использования толстых пластин сохраняет практическую возможность определения знака Δm , не снижая осцилляционного эффекта.

Найдена зависимость числа K_S^0 -мезонов, движущихся в направлении первоначального K_L^0 -пучка после выхода из пластин, от толщины пластин, расстояния между ними, скорости K^0 -пучка и характеристик взаимодействия K^0 и \bar{K}^0 -мезонов с ядрами вещества пластин. Соответствующая формула была использована в 1964 году при экспериментальном измерении величины и знака Δm [23].

Учет конечности толщины пластин позволяет предложить (§ 3) модификацию эксперимента по определению знака Δm методом двух пластин, состоящую в изучении зависимости числа двухпиконных распадов от толщины одной из пластин при совмещенных пластинах. Толщина другой пластины выбирается оптимальной ($x \simeq 2.5 L$, где L —распадный пробег K_S^0 -мезона).

Анализ показывает, что в этом варианте создаются усло-

вия, благоприятные для различения знака Δm даже при таких малых $|\Delta\varphi|$, при которых обычная постановка опыта [22, 19] оказывается не эффективной ($\Delta\varphi$ —сдвиг фаз между K_s^0 -волнами, возникшими в разных пластинках; $\Delta\varphi$ определяется через амплитуды рассеяния на нулевой угол K^0 и \bar{K}^0 -мезонов на ядрах вещества пластин).

Особенно важно, что при такой постановке эксперимента кривые, соответствующие противоположным знакам $\Delta m/\Delta\varphi$, имеют качественно разную зависимость от переменной толщины пластины.

Предложен и исследован [20] (§ 4,5) метод определения знака Δm , основанный на изучении лептонных распадов K^0 -мезонов, прошедших без отклонения через одну толстую пластину. Этот метод представляется наиболее надежным при определении знака Δm , ибо он лишен тех неопределенностей, которые в опыте с двумя пластинками связаны с информацией о знаке Δm . Необходимое здесь знание фазы φ K_s^0 -волны, генерированной в пластине, может быть получено на основе имеющихся данных опытов по регенерации K_s^0 -мезонов в различных веществах и анализа рассеяния K^+ - и K^- -мезонов на ядрах фотоэмульсий. Показано, что обе группы данных приводят к близким значениям для φ ($\varphi \approx 30^\circ$ для широкого диапазона ядер от углерода до свинца).

Рассмотрены различные возможности, связанные с этим методом, который может быть использован и при отсутствии правила отбора $\Delta Q = \Delta S$ [21].

Предложенный опыт основан на факте изменения относительного числа K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов в K^0 -пучке после прохождения им вещества. Лептонные распады служат анализатором K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. В качестве такого анализатора для определения знака Δm можно использовать также перезарядку K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов в легком веществе [21].

В § 6 рассмотрены интерференционные явления, имеющие место при прохождении пучка K_s^0 -мезонов через систему пар тонких пластин, различающихся по своим ядерным свойствам [21].

Использование большого числа тонких пластин, разделенных небольшими интервалами, позволяет увеличить выход регенерированных K_s^0 -мезонов по сравнению с выходом от одной пары тонких пластин, сохраняя при этом ту же простоту выражений, служивших для определения знака Δm , как и в случае с одной парой тонких пластинок [22].

Рассмотрен вопрос о наиболее благоприятных условиях нахождения знака Δm в этом варианте опыта.

Проведенный анализ представляет особенный интерес с точки зрения той зависимости от конфигурации пластин, которая целиком обязана картине интерференции K_s^0 -волн, возникших в системе из большого количества пластин.

В § 7 III главы на основании предположения о преобладающем вкладе одноопционного промежуточного состояния в разность масс K_s^0 - и K_l^0 -мезонов оценена величина Δm [24].

Для получения необходимой при этом информации о константе $K \rightarrow \pi$ -перехода $f_{K\pi}$ использовалась идея о едином полюсном механизме распада η - и K -мезонов на три π -мезона. Идея об этом механизме возникла в связи с опытным фактом хорошего совпадения диаграмм Далитца для обоих распадов.

Найденная величина константы $f_{K\pi}$ приводит к значению Δm , близкому к экспериментальному.

В связи со сделанным предположением о преобладающей роли одномезонного состояния следует отметить недавний феноменологический анализ (Вольфенштейн, 1965 г.) эффектов CP -несохранения в системе нейтральных K -мезонов. Основным результатом этого анализа является утверждение, что с большой степенью вероятности осуществляется ситуация, когда CP -несохраняющая часть эффективного гамильтониана слабого взаимодействия по крайней мере на два порядка меньше его части, характеризуемой CP -инвариантностью.

Альтернатива, когда большое нарушение CP -инвариантности в гамильтониане приводит к малым наблюдаемым эффектам CP -несохранения, может иметь место лишь в случае преобладания в массовой матрице K^0 -мезонов двухмезонных состояний. Иными словами, в этом случае по каким-либо причинам динамического характера или благодаря случайному сокращению,

одномезонные вклады и вклады треххионных состояний играют в массовой матрице меньшую роль, чем вклады двуххионных состояний.

Одним из аргументов против этой возможности в упомянутом анализе является удовлетворительное описание величины $|\Delta m|$ на базе полюсной модели, рассмотренной в § 7 III главы.

Глава IV посвящена изучению роли высших порядков по перенормируемому слабому взаимодействию.

При рассмотрении роли высших порядков используются два подхода.

Первый из них основан на применении конкретной модели Фейнберга-Пайса [25] суммирования наиболее сингулярных частей лестничных диаграмм. Второй не связан с конкретными моделями и широко использует гипотезу о существовании физического смысла и решения у перенормируемых теорий („условное суммирование“) и метод подсчета степеней.

Подчеркнем, что ни один из этих подходов к выяснению роли высших порядков по слабому взаимодействию не претендует на какие-либо окончательные результаты и играет лишь наводящую роль в этой важной проблеме.

В §§ 2,3 и 5 главы IV модель полевой теории слабого взаимодействия [25] применяется к процессам взаимодействия лептонов и бозонов с бозонами, генерированным обменом промежуточным векторным W -мезоном [26,27]. Цель этого рассмотрения — выявить механизм перенормировки амплитуды рассеяния эффектами высших порядков, приводящий к конечному выражению для амплитуды при малых энергиях и существенному вкладу высших порядков.

Рассмотрение ведется на базе лестничного приближения к уравнению Бете-Сальпетера

$$M = M^{(1)} + M^{(1)} G_0 M, \quad (3)$$

где M — искомая амплитуда рассеяния, G_0 — свободная функция Грина частиц, участвующих в рассеянии, $M^{(1)}$ в лестничном приближении является борновским членом (взятым вне массовой поверхности).

Решение уравнения (3), в ядре которого удерживались

наиболее сингулярные члены, для изучаемых процессов делает прозрачным механизм перенормировки амплитуды эффектами высших порядков в рассматриваемой модели, приводящий к конечной амплитуде перенормируемой теории и существенному вкладу высших порядков при малой энергии: суммирование наиболее сингулярных частей диаграмм приводит в главном порядке по константе связи к перестройке борновской амплитуды, из которой выпадают все контактные члены.

Так, например, для случая бозон-лептонного рассеяния решение (3) при малых энергиях в описанном приближении имеет вид [26]:

$$M \simeq gh\gamma_\mu (1 + \gamma_5) \frac{3}{4} \left[2p_{2\mu} \left(1 - \frac{q^2}{3m^2} \right) + \frac{4}{3} \frac{2p_2 \cdot q}{m^2} q_\mu \right] \frac{1}{q^2 + m^2} + O(g^2 h^2), \quad (q\lambda \ll 1),$$

тогда как борновская амплитуда (вне массовой поверхности) выражается так:

$$M^{(1)} = gh\gamma_\mu (1 + \gamma_5) \left[2p_{2\mu} + \frac{2p_2 \cdot q}{m^2} q_\mu - \left(1 + \frac{q^2}{m^2} \right) q_\mu \right] \frac{1}{q^2 + m^2},$$

где h и g — константы связи W -мезона с лептонами и бозонами соответственно, m — масса W -мезона, $q = p_2 - p'_2$, p_2 , p'_2 — начальный и конечный импульсы бозона; $\lambda^2 = gh/2\pi^2 m^2$.

Аналогичная ситуация имеет место в случае бозон-бозонного рассеяния [27].

В § 4 проводится феноменологический учет форм-факторов сильного взаимодействия в процессах лептон-бозонного рассеяния на базе рассматриваемой модели.

В §§ 6, 7 изучается возможность одновременного учета слабых и электромагнитных поправок в задаче лептон-лептонного рассеяния при малых энергиях, генерированного обменом W -мезоном [28].

Доказана теорема, дающая зависимость наиболее расходящейся диаграммы с четырьмя внешними лептонными линиями

любого порядка по слабому взаимодействию лептонов с W -мезоном и по взаимодействию W -мезона с фотонами от констант связи и граничного импульса Λ для случаев с равным нулю и отличным от нуля аномальным магнитным моментом W -мезона.

Использование этой теоремы вместе с предположением о сходимости при $\Lambda \rightarrow \infty$ соответствующих перенормированных (при конечных Λ) рядов, в которых удержаны наиболее сингулярные члены, позволяет получить возможную качественную зависимость амплитуды лептонного рассеяния при малой энергии от констант связи g и e .

Возможность получения существенного вклада всех высших диаграмм при малой константе связи не является, конечно, специфической чертой слабого взаимодействия и электродинамики W -мезона, а присуща многим перенормируемым теориям. Вклад высших поправок в ту или иную величину определяется конкретной структурой теории и слагаемыми взаимодействующих полей.

В § 8 рассмотрен пример перенормируемого взаимодействия частиц с произвольными спинами.

Делая опять предположение о существовании у соответствующих рядов при $\Lambda \rightarrow \infty$ конечных пределов, можно получить зависимость амплитуды рассеяния, вершинной функции и части массового оператора, определяющей физическую массу частиц, от константы связи (рассматривается случай частиц с ненулевой массой).

Несмотря на иллюстративный характер рассмотренного примера, представляет интерес имеющаяся здесь возможность возникновения больших масс у частиц спина $0, 1/2$, и 1 , обладающих только слабыми (перенормируемыми) взаимодействиями. Характерно при этом, что вклад высших поправок по перенормируемому взаимодействию в вершину при малых энергиях оказывается малым.

В § 8 на основе метода „условного суммирования“ прослежен также механизм возникновения у амплитуды перенормируемой теории корневых точек ветвления по константе связи.

В главе V диссертации исследуются вопросы, связанные с задачей установления статистики странных частиц.

В § 1 дана постановка вопроса и подчеркивается необходимость экспериментального обоснования теоремы о связи спина и статистики для более широкого класса частиц, несмотря на то (и ввиду того), что эта теорема имеет глубокие корни в аппарате современной квантовой теории поля.

В § 2 рассмотрена гипотеза (Дрелл, 1959 г.) о возможности аномальной (то есть противоположной теореме Паули) связи спина и статистики странных частиц.

Показано [29], что такая возможность приводит к нарушению CPT -теоремы в слабых процессах с изменением странности: если так подобрать преобразования аномальных полей при сильном отражении, чтобы сильные взаимодействия были CPT -инвариантны, то аномальность статистики странных частиц приведет к нарушению CPT -инвариантности в слабом взаимодействии с изменением странности.

Что касается вопроса экспериментального обоснования статистики странных частиц, то можно доказать [29] (§ 3) следующее утверждение (A):

„Процесс аннигиляции частицы и античастицы спина $1/2$, подчиняющихся теореме Паули, в частицу и античастицу спина нуль с аномальной связью спина и статистики запрещен“.

Таким образом, существование в природе процесса $N + \bar{N} \rightarrow \bar{K} + K$ является убедительным доказательством того, что K -мезоны не являются частицами антисимметричной статистики.

Для экспериментальной проверки статистики гиперонов может быть полезным следующее правило отбора (B) [29]:

„В процессе аннигиляции обычных фермионов спина $1/2$ в частицу и античастицу спина $1/2$ с аномальной (симметричной) статистикой разрешены лишь переходы без изменения орбитального момента L относительного движения пар, причем состояние с $L=0$ запрещено“.

Это утверждение (B), как и (A), было позднее еще раз доказано теми же методами, что и в [29], Гатто (1963 г.) [30] и Мессья и Гринбергом (1965 г.) [31].

В § 3 получены также правила отбора в ряде других реакций, изучение которых позволяет экспериментально доказать статистику гиперонов.

В дополнении к главе IV приводится феноменологический учет нелокальности в слабом взаимодействии и рассмотрено влияние малой нелокальности на соотношение между константами β -распада нейтрона и μ -распада [32].

Приложения содержат ряд вспомогательных расчетов, использованных в I, II и IV главах.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах [4, 5, 7, 10, 13, 14, 16—21, 24, 26—29, 32].

Результаты этих работ докладывались на Международной конференции по физике высоких энергий (1964 г.), Научных сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (февраль и июнь 1965 г.) и представлялись в докладах раппортеров на Международных конференциях по физике высоких энергий (1959, 1960, 1962 г.г.).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Gürsey, L. A. Radicati, Phys. Rev. Lett., 13, 173, 1964.
- [2] A. Pais, Phys. Rev. Lett., 13, 175, 1964.
- [3] B. Sakita, Phys. Rev., 136, В 1755, 1964.
- [4] Э. В. Гедалин, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЖЭТФ, Письма, 1, № 3, 35, 1965; 2, № 1, 1965.
- [5] Э. В. Гедалин, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, Дж. Л. Чкареули, Ядерная физика, 3, 533, 1966.
- [6] M. Ademollo, R. Gatto, Phys. Rev. Lett., 13, 264, 1964.
- [7] С. Г. Матинян, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ, 36, 1317, 1959.
- [8] А. О. Вайсенберг, В. А. Смирнитский, Phys. Rev. Lett., 12, 244, 1964; ЖЭТФ, 48, 1604, 1965.
- [9] G. Gidal et al, Phys. Rev. Lett., 13, 95, 1964.
- [10] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 48, 1204, 1965.
- [11] R. B. Willmann, T. H. Groves, Phys. Lett., 14, 350, 1965.
- [12] M. Vazin et al, Phys. Rev., 140, В 1358, 1965.
- [13] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, Письма, 1, № 2, 29, 1965.
- [14] С. Г. Матинян, Ядерная физика, 2, 752, 1965.
- [15] Н. Н. Боголюбов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, препринт ОИЯИ, Д-1968, 1965.
- [16] С. Г. Матинян, Ядерная физика, 2, 151, 1965.

- [17] Э. В. Гедалин, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЖЭТФ, Письма, 1, № 5, 35, 1965.
- [18] Э. В. Гедалин, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЖЭТФ, Письма, 2, № 1, 9, 1965.
- [19] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 39, 1747, 1960.
- [20] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 41, 1503, 1961.
- [21] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 44, 2011, 1963.
- [22] И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ, 39, 605, 1960.
- [23] G. T. Zorn et al. Материалы Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
- [24] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 45, 386, 1963.
- [25] G. Feinberg, A. Pais, Phys. Rev., 131, 2724, 1963; 133, В 477, 1964.
- [26] О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 47, 1790, 1964.
- [27] О. В. Канчели, С. Г. Матинян, в сборнике „Физика частиц высоких энергий“, из-во „Мецниереба“, Тбилиси, 1965, стр. 37.
- [28] Э. В. Гедалин, О. В. Канчели, С. Г. Матинян, Ядерная физика, 1, 881, 1965.
- [29] С. Г. Матинян, М. Е. Перельман, Сообщения АН ГССР, 27, 25, 1961.
- [30] R. Gatto, Phys. Lett., 5, 56, 1963.
- [31] A. M. L. Messiah, O. W. Greenberg, Phys. Rev., 136, В 248, 1965.
- [32] С. Г. Матинян, ЖЭТФ, 35, 791, 1958.