

ТЕОРИЯ И ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КИРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ ЕДИНИЦА

М. В. Чижов

Софийский университет, София
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	171
КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И НЕПРИВОДИМЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ГРУППЫ ЛОРЕНЦА	180
Классификация элементарных частиц	181
Неприводимые представления группы Лоренца со спином единица	183
Массивные частицы со спином единица	185
КАЛИБРОВОЧНЫЕ АНТИСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ПОЛЯ	188
Безмассовые частицы со спином единица	188
Неабелево антисимметричное тензорное поле	190
Квантование антисимметричного тензорного поля	191
Антисимметричные тензорные поля в теориях гравитации	193
МАТЕРИАЛЬНЫЕ АНТИСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ПОЛЯ	196
Безмассовые частицы произвольного спина	197
Безмассовые частицы единичного спина	199
Новые частицы со спином $3/2$ и 2	204
ПРИЛОЖЕНИЯ В АДРОННОЙ ФИЗИКЕ	207
Расширенная модель Намбу–Йона-Лазинио	208
Мезонные резонансы	214
Массовые формулы для (аксиально-)векторных мезонов	220
Динамические свойства мезонов со спином единица	241
РАСШИРЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМО- ДЕЙСТВИЙ	247
Взаимодействия антисимметричного тензорного поля	247
Расширенная модель электрослабых взаимодействий	252
Эффективные тензорные взаимодействия	255

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ	ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ	
СЛЕДСТВИЯ		259
Радиационный распад пиона		260
Бета-распад нейтрона		273
Чисто лептонные распады		281
РОЖДЕНИЕ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КИРАЛЬНЫХ БОЗОНОВ		
НА АДРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ		295
Свойства киральных бозонов		297
Особенности рождения киральных бозонов		313
Рождение киральных бозонов на LHC		328
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		332
ПРИЛОЖЕНИЕ 1		335
ПРИЛОЖЕНИЕ 2		337
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ		340

ТЕОРИЯ И ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КИРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ ЕДИНИЦА

М. В. Чижов

Софийский университет, София

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены всевозможные конечномерные представления группы Лоренца и их ассоциация со спиновыми свойствами частиц. Показано, что для данного нетривиального спина существуют несколько неэквивалентных представлений, различающихся киральностью, которые в безмассовом случае соответствуют различным частицам с различными спиральностями. Подробно рассмотрен случай частиц единичного спина, который включает стандартное полевое описание вектор-потенциалом и нестандартное — антисимметричным тензором второго ранга. Если первое поле преобразуется по действительному представлению $(1/2, 1/2)$, то второе — по киральным представлениям $(1, 0)$ и $(0, 1)$. На примере спектра адронных резонансов со спином единица показано, что эти два поля описывают два различных типа частиц, существующих в природе. Данная идея используется далее при построении расширения стандартной модели новым типом киральных частиц со спином единица, и подробно изучаются ее феноменологические следствия.

We consider all finite representations of the Lorentz group and their association with spin properties of the particles. It is shown that for given nontrivial spin there exist several nonequivalent representations differing by chirality, which in a massless case correspond to different particles with different helicities. Spin-1 case, which includes standard field description by the vector-potential and nonstandard one by the second rank antisymmetric tensor field, is considered in detail. The first field transforms under real representation $(1/2, 1/2)$, while the second field transforms under chiral representations $(1, 0)$ and $(0, 1)$. On an example of spin-1 hadron resonances it is shown that these two fields describe two different types of particles existing in Nature. The given idea is used further for the Standard Model extension by the new type of spin-1 chiral particles. Its phenomenological consequences are studied in detail.

PACS: 11.15.-q; 11.30.-j

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий является на сегодняшний день хорошо проверенной и установленной теорией. Поэтому ее структура должна лечь в основу будущей теории элементарных частиц. По крайней мере ее группа симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ является правильной группой для достигнутых энергий и все калибровочные бозоны, связанные с ней, являются открытыми. Даже глюоны, которые являются сильновзаимодействующими частицами и не существуют в свободном состоянии, наблюдались в эксперименте в виде струй. Все материальные частицы, которые образуют фермионный сектор стандартной модели, тоже на

сегодняшний день являются открытыми. Единственным еще непроверенным сектором стандартной модели остается сектор, связанный с механизмом нарушения симметрии и приобретением масс элементарными частицами.

В стандартной модели нарушение симметрии осуществляется минимальным образом посредством введения лишь одного дублета скалярных полей. Как следствие этого, спектр элементарных частиц должен содержать по крайней мере одну массивную скалярную частицу, называемую бозоном Хиггса. Именно эта частица до сих пор остается не найденной, и ее масса не может быть предсказана в рамках стандартной модели. В настоящее время ведется ее интенсивный поиск на самом мощном в прошлом адронном ускорителе тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, на котором была открыта самая тяжелая элементарная частица — топ-кварк.

Безуспешный поиск бозона Хиггса на лептонном ускорителе LEP в ЦЕРН и ожидание проявления новой физики в масштабах объединения электромагнитных и слабых взаимодействий послужили мотивом построения нового более мощного адронного ускорителя, чем тэватрон, Большого адронного коллайдера (LHC), пуск которого состоялся в конце 2008 г. Однако в связи с рядом неполадок в криогенной технике реальные физические данные начали поступать лишь в этом году. Именно с ним связаны надежды на окончательное подтверждение стандартной модели, а также на возможное открытие новой физики, которая позволила бы решить концептуальные проблемы сегодняшнего мировоззрения.

На сегодняшний день последнее является основным источником идей о структуре возможной новой физики, так как подавляющее большинство экспериментальных данных с удивительным успехом подтверждает предсказания стандартной модели с точностью до квантовых поправок. Феноменологические модели, основанные на суперсимметричном расширении алгебры группы Пуанкаре [1], модели с высшими симметриями, а также модели с дополнительными измерениями пространства-времени являются наиболее обсуждаемыми в связи с пуском нового адронного коллайдера в ЦЕРН.

Ключевым понятием всей фундаментальной физики является понятие поля. Его возбуждения описывают свойства реально существующих элементарных частиц. Стандартная модель базируется на полях трех типов: (псевдо)скалярных со спином 0, спинорных со спином 1/2 и (аксиально-)векторных полях единичного спина. Непротиворечивая квантовая теория таких полей была успешно построена, и поэтому стандартная модель в настоящий момент может быть проверена со сколь угодно высокой степенью точности до сколь угодно высоких энергий.

Однако в природе существует еще одно взаимодействие, которое было известно еще со времен Ньютона, гравитационное, но которое до сих пор так и остается камнем преткновения при попытках его квантования. К счастью, оно является очень слабым в области доступных нам сегодня энергий

и не влияет на взаимодействия элементарных частиц в современных экспериментах. Хотя идеи о распространении гравитационного поля в многомерном пространстве приводят к выводу о возможном росте силы его взаимодействия уже при энергиях порядка 1 ТэВ. Его переносчиком является безмассовая частица гравитон, которая описывается симметричным тензорным полем второго ранга. При его взаимодействии с материей необходимо введение размерной гравитационной константы* $G_N = 1/M_P^2$, где $M_P = 1,22090(9) \cdot 10^{19}$ ГэВ играет роль фундаментального параметра массы. Этот размерный параметр и наличие нефизических степеней свободы у симметричного тензорного поля препятствуют построению перенормируемой теории.

Суперсимметричное расширение общей теории относительности, супергравитация, включает еще один тип полей: спинорное поле со спином $3/2$, которое описывает суперсимметричный партнер гравитона — гравитино. Как известно, существует два полевых подхода описания частиц со спином $3/2$: Рариты–Швингера [2] и Баргмана–Вигнера [3]. Первый основывается на использовании спин-вектора ψ_μ в качестве полевых переменных, которые преобразуются по приводимому представлению группы Лоренца $(1, 1/2) \oplus (1/2, 1)$. Другой подход для описания частиц с полуцелым спином $n/2$ использует симметричный спинор ранга n по спинорным индексам, который преобразуется по приводимому представлению $(n/2, 0) \oplus (0, n/2)$. Таким образом, гравитино можно альтернативно описывать с помощью симметричного спинора третьего ранга, который преобразуется по неэквивалентному представлению $(3/2, 0) \oplus (0, 3/2)$.

Существует утверждение о невозможности построения унитарной теории элементарных частиц со спином выше чем 2. Поэтому мы ограничимся рассмотрением представлений группы Лоренца, которые приводят к унитарной теории. Неоднозначность описания частиц с одинаковым спином, отмеченная выше, имеет очень важное значение для всего дальнейшего исследования, представленного в данном обзоре. Так, хотя в свободном случае эти два подхода эквивалентны, взаимодействующие теории оказываются различными. Это является прямым следствием релятивистской теории.

Дело в том, что строительные блоки представлений с произвольным спином, фундаментальные спиноры спина $1/2$, в *релятивистской* теории оказываются двух типов: *правые* и *левые*, которые по сравнению с их *нерелятивистским* квантово-механическим описанием отличаются новым квантовым числом — *киральностью* $\chi = \pm 1/2$. Они являются фундаментальными спинорами двух *различных* компактных групп трехмерных вращений $O(3)$, прямое произведение которых изоморфно некомпактной группе Лоренца $O(3, 1)$. Представления этих групп оказываются связанными преобразованием про-

*Здесь и далее мы будем использовать натуральную систему единиц $c = \hbar = 1$.

пространственной четности P , что и объясняет названия фундаментальных спинорных представлений. Поэтому любое неприводимое представление группы Лоренца $(m/2, n/2)$ характеризуется двумя квантовыми числами m и n , которые связаны со спином $j = (m + n)/2$ и киральностью $\chi = (m - n)/2$ частиц, описываемых данным представлением.

Отсюда ясно, что, имея два типа фундаментальных спиноров со спином $1/2$, можно построить три различных состояния со спином единица, которые будут преобразовываться по неприводимым представлениям группы Лоренца $(1, 0)$, $(1/2, 1/2)$ и $(0, 1)$. Имея один и тот же спин, данные состояния отличаются значением киральности. Факт, что различные неприводимые представления группы Лоренца описывают различные физические частицы, находит свое отражение уже на самом фундаментальном уровне: нарушения пространственной четности в эксперименте. Это следует из того, что левые и правые состояния обладают различными свойствами, и как, например, правое нейтрино, вообще, может быть инертно ко всем взаимодействиям стандартной модели.

Поэтому, учитывая факт существования нарушения четности по крайней мере при доступных нам энергиях, можно предположить, что в природе должны существовать три типа различных частиц со спином единица до шкалы объединения электромагнитных и слабых взаимодействий, отличающихся киральностью. *Это является основной темой, обсуждаемой в обзоре.* Представления $(1/2, 1/2)$, описывающие калибровочные бозоны, являются хорошо изученными и составляют основу стандартной модели. В то же время состояния, преобразующиеся по киральным представлениям $(1, 0)$ и $(0, 1)$, до сих пор не использовались в феноменологии элементарных частиц, и построение их теории находится на самой начальной стадии.

Последнее является основным аргументом против феноменологических приложений киральных частиц со спином единица. Однако, если такие состояния будут открыты на адронных коллайдерах типа тэватрон или LHC, то мы уже не сможем игнорировать факт отсутствия перенормируемой и унитарной теории их взаимодействий. Такая теория, как в свое время квантовая теория калибровочных взаимодействий, должна быть построена, и *данный обзор представляет собой один из первых шагов в этом направлении.* В связи с этим необходимо отметить, что уже в настоящее время существует ряд высокопрецизионных экспериментов при низких энергиях, результаты которых свидетельствуют в пользу существования новых взаимодействий, переносимых киральными частицами со спином единица. Последние экспериментальные данные из Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, полученные при высоких энергиях, также согласуются с предсказаниями, сделанными в обзоре.

В разд. 1 мы подробно обсуждаем все неприводимые представления группы Лоренца и вытекающую из них классификацию элементарных частиц.

Особое внимание уделено *киральным* неприводимым представлениям, описывающим новый тип частиц со спином единица с помощью симметричного спинора второго ранга по спинорным индексам или, что эквивалентно, с помощью антисимметричного тензорного поля второго ранга по лоренцевым индексам. Показано, что в безмассовом случае возможно построение как калибровочно-симметричного, так и конформно-симметричного лагранжианов, которые приводят к различным физическим теориям.

Это коренным образом отличается от описания безмассовых частиц единичного спина лагранжианом Максвелла, который в четырехмерном пространстве является одновременно калибровочно- и конформно-инвариантным. Калибровочная симметрия накладывает очень строгие ограничения на вид возможных взаимодействий антисимметричного тензорного поля с материей. В работе Огиевецкого и Полубаринова [4] было показано, что не существует перенормируемых взаимодействий такого поля со спинорами спина $1/2$. Конформная симметрия является менее ограничительной и допускает простое взаимодействие типа Юкавы антисимметричного тензорного поля с полями материи (лептонами и кварками) через их тензорный ток.

Именно это взаимодействие находит свое феноменологическое приложение в физике и подробно рассматривается на протяжении всего обзора, а антисимметричное тензорное поле, удовлетворяющее конформно-инвариантному лагранжиану, в отличие от калибровочного, будем называть *материальным*. Также будем предполагать, что новые частицы, описываемые материальными антисимметричными тензорными полями, очень массивны и поэтому имеют очень маленький радиус взаимодействия, примерно на порядок меньший, чем радиус слабых взаимодействий. Хотя взаимодействия калибровочного векторного поля и материального антисимметричного тензорного поля с материей приводят к различным физическим теориям, вычисления по теории возмущений основываются на их свободных лагранжианах, которые в массивном случае оказываются эквивалентными и, как и следовало бы ожидать, описывают массивную частицу со спином единица.

Из-за отсутствия перенормируемых взаимодействий калибровочного антисимметричного тензорного поля с обычной материей оно пока не находит феноменологических приложений на шкале объединения электромагнитных и слабых взаимодействий, но может играть существенную роль в теориях гравитации и на начальных стадиях эволюции нашей Вселенной. Поэтому в разд. 2 мы подробно рассматриваем свободные абелеву и неабелеву теории таких полей и методы их квантования. Специальный пункт посвящен применению калибровочных антисимметричных тензорных полей в теориях супергравитации и краткому обсуждению методов нарушения симметрии и приобретения массы такими полями.

Разд. 3 в основном посвящен теории материального антисимметричного тензорного поля, которая возникает как частный случай общего рассмотре-

ния конформно-симметричного свободного лагранжиана для частиц произвольного спина, представленного в п. 3.1. А последний пункт посвящен введению новых представлений, описывающих частицы со спинами $3/2$ и 2 , и исследованию их свойств. Известно, что представление спина j в безмассовом случае приводимо и распадается на неприводимые представления группы Пуанкаре, характеризуемые различными значениями *спиральности* $\lambda = -j, -j + 1, \dots, j - 1, j$, которые имеют взаимно-однозначное соответствие с квантовым числом *киральности* χ , характеризующим неприводимые представления группы Лоренца.

Так, в настоящее время изученными и используемыми представлениями с целым спином j являются представления, описывающие частицы с максимальной спиральностью $\lambda = \pm j$, которые, в свою очередь, соответствуют действительным представлениям группы Лоренца $(j/2, j/2)$ с нулевой киральностью. Киральные представления группы Лоренца до сих пор не нашли достойного места ни в монографиях по теории поля, ни в феноменологии элементарных частиц. *Целью настоящего обзора является теоретическое описание таких представлений в рамках конформной теории поля.* Все эти представления описывают частицы с нетривиальным киральным зарядом и приводят к нелинейной самовзаимодействующей теории, подобно неабелевым калибровочным полям и гравитации. Поэтому построение квантовой теории таких полей связано со значительными трудностями, которые, возможно, будут решены в будущем.

Однако подобные новые взаимодействия могут возникнуть и в обычном подходе, связанном с расширением калибровочной группы, дополнительными измерениями и моделями техницвета, каждая из которых решает проблему иерархии и предсказывает появление новых частиц и связанных с ними взаимодействий, недалеко от шкалы объединения электрослабых взаимодействий [5].

Все последующие разделы обзора посвящены изучению самого простейшего кирального представления группы Лоренца с целым спином $(1, 0)$ и ему сопряженного $(0, 1)$. Чтобы продемонстрировать, что такие представления описывают реально существующие в природе частицы, мы посвятили этой цели разд. 4. Действительно, адронные резонансы представляют большое разнообразие возбуждений кварк-антикварковых пар с различными спинами. В частности, исследуя резонансы со спином единица, можно показать, что для их полного описания, кроме (аксиально-)векторных частиц, преобразующихся по представлению $(1/2, 1/2)$, необходимо введение киральных частиц, преобразующихся по представлениям $(1, 0)$ и $(0, 1)$.

На базе теоретических исследований, проведенных в предыдущих разделах обзора, показано, как можно включить киральные частицы в модель Намбу и Йона-Лазинию кирально-инвариантным образом, и дано объяснение, почему это не было сделано раньше. Были *получены новые массовые формулы*, которые не основываются на группах унитарной симметрии, а включают ча-

стицы из различных мультиплетов даже с противоположной четностью. Все они хорошо согласуются с экспериментальными данными. *Поняты и объяснены динамические свойства мезонов со спином единица*, которые совпадают с вычислениями, выполненными в рамках правил сумм КХД, и расчетами на решетке.

В разд. 5 обзора предложено расширение стандартной модели электро-слабых взаимодействий киральными бозонами единичного спина. В отличие от сильных взаимодействий, которые управляют миром адронной физики, слабые взаимодействия нарушают пространственную четность с самого начала, и поэтому предложенная модель выглядит несколько иначе, чем ее прототип, описывающий физику адронов. Это ведет к удвоению дублетов (псевдо)скалярных полей хиггсовского сектора и к двум различным дублетам киральных бозонов U и T , которые отвечают теперь уже независимым представлениям $(1,0)$ и $(0,1)$. Таким образом, расширенный хиггсовский сектор совпадает с (псевдо)скалярным сектором минимальной суперсимметричной стандартной модели и уже подробно обсуждался в литературе. Поэтому в данном обзоре мы сконцентрируемся на исследовании нового сектора киральных бозонов.

Введение новых полей в теорию с неизбежностью приводит к новым физическим следствиям и не должно противоречить существующим экспериментальным данным. Чтобы исследовать их влияние на низкоэнергетическую физику, был предложен механизм нарушения симметрии для антисимметричных тензорных полей и получены новые всевозможные эффективные четырехфермионные взаимодействия между кварками, кварками и лептонами и чисто лептонные переходы. Учет чисто нелептонных кварк-кварковых взаимодействий затрудняется присутствием непертурбативных квантовых хромодинамических эффектов. Поэтому был выполнен учет лишь для пертурбативного вклада в разность масс $K_L - K_S$, который является основным источником получения ограничений, связанных с введением новых взаимодействий с правыми токами. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что при выбранных низкоэнергетических параметрах нового взаимодействия его вклад находится в хорошем согласии с экспериментом в пределах теоретической погрешности, обусловленной непертурбативными эффектами.

Так как кварк-лептонные взаимодействия менее подвержены влиянию непертурбативных эффектов КХД, которые могут быть эффективно учтены посредством введения небольшого числа феноменологических параметров, в разд. 6 подробно рассмотрены полуплептонные процессы распада пиона и нейтрона, а также чисто лептонные распады с учетом новых эффективных тензорных взаимодействий. Наибольшее влияние новых взаимодействий, которые имеют другую киральную структуру, нежели векторно-аксиальное взаимодействие стандартной модели, должно проявляться в распадах пиона, который кирально подавлен в соответствии с законом сохранения момента количества

движения. Действительно, именно в радиационном распаде пиона был обнаружен большой дефицит событий в определенной кинематической области, который может быть объяснен наличием примеси новых тензорных взаимодействий с эффективной константой в сто раз меньшей, чем обычные слабые взаимодействия.

Этот факт принимается за основное указание на наличие новых взаимодействий в природе и лежит в основе всех дальнейших феноменологических приложений и предсказаний. Например, наибольшее общепринятое в настоящее время отклонение $4,5\sigma$ экспериментально измеренной частичной ширины распада τ -лептона на нейтрино и два пиона от теоретически предсказанной на базе гипотезы сохранения векторного тока можно естественно объяснить наличием новых тензорных взаимодействий с той же константой связи $G_T \sim 10^{-2}G_F$. То, что одна и та же константа связи может описать отклонения от стандартной модели для частиц из различных поколений, указывает на универсальность данного взаимодействия.

Здесь надо также отметить, что новое тензорное взаимодействие не есть просто старое локальное взаимодействие, которое с давних времен создания теории слабого взаимодействия использовалось в качестве проверки подходящего лагранжиана взаимодействия вплоть до 1956 г. Оно также включает в себя нелокальное взаимодействие, зависящее от импульса передачи, которое никогда раньше не рассматривалось. Явный вид нового эффективного тензорного взаимодействия возникает в результате обмена новыми массивными киральными бозонами и однозначно определяется на базе теории, описанной в данном обзоре. Учет нового тензорного взаимодействия в распаде нейтрона приводит к очень интересным феноменологическим следствиям. Так, например, наличие нелокального члена нового взаимодействия приводит к компенсации вклада локального члена в спектр протонов отдачи при распаде неполяризованного нейтрона в первом порядке по константе нового взаимодействия и, следовательно, не влияет на время жизни нейтрона.

Чисто лептонные распады мюона и τ -лептона также оказываются подверженными влиянию новых тензорных сил, однако их эффект оказывается очень трудно измеряемым из-за потери информации, связанной с двумя нейтрино, избегающими регистрации. Возможно, только высокопрецизионный эксперимент TWIST в TRIUMF (Канада) способен дать указание на существование таких новых взаимодействий. Если наше предположение верно, то тогда ни один локальный член в лагранжиане Мишеля, описывающий проявление новой физики, поиски которой вот уже более полувека ведутся по его предсказаниям, не дают основного вклада в распад мюона. Вся новая физика в чисто лептонных распадах, по нашему мнению, должна заключаться в новом нелокальном тензорном взаимодействии с уже фиксированной константой связи.

Наконец, последний разд. 7 обзора посвящен описанию прямого рождения киральных бозонов на адронных коллайдерах. При вычислении соответствующих сечений их резонансного рождения в процессах кварк-антикварковой аннигиляции были получены неожиданные результаты, которые, с одной стороны, объясняют, почему до настоящего времени нет решающих указаний рождения киральных бозонов на тэватроне, и, с другой стороны, могут играть роль уникальной сигнатуры, позволяющей отличить их рождение от рождения других тяжелых калибровочных бозонов. Основное отличие в данном случае заключается в разных поляризациях рождаемых (аксиально-)векторных бозонов и в угловых распределениях их продуктов распада.

При детектировании рождения заряженного бозона, распадающегося на лептон и его антинейтрино, единственной частицей, подлежащей регистрации, является заряженный лептон. Поэтому кинематика данного процесса не может быть полностью восстановлена. Единственными измеряемыми кинематическими характеристиками процесса являются поперечный импульс лептона p_T и поперечная энергия недостачи E_T . Продольные импульсы не могут быть измерены. Распределение по поперечным импульсам лептонов от распада тяжелых калибровочных бозонов массой M имеет знаменитый якобиевский пик при $p_T \simeq M/2$, который, кстати, послужил сигнатурой открытия промежуточного калибровочного бозона W . Распределение же от распада киральных бозонов сильно отличается от предыдущего и напоминает скорее равномерное распределение в виде ступеньки, обрывающейся при $p_T \simeq M/2$, которое трудно отличить от фона.

Чтобы привести более точные количественные предсказания по рождению киральных бозонов, гипотеза динамической генерации кинетических членов для бозонных полей и универсальность их взаимодействий по отношению к различным генерациям фермионов были использованы для оценки констант связи и масс киральных бозонов. Оказалось, что более легкими являются киральные бозоны дублета U , которые взаимодействуют с верхними типами фермионной материи. Самой легкой является заряженная частица с массой порядка 500 ГэВ, а ее нейтральный партнер оказывается более тяжелым — около 700 ГэВ. Они же проявляют интересное свойство *лептофобии*, так как, например, частичная электронная ширина распада заряженного кирального бозона составляет лишь около 2% его полной ширины распада, а нейтральный киральный бозон, если его масса больше массы правого нейтрино, может распадаться лептонным образом на нейтрино-антинейтринную пару, которую, однако, невозможно зарегистрировать.

Таким образом, даже сравнительно легкие киральные бозоны до сих пор избегают надежной регистрации на тэватроне. Тем не менее уже сейчас в данных коллабораций D0 и CDF существуют некоторые указания на их рождение и распад в виде небольших избытков числа событий в предсказанных кинематических областях. Если эти аномалии не исчезнут, а будут подтверждены

при большей статистике и более тщательном анализе угловых распределений, то очень возможно, что тэватрон сможет дать первое свидетельство о наличии новой физики даже раньше, чем ЛНС наберет необходимую статистику. Однако чтобы полностью подтвердить предложенную модель, необходимо открыть также более тяжелые киральные бозоны из T -дублета, что невозможно на тэватроне. Так, масса более тяжелого нейтрального кирального бозона оценивается порядка 1 ТэВ, а его заряженный партнер должен быть примерно еще на 150 ГэВ тяжелее.

Кроме всего прочего, благодаря своей очень высокой энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс 14 ТэВ и огромной светимости все процессы на ЛНС будут иметь более высокие значения сечений и более высокую скорость рождения частиц, чем на тэватроне. Поэтому, по нашим оценкам, для открытия резонансного рождения киральных бозонов в наиболее чистом в смысле фона лептонном канале на ЛНС при проектной пиковой светимости потребуется чуть больше одного дня набора статистики. Данное открытие, если, конечно, киральные бозоны действительно существуют и с предсказанными константами связи и массами, должно состояться на ЛНС уже на начальной стадии калибровки детекторов при изучении распадов W - и Z -бозонов.

Обзор кроме основных семи разделов, введения и заключения также содержит два приложения, посвященных рассмотрению более специализированных вопросов, которые мы решили вынести в конец обзора. На этом мы бы хотели закончить с введением и начать более детальное освещение вопросов, следующих из названия обзора.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И НЕПРИВОДИМЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ГРУППЫ ЛОРЕНЦА

Изучение различных представлений группы Лоренца и, в частности, представлений, связанных с антисимметричными тензорными полями, имеет долгую историю в теории поля [6]. Однако отсутствие экспериментальных данных в пользу существования таких частиц еще не привлекает достаточного внимания к этому вопросу. Основные монографии по квантовой теории поля [7] не рассматривают поля, преобразующиеся по нестандартным представлениям группы Лоренца. Нашей задачей будет изучение самых простейших нестандартных представлений группы Лоренца, которые возникают уже при описании частиц со спином единица. Ввиду того, что частицы со спином единица могут преобразовываться как симметричный спинор второго ранга $\chi_{\alpha\beta}$ и сопряженный ему $\chi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ или как смешанный спинор $\psi_{\beta}^{\dot{\alpha}}$, можно говорить о двух типах частиц со спином единица. Известно, что смешанный спинор $\psi_{\beta}^{\dot{\alpha}}$ соответствует 4-вектору и в безмассовом пределе описывает фотон. Тогда

какую частицу описывает симметричный спинор второго ранга $\chi_{\alpha\beta}$ и сопряженный ему $\chi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$? Чтобы ответить на данный вопрос, необходимо записать уравнения движения для этих полей. При построении уравнений движения мы постараемся следовать исторической последовательности.

1.1. Классификация элементарных частиц. Огромное разнообразие элементарных частиц может быть описано в рамках квантовой теории поля ограниченным набором полей. Скалярное, спинорное, векторное поля и симметричное тензорное поле второго ранга достаточны для описания всех известных в природе четырех видов взаимодействий и материальных частиц, участвующих в них. Это достигается благодаря тому, что параметры соответствующих полей изменяются в очень широких пределах. Например, частицы могут быть безмассовыми и иметь бесконечный радиус взаимодействия или, напротив, очень массивными (с массой порядка 100 ГэВ) и приводить к почти точечному взаимодействию на расстояниях 10^{-16} см. Основой построения всех четырех видов взаимодействия: сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного, являются калибровочные теории [8]. Частицы, осуществляющие эти взаимодействия, называются калибровочными бозонами.

Калибровочная симметрия требует отсутствия затравочного массового члена в лагранжиане для калибровочных бозонов. Поэтому трудности в квантовой теории поля возникают тогда, когда мы пытаемся «руками» сделать калибровочные частицы массивными. Это приводит к перенормируемой теории. Чтобы сохранить перенормируемость теории и в то же время придать массы калибровочным бозонам, в настоящее время используют так называемый механизм Хигса [9]. Для этого необходимо добавить в теорию скалярные поля, которые, впрочем, еще не открыты, с ненулевым вакуумным средним $\langle\phi\rangle_0 = v \neq 0$. Их взаимодействие с калибровочными бозонами приводит к динамическому приобретению массы последними. Ввиду того, что ненулевое вакуумное среднее скалярных полей может также являться источником масс и для материальных частиц, принято считать, что при построении теории все частицы берутся безмассовыми. Это хорошо еще и тем, что только частицы с одинаковыми массами могут быть членами одного мультиплетта. Поэтому в данном случае не возникает никаких трудностей при построении объединенных теорий. Все необходимые массы возникают в результате спонтанного нарушения симметрии, когда скалярные поля приобретают ненулевые вакуумные средние. Скалярные поля дают массы всем частицам, которые с ними взаимодействуют.

Кроме массы другим инвариантом группы Пуанкаре является спин, а для безмассовых частиц — спиральность. Известные в настоящее время фундаментальные частицы имеют спин $1/2$, 1 и 2 . Вейлевский спинор ψ_α и сопряженный ему $\psi_\alpha^* \equiv \psi_{\dot{\alpha}}$ являются фундаментальными спинорными представлениями группы Лоренца $(1/2, 0)$ и $(0, 1/2)$ соответственно. Эти спиноры первого ранга описывают частицы со спином $1/2$. Спинорные пунктирные

$\dot{\alpha}$ и непунктирные α индексы принимают значения 1 и 2. Вейлевские спиноры с различными типами индексов связаны P -преобразованием пространственного отражения или C -преобразованием зарядового сопряжения и по отдельности не являются по отношению к ним инвариантными. Дираковские спиноры строятся как прямая сумма вейлевского спинора и ему сопряженного и преобразуются по приводимому представлению $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$. Поэтому они инвариантны к преобразованию четности. Ввиду того, что P - и C -инвариантности в природе максимально нарушены, естественно с самого начала выбрать в качестве фундаментальных частиц материи вейлевские спиноры, а не спиноры Дирака. Следовательно, данное нарушение уже заложено в представлениях группы Лоренца, в то время как свободные частицы обладают CP -симметрией, а ее нарушение обусловлено лишь взаимодействием.

Спиноры высшего ранга можно построить, используя фундаментальные вейлевские спиноры [10]. Произвольная комбинация вейлевских спиноров является приводимой, так как спинорная алгебра содержит инвариантные антисимметричные спиноры $\epsilon^{\alpha\beta}$ и $\epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ с непунктирными и пунктирными индексами. Неприводимый спинор высшего ранга может быть образован из симметричной комбинации вейлевских спиноров с непунктирными индексами и из симметричной комбинации сопряженных вейлевских спиноров с пунктирными индексами умножением. Всевозможные неприводимые комбинации n -непунктирных и m -пунктирных фундаментальных вейлевских спиноров преобразуются по представлениям группы Лоренца $(n/2, m/2)$ и описывают частицы со спином $j = (n + m)/2$. Величину $\chi = (n - m)/2$ мы будем называть киральностью данного представления.

В случае целого спина наиболее хорошо изученным и используемым является действительное представление $(j/2, j/2)$. С помощью матриц Паули $(\sigma^m)_{\alpha\dot{\beta}} = (\sigma_0, \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\dot{\beta}}$, где σ_0 — единичная матрица, можно перейти от спинорных индексов к лоренцевым индексам. Здесь и в дальнейшем будем использовать буквы греческого алфавита для спинорных индексов, а латинские буквы — для лоренцевых индексов. Симметричный по лоренцевым индексам $\phi_{m_1 \dots m_j}$ бесследовый тензор $g^{m_1 m_2} \phi_{m_1 m_2 \dots m_j} = 0$ описывает бозе-частицы со спином j [11]. Действительно, легко проверить, что размерность представления $(j/2, j/2)$ равна $(j + 1)^2$ и совпадает с числом компонент симметричного бесследового тензора $\phi_{m_1 \dots m_j}$: $C_{j+3}^j - C_{j+1}^{j-2} = (j + 1)^2$, что равно числу степеней свободы вне массовой поверхности. Однако чтобы получить физическое число компонент для частицы со спином j : $2j + 1$, необходимо наложить j^2 дополнительных связей типа условий Лоренца: $\partial_{m_1} \phi^{m_1 \dots m_j} = 0$. В безмассовом случае, кроме того, калибровочные преобразования выделяют физические компоненты с максимальными значениями спиральности $\lambda = \pm j$. Аналогичная процедура построения полей с высшими спинами используется и для ферми-частиц, которые описываются представлениями $(j/2 + 1/4, j/2 - 1/4)$ и $(j/2 - 1/4, j/2 + 1/4)$ или эквивалентными им симметричными по лоренцевым

индексам бесследовыми спин-тензорами $\psi_{m_1 \dots m_{j-1/2}}^\alpha$ и $\psi_{m_1 \dots m_{j-1/2}}^{\dot{\alpha}}$. Такие представления используются в так называемом подходе Рариты–Швингера [2].

Такое описание подразумевает, что для безмассовой частицы со спином j физическими являются компоненты с максимальным значением спиральности $\lambda = \pm j$. Действительно, все известные частицы описываются только этими представлениями. Реальный фотон поперечен, что отвечает максимальному значению спиральности $\lambda = \pm 1$, а гравитон имеет физические компоненты со спиральностью $\lambda = \pm 2$. Естественно здесь задать вопрос о возможности существования частиц со спином j , но с физическими компонентами, отвечающими другим не максимальным значениям спиральности $\lambda = \pm(j-1), \pm(j-2), \dots$, т. е. частиц, как бы дополнительных существующим, скажем, фотону и гравитону — их партнеров. Такие частицы могут быть описаны другими представлениями группы Лоренца, неэквивалентными бесследовым симметричным тензорам $\phi_{m_1 \dots m_j}$ (спин-тензорам $\psi_{m_1 \dots m_{j-1/2}}^\alpha$). Спиральность физических компонент, которые описывает данное представление, связана с его спином и киральностью простыми формулами: $|\lambda| = j - |\chi|$ для бозонов и $|\lambda| = j - |\chi| + 1/2$ для фермионного случая.

1.2. Неприводимые представления группы Лоренца со спином единица.

В данном обзоре сосредоточим наше внимание на неприводимых представлениях спина единица $(1, 0)$ и $(0, 1)$, которые отвечают симметричным по спинорным индексам спинорам второго ранга: $\psi_{\alpha\beta}$ и $\psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ соответственно. Чтобы перейти от спинорных индексов к лоренцевым, можно использовать разложение произведения матриц Паули на симметричную и антисимметричную части

$$\begin{aligned} (\sigma^m \hat{\sigma}^n C)_{\alpha\beta} &= g^{mn} C_{\alpha\beta} - \frac{i}{2} \epsilon^{m nab} (\sigma_a \hat{\sigma}_b C)_{\alpha\beta}, \\ (C \hat{\sigma}^m \sigma^n)_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} &= g^{mn} C_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} + \frac{i}{2} \epsilon^{m nab} (C \hat{\sigma}_a \sigma_b)_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $(\hat{\sigma}_m)^{\dot{\alpha}\beta} = (C^{-1} \sigma_m^T C)^{\dot{\alpha}\beta}$, а $C_{\alpha\beta} \equiv \epsilon_{\alpha\beta}$ — матрица зарядового сопряжения, $\epsilon^{m nab}$ — полностью антисимметричный тензор, причем $\epsilon^{0123} = +1$. Из (1.1) видно, что трем комплексным компонентам симметричного спинора $\psi_{\alpha\beta}$ можно поставить в соответствие три комплексные компоненты антисимметричного самоантidualного тензора $T_{mn}^- = (T_{mn} - \tilde{T}_{mn})/\sqrt{2}$ [12]:

$$\begin{aligned} \psi_{11} &= (iT_{02}^- - T_{01}^-)/\sqrt{2}, \\ \psi_{22} &= (iT_{02}^- + T_{01}^-)/\sqrt{2}, \\ \psi_{12} &= \psi_{21} = T_{03}^-/\sqrt{2}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $\tilde{T}_{mn} = i/2 \epsilon_{m nab} T^{ab}$ — тензор, дуальный действительному антисимметричному тензору T^{ab} . Комплексно-сопряженные компоненты симметрич-

ного спинора $\psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ соответствуют компонентам антисимметричного самодуального тензора $T_{mn}^+ = (T_{mn} + \tilde{T}_{mn})/\sqrt{2} = (T_{mn}^-)^*$.

Впервые антисимметричное тензорное поле как фундаментальное поле, а не как тензор напряженности Максвелла, было введено Кеммером [6]. Дальнейшее изучение свойств этого поля и его взаимодействий с другими полями было продолжено в работе Огиевского и Полубаринова [4]. В их работе антисимметричное тензорное поле второго ранга A_{mn} было введено как калибровочное поле с калибровочными преобразованиями $A_{mn} \rightarrow A_{mn} + \partial_m \lambda_n - \partial_n \lambda_m$. Авторы ввели для этого поля очень подходящее название «нотиф», так как его свойства оказались дополнительными фотону. Калибровочные антисимметричные тензорные поля будут рассмотрены в разд. 2 обзора.

Особый интерес к калибровочным антисимметричным тензорным полям возник после работ [13], где было показано, что такие поля естественным образом возникают в дуальных моделях теорий струны. В настоящее время они являются неотъемлемой частью расширенных моделей супергравитации [14] и обеспечивают сокращение аномалий в этих теориях [15]. Усилия, предпринятые по квантованию калибровочных антисимметричных тензорных полей, привели к открытию новой конструкции: «духи для духов» или пирамиды духов [16]. К сожалению, расширенные модели супергравитации достаточно далеки от феноменологии и их изучение представляет чисто теоретический интерес. Поэтому калибровочные антисимметричные тензорные поля на сегодняшний день еще не нашли физических приложений.

Кроме калибровочной симметрии в физике элементарных частиц существует еще одна важная симметрия — конформная [17]. В четырехмерном пространстве-времени свободное максвелловское действие для электромагнитного поля оказывается одновременно калибровочно- и конформноинвариантным. Однако это свойство не сохраняется для действия калибровочного антисимметричного тензорного поля

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{gauge}} &= \frac{1}{2 \cdot 3!} \int d^4x F_{mnp} F^{mnp} = \\ &= \int d^4x \left[\frac{1}{4} (\partial_k A_{mn}) \partial^k A^{mn} - \frac{1}{2} (\partial_m A^{mk}) \partial^n A_{nk} \right], \quad (1.3) \end{aligned}$$

где $F_{mnp} = \partial_m A_{np} + \partial_n A_{mp} + \partial_p A_{mn}$ — калибровочно-инвариантный полностью антисимметричный тензор напряженности третьего ранга. Конформноинвариантное действие для антисимметричного тензорного поля T_{mn}

$$\mathcal{A}_{\text{conf}} = \int d^4x \left[\frac{1}{4} (\partial_k T_{mn}) \partial^k T^{mn} - (\partial_m T^{mk}) \partial^n T_{nk} \right] \quad (1.4)$$

отличается от (1.3) и приводит к другим уравнениям движения. Эти поля мы будем называть материальными антисимметричными тензорными полями. Их рассмотрению посвящен разд. 3 обзора.

Функции Грина для материальных антисимметричных тензорных полей можно однозначно построить в рамках конформной теории поля [18,19]. Они также естественным образом возникают в расширенных моделях конформной супергравитации [20–22] и приводят к сокращениям аксиальных и конформных аномалий [23]. Модели, построенные с использованием таких полей, являются перенормируемыми и проявляют интересные свойства [24]. Например, константа связи калибровочного псевдовекторного поля с материальным антисимметричным тензорным полем даже в абелевом случае обладает асимптотически свободным поведением.

В отличие от калибровочных антисимметричных тензорных полей материальные антисимметричные тензорные поля могут взаимодействовать с известными частицами материи спина 1/2 посредством обычной юкавской связи $t\bar{\psi}\sigma^{mn}\psi T_{mn}$, обходя проблему внутренней самосогласованности. Если бы антисимметричные тензорные частицы были бы безмассовыми, то это привело бы к новому взаимодействию с бесконечным радиусом. Чтобы такое взаимодействие не противоречило экспериментальным данным, необходимо предположить неестественную малость юкавской константы t . Однако существует и другое, более естественное, решение этой проблемы, когда материальные антисимметричные тензорные поля приобретают массу динамическим образом в результате спонтанного нарушения симметрии.

Массивное антисимметричное тензорное поле приводит к почти точечному эффективному тензорному взаимодействию, которое может интерферировать со стандартным слабым $V-A$ -взаимодействием. В настоящее время уже существуют экспериментальные данные в пользу такой возможности [25, 26]. Однако лишь дальнейшие прецизионные эксперименты, в частности, по измерению энергетического электронного спектра в распаде мюона и нейтрона, а также непосредственное рождение тензорных частиц на будущих ускорителях смогут окончательно дать ответ на этот вопрос.

1.3. Массивные частицы со спином единица. Впервые уравнения движения для спинорных полей высшего ранга были получены Дираком [27]. Если в теории существует массовый параметр m_0 , то можно записать систему уравнений первого порядка, связывающую различные спиноры:

$$\left. \begin{aligned} \hat{p}^{\dot{\alpha}\beta}\chi_{\beta\lambda} &= m_0\psi_{\lambda}^{\dot{\alpha}} \\ \hat{p}_{\dot{\alpha}\beta}\psi_{\lambda}^{\dot{\alpha}} &= m_0\chi_{\beta\lambda} \end{aligned} \right\}, \quad (1.5)$$

где $\hat{p}^{\dot{\alpha}\beta} = p^n(\hat{\sigma}_n)^{\dot{\alpha}\beta}$. Кеммер переписал эти уравнения в более привычных тензорных обозначениях, перейдя от спинорных индексов к лоренцевым индексам [6]. Он нашел, что эти уравнения эквивалентны следующим:

$$\left. \begin{aligned} \partial_a f^{ab} &= m_0 A^b, \\ \partial_a A_b - \partial_b A_a &= m_0 f_{ab}. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Здесь антисимметричный тензор второго ранга f_{ab} соответствует симметричному спинору $\chi_{\alpha\beta}$, а вектор A_a отвечает смешанному спинору ψ_{β}^{α} . Если вектор A_a интерпретировать как вектор-потенциал частицы со спином единица, а второе уравнение в (1.6) как определение напряженности поля $F_{ab} = m_0 f_{ab}$ для этой частицы, то эти уравнения можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\partial_a F^{ab} &= m_0^2 A^b, \\ F_{ab} &= \partial_a A_b - \partial_b A_a.\end{aligned}\tag{1.7}$$

Они являются ни чем иным, как уравнениями Прока [28]. В силу антисимметрии напряженности F_{ab} из первого уравнения (1.7) автоматически следует условие Лоренца $\partial_a A^a = 0$. Это условие убирает лишнюю скалярную степень свободы. Поэтому уравнения (1.7) описывают векторную частицу со спином единица и с массой m_0 . Хорошо известно, что если перейти к пределу $m_0 \rightarrow 0$, то эти уравнения вместе с условием Лоренца будут описывать безмассовый фотон.

Кеммер дал и другую интерпретацию уравнениям (1.6). Он предположил, что частица со спином единица может описываться антисимметричным тензор-потенциалом $A_{ab} = i/2 \epsilon_{abmn} f^{mn}$, а роль напряженности поля для этой частицы тогда будет играть вектор A^a , или, точнее, ему дуальный полностью антисимметричный тензор третьего ранга $f_{abc} = i \epsilon_{abcd} A^d$. Дуальные уравнения движения (1.6) имеют вид

$$\begin{aligned}\partial_a A_{bc} + \partial_b A_{ca} + \partial_c A_{ab} &= m_0 f_{abc}, \\ \partial_a f^{abc} &= m_0 A^{bc}.\end{aligned}\tag{1.8}$$

Уравнения (1.6) и (1.8) для свободных массивных частиц эквивалентны, так как существует их связывающее дуальное преобразование. Однако эта эквивалентность теряется, когда включено взаимодействие [29].

Если переопределить напряженность для антисимметричного тензорного поля A_{ab} как $F_{abc} = m_0 f_{abc}$, то уравнения (1.8) примут вид

$$\begin{aligned}F_{abc} &= \partial_a A_{bc} + \partial_b A_{ca} + \partial_c A_{ab}, \\ \partial_a F^{abc} &= m_0^2 A^{bc}.\end{aligned}\tag{1.9}$$

В силу антисимметрии напряженности F_{abc} из второго уравнения (1.9) следует условие типа Лоренца

$$\partial_a A^{ab} = 0.\tag{1.10}$$

В силу же антисимметрии A^{ab} из четырех условий (1.10) только три являются независимыми. Эти условия позволяют из шести степеней свободы антисимметричного тензорного поля A^{ab} убрать три. Поэтому уравнения (1.9) также описывают частицу со спином единица и с массой m_0 .

В силу дуальности уравнения (1.6) и (1.8) представляют собой два эквивалентных способа описания свободных массивных частиц со спином единица. Покажем, что для антисимметричного тензорного поля существует еще одно уравнение, эквивалентное предыдущим, также описывающее массивную частицу со спином единица.

Лучше всего это показать, используя формализм проекционных операторов [30]. Свободное действие квадратично по полям, поэтому самый общий вид кинетического члена для антисимметричного тензорного поля есть $A_{ab} \square O^{abcd} A_{cd}$, где оператор O^{abcd} может быть разложен по полному набору проекционных операторов со спином единица:

$$P_{abcd}^- = \frac{1}{2} [g_{ac}\pi_{bd} - g_{ad}\pi_{bc} - g_{bc}\pi_{ad} + g_{bd}\pi_{ac}], \quad (1.11)$$

$$P_{abcd}^+ = \mathbf{1}_{abcd} - P_{abcd}^-.$$

Единичный оператор в (1.11) имеет вид $\mathbf{1}_{abcd} = 1/2 [g_{ac}g_{bd} - g_{ad}g_{bc}]$, а $\pi_{ab} = \partial_a \square^{-1} \partial_b$. Это еще один способ показать, что антисимметричное тензорное поле описывается представлением $(1, 0) \oplus (0, 1)$. Операторы P^\pm удовлетворяют следующим трем свойствам:

- а) ортонормированности: $P_{abef}^\lambda P_{efcd}^\lambda = \delta^{\lambda\lambda'} P_{abcd}^\lambda$;
- б) разложимости единицы: $\mathbf{1}_{abcd} = \sum_\lambda P_{abcd}^\lambda$;
- в) полноты: $O_{abcd} = \sum_\lambda w_\lambda P_{abcd}^\lambda$.

Используя проекционные операторы, запишем уравнение $\square P_{abcd}^+ A^{cd} = m_0^2 A_{ab}$, которое в точности совпадает с уравнением для антисимметричного тензорного поля, следующим из (1.9). Если на обе его части подействовать оператором P^- , то в силу свойства ортогональности а) придем к условию связи $P_{abcd}^- A^{cd} = 0$, которое эквивалентно (1.10). На языке проекционных операторов это означает «вырезание» состояния со спином единица из антисимметричного тензорного поля. Для оставшихся физических степеней свободы, которые отвечают частице со спином единица, в силу свойства б) мы получим уравнение Клейна–Гордона $(\square - m_0^2) P_{abcd}^+ A^{cd} = 0$.

Если теперь построить аналогичные уравнения с оператором P^- , то мы придем к еще одному уравнению для антисимметричного тензорного поля $\square P_{abcd}^- A^{cd} = m_0^2 A_{ab}$ или

$$\partial_a \partial^c A_{cb} - \partial_b \partial^c A_{ca} = m_0^2 A_{ab}. \quad (1.12)$$

Это уравнение используется в киральной теории для альтернативного описания ρ -мезона антисимметричным тензорным полем [31]. Если использовать подстановку $\partial^a A_{ab} = m_0 A_b$, то можно сразу увидеть эквивалентность (1.12) уравнениям Прока (1.7). Свойство полноты в) гарантирует, что не существует других уравнений для массивных антисимметричных тензорных полей.

2. КАЛИБРОВОЧНЫЕ АНТИСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ПОЛЯ

Как мы уже упоминали в предыдущем разделе, антисимметричные тензорные поля второго ранга в зависимости от симметрии уравнений движения могут реализовать группу калибровочной или конформной симметрии. Группа калибровочной симметрии накладывает очень жесткое требование на взаимодействия антисимметричных тензорных полей с материей. В работе [4] даже было показано, что не существует перенормируемой теории для взаимодействий антисимметричного тензорного поля с частицами спина $1/2$. Поэтому построение феноменологической теории с такой симметрией затруднено. С другой стороны, калибровочная симметрия позволяет последовательно проквантовать, например, неабелеву теорию антисимметричного тензорного поля с взаимодействием [32]. Развитие таких теорий и соответствующих методов квантования возможно будет применять для описания систем с высшими спинами, включая гравитон и гравитино.

2.1. Безмассовые частицы со спином единица. Нас будет интересовать случай безмассовых антисимметричных тензорных частиц. Поэтому в (1.9) перейдем к пределу $m_0 \rightarrow 0$. Именно этот случай рассмотрели Огиевский и Полубаринов [4]. Они показали, что даже свободные уравнения (1.7) и (1.9) в безмассовом пределе описывают различные частицы и неэквивалентны. Чтобы увидеть это, запишем в безмассовом случае уравнение движения для вектор-потенциала A_m , следующее из (1.7) (уравнение Максвелла),

$$\square A_m - \partial_m \partial_n A^n = 0, \quad (2.1)$$

и уравнение движения для тензор-потенциала A_{mn} , следующее из (1.9) (уравнение для нотофа),

$$\square A_{mn} - \partial_m \partial_k A^{kn} + \partial_n \partial_k A^{km} = 0. \quad (2.2)$$

Заметим, что последнее уравнение (2.2) может быть получено из принципа наименьшего действия для (1.3). Уравнения (2.1) и (2.2) инвариантны относительно калибровочных преобразований $\delta A_m = \partial_m \lambda$ вектор-потенциала и

$$\delta A_{mn} = \partial_m \lambda_n - \partial_n \lambda_m \quad (2.3)$$

тензор-потенциала соответственно, где $\lambda(x)$ и $\lambda_m(x)$ — произвольные функции.

Покажем, что свободный нотоф обладает только одним состоянием с продольной поляризацией, а физический фотон имеет два состояния с поперечной поляризацией. Из дополнительных условий

$$\partial_m A^m = 0, \quad \partial_m A^{mn} = 0 \quad (2.4)$$

следует, что все компоненты вектор-потенциала A_m и тензор-потенциала A_{mn} удовлетворяют уравнениям Даламбера

$$\square A_m = 0, \quad \square A_{mn} = 0. \quad (2.5)$$

Поэтому они могут быть разложены в импульсном пространстве по плоским волнам с положительной и отрицательной частотами

$$A_m(x) = \int d^3p A_m(\mathbf{p}) e^{ipx} + \text{h. c.}, \quad A_{mn}(x) = \int d^3p A_{mn}(\mathbf{p}) e^{ipx} + \text{h. c.},$$

где $p_0 = |\mathbf{p}|$. Для подсчета числа состояний разложим $A_m(\mathbf{p})$ и $A_{mn}(\mathbf{p})$ по полному базису $e_m^{(1)}, e_m^{(2)}, p_m = (p_0, -\mathbf{p})$ и $\bar{p}_m = (p_0, \mathbf{p})$ со свойствами

$$(e^{(i)} e^{(j)}) = -\delta_{ij}, \quad (e^{(i)} p) = (e^{(i)} \bar{p}) = 0, \quad p^2 = \bar{p}^2 = 0, \quad (2.6)$$

где вектор \bar{p}_m получен из p_m обращением направления движения частицы. Разложения можно записать в виде

$$A_m(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^2 \alpha_i e_m^{(i)} + \beta p_m + \gamma \bar{p}_m,$$

$$A_{mn}(\mathbf{p}) = \delta(e_m^{(1)} e_n^{(2)} - e_n^{(1)} e_m^{(2)}) + \sum_{i=1}^2 \varepsilon_i (e_m^{(i)} p_n - e_n^{(i)} p_m) +$$

$$+ \sum_{i=1}^2 \eta_i (e_m^{(i)} \bar{p}_n - e_n^{(i)} \bar{p}_m) + \xi(p_m \bar{p}_n - p_n \bar{p}_m).$$

Дополнительные условия (2.4) исключают все члены, содержащие \bar{p}_m (т.е. $\gamma = \eta_i = \xi = 0$), а калибровочная инвариантность делает несущественными компоненты, содержащие p_m . Введем единичные векторы правой и левой круговой поляризации $e_m^\pm = (e_m^{(1)} \pm i e_m^{(2)})/\sqrt{2}$, отвечающие проекциям спина на направление движения (спиральностям) $\lambda = \pm 1$. Теперь легко можно показать, что свободный нотоф действительно обладает одним состоянием поляризации с нулевой спиральностью

$$A_{mn}(\mathbf{p}) = i\delta[e_m^+(\mathbf{p})e_n^-(\mathbf{p}) - e_n^+(\mathbf{p})e_m^-(\mathbf{p})], \quad (2.7)$$

а свободный фотон имеет две компоненты со спиральностями $\lambda = \pm 1$

$$A_m(\mathbf{p}) = \sum_{\lambda=\pm 1} \alpha_\lambda^* e_m^\lambda(\mathbf{p}), \quad (2.8)$$

где $\alpha_\pm = (\alpha_1 \pm i\alpha_2)/\sqrt{2}$. Таким образом, действие (1.3) представляет собой калибровочную теорию бесспиновой частицы.

2.2. Неабелево антисимметричное тензорное поле. С помощью метода дуальных преобразований [33] еще одним способом продемонстрируем, что теория свободного калибровочного антисимметричного тензорного поля на классическом уровне эквивалентна теории однокомпонентного скалярного поля. Для этого перепишем действие (1.3), используя формализм производных первого порядка

$$\mathcal{A}_{\text{gauge}} = \int d^4x \left[\frac{1}{6} A_m \epsilon^{mnpq} F_{npq} + \frac{1}{2} A_m A^m \right], \quad (2.9)$$

с помощью введения вспомогательного поля A_m . Уравнения движения для этого поля имеют вид

$$A^m = -\frac{1}{6} \epsilon^{mnpq} F_{npq} = -\frac{1}{2} \epsilon^{mnpq} \partial_n A_{pq}. \quad (2.10)$$

Если это решение подставить в (2.9), то мы опять приходим к действию (1.3) для калибровочного антисимметричного тензорного поля A_{mn} . С точностью до интеграла от полной производной действие (2.9) можно переписать в виде

$$\mathcal{A}_{\text{gauge}} = \int d^4x \left[\frac{1}{4} A_{mn} \epsilon^{mnpq} F_{pq} + \frac{1}{2} A_m A^m \right], \quad (2.11)$$

где $F_{pq} = \partial_p A_q - \partial_q A_p$ — антисимметричный тензор напряженности для вспомогательного поля A_m . Варьируя теперь (2.11) по калибровочному антисимметричному тензорному полю A_{mn} , приходим к следующим уравнениям движения:

$$F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m = 0, \quad (2.12)$$

что, по существу, является условием связи на вспомогательное поле A_m . Решение уравнения (2.12) есть градиент от произвольного скалярного поля: $A_m = \partial_m \phi$. Подставляя это решение в (2.11), приходим к обычному действию для скалярного поля

$$\mathcal{A}_{\text{scalar}} = \frac{1}{2} \int d^4x (\partial_m \phi) \partial^m \phi,$$

которое описывает частицу с одной степенью свободы и спиральностью ноль.

Действие для калибровочного антисимметричного тензорного поля A_{mn} , записанное в виде (2.11), допускает прямое обобщение на неабелевый случай [34]

$$\mathcal{A}_G = \int d^4x \left[\frac{1}{4} A_{mn}^a \epsilon^{mnpq} F_{pq}^a + \frac{1}{2} (A_m^a)^2 \right], \quad (2.13)$$

где $F_{pq}^a = \partial_p A_q^a - \partial_q A_p^a + f_{bc}^a A_p^b A_q^c$, а индексы a, b и c параметризуют присоединенное представление некоторой компактной группы Ли G со структурными

константами f_{bc}^a . Это действие инвариантно относительно калибровочных преобразований

$$\delta A_{mn}^a = \nabla_m \xi_n^a - \nabla_n \xi_m^a, \quad \delta A_m^a = 0, \quad (2.14)$$

где $\nabla_m \xi_n^a = \partial_m \xi_n^a + f_{bc}^a A_m^b \xi_n^c$ — ковариантная производная.

Чтобы перейти к действию второго порядка по производным для калибровочного антисимметричного тензорного поля A_{mn}^a , нам нужно исключить вспомогательное поле A_m^a из (2.13) с помощью уравнений движения

$$A_m^a = -\frac{1}{2} K_{mn}^{-1a} \epsilon^{npqr} \partial_p A_{qr}^b, \quad (2.15)$$

где K_{mn}^{-1a} — матрица, обратная к K^{mna}_b :

$$\begin{aligned} K^{mna}_b &= g^{mn} \delta_b^a + \frac{1}{2} \epsilon^{mnpq} f_{bc}^a A_{pq}^c, \\ K^{mla}_c K^{-1c}_{lnb} &= \delta_n^m \delta_b^a. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Полученное таким образом действие является неполиномиальным. С другой стороны, вариация (2.13) по калибровочному антисимметричному тензорному полю A_{mn}^a приводит к условию на вспомогательное поле A_m^a :

$$F_{mn}^a = \partial_m A_n^a - \partial_n A_m^a + f_{bc}^a A_m^b A_n^c = 0. \quad (2.17)$$

Его решение, как хорошо известно, можно выразить через матрицы g , действующие в присоединенном представлении группы Ли G ,

$$A_m = g^{-1} \partial_m g, \quad (2.18)$$

где матрицы A_m принадлежат алгебре Ли этой группы: $A_m = i A_m^a T_a / 2$. Здесь T_a — линейно независимые матрицы в присоединенном представлении алгебры Ли, нормированные условием $\text{Sp } T_a T_b = 2 \delta_{ab}$. Подставляя решение (2.18) в (2.13), приходим к действию для σ -модели

$$\mathcal{A}_\sigma = \int d^4 x \text{Sp} (\partial_m g^{-1}) \partial^m g.$$

Таким образом, мы показали, что теория неабелева калибровочного антисимметричного тензорного поля на классическом уровне эквивалентна σ -модели.

2.3. Квантование антисимметричного тензорного поля. Прежде чем перейти к квантованию калибровочного антисимметричного тензорного поля, построим гамильтониан для действия (2.13) и выясним смысл введенных вспомогательных полей. Для этого исключим переменную A_0^a с помощью уравнений движения

$$A_0^a = \nabla_i B_i^a$$

и перепишем действие (2.13) в явно гамильтоновой форме:

$$\mathcal{A}_G = \int d^4x \left(A_i^a \partial_0 B_i^a - \frac{1}{2} (A_i^a)^2 - \frac{1}{2} (\nabla_i B_i^a)^2 + A_{oi}^a T_i^a \right), \quad (2.19)$$

где $B_i^a = -1/2 \epsilon_{ijk} A_{jk}^a$, $T_i^a = 1/2 \epsilon_{ijk} F_{jk}^a$; $i, j, k = 1, 2, 3$. Отсюда видно, что A_i^a и B_i^a — канонические переменные, $H = 1/2 (A_i^a)^2 + 1/2 (\nabla_i B_i^a)^2$ — гамильтониан, A_{oi}^a — множители Лагранжа и T_i^a — связи на канонические переменные.

Хотя классическая теория калибровочного антисимметричного тензорного поля эквивалентна теории скалярного поля, квантование калибровочных антисимметричных тензорных полей не является простой задачей. Дело в том, что действия (2.11) и (2.13) описывают системы с функционально зависимыми связями первого рода. Ввиду тождества Бианки

$$\nabla_i T_i^a = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} \nabla_i F_{jk}^a \equiv 0$$

из трех связей T_i^a только две независимы. С помощью этих связей мы можем исключить две из трех компонент канонически сопряженного импульса A_i^a , оставляя лишь одну независимую. Калибровочная инвариантность (2.14), в свою очередь, позволяет нам также избавиться от двух из трех компонент антисимметричного тензорного поля $A_{ij}^a = -\epsilon_{ijk} B_k^a$. Таким образом, при каноническом квантовании, как и следовало ожидать, мы остаемся лишь с одной парой независимых канонических переменных.

Каноническое квантование свободного (абелева) калибровочного антисимметричного тензорного поля было проведено в [35]. Попытки ковариантного квантования такого поля [16] привели к открытию нового явления «духи для духов». Функциональная зависимость связей приводит к необходимости модифицировать процедуру квантования, развитую для полей Янга–Миллса [36]. Ввиду того, что действие для духов Фаддеева–Попова само оказывается калибровочно-инвариантным, необходимо еще раз применить к нему ковариантную процедуру квантования с введением дополнительных духовых полей. Калибровка $\nabla^m A_{mn}^a = 0$ требует введения антикоммутирующих векторных духовых полей C_m^a и \bar{C}_m^a с БРСТ-преобразованиями $\delta C_n^a = (\nabla^m A_{mn}^a) \Lambda$, где Λ — антикоммутирующая грассманова переменная, не зависящая от пространственно-временной точки. Откуда сразу видно, что на духовые векторные поля накладываются связи $\nabla^m C_m^a = 0$. Подробный анализ показывает, что для решения этой проблемы необходимо ввести еще два коммутирующих скалярных духовых поля $\bar{\phi}^a$ и ϕ^a и «третий дух» Нильсена–Каллоша [37].

Основным требованием при квантовании калибровочных полей является унитарность S -матрицы [38]. На примерах теорий для поля Янга–Миллса и

поля тяготения Фейнман показал, что для восстановления унитарности необходимо введение фиктивных частиц с аномальной статистикой — суть духовых полей. Введенные выше духовые поля удовлетворяют формальному условию унитарности, позволяя распространяться в петлях лишь одной физической степени свободы. Действительно, антисимметричное тензорное поле второго ранга имеет шесть степеней свободы вне массовой поверхности, векторные духовые поля аномальной статистики имеют по четыре степени свободы каждое, и три степени свободы скалярных духовых полей оставляют одну физическую степень свободы: $6 - 2 \times 4 + 3 = 1$. Один из методов квантования систем с зависимыми связями был предложен в [39], в которой было проведено каноническое квантование неабелева калибровочного антисимметричного тензорного поля в унитарной калибровке и осуществлен корректный переход к ковариантным калибровкам. Таким образом, в [39] была получена явно унитарная S -матрица.

Другим методом квантования является метод квантования Бекки–Рюэ–Стора–Тютина (БРСТ) [40]. Свободное калибровочное антисимметричное тензорное поле было проквантовано этим методом в [41]. Общий метод гамильтонова БРСТ-квантования систем с зависимыми связями первого рода был развит Баталиным и Фрадкиным [42]. Однако доказательство унитарности S -матрицы в физическом подпространстве является сложной задачей, не решенной в общем случае. Например, метод лагранжева БРСТ-квантования неабелева калибровочного антисимметричного тензорного поля, предложенный в [43], приводит к неунитарной S -матрице в физическом подпространстве. В работах [32] метод гамильтонова БРСТ-квантования был применен к теории взаимодействующего (неабелева) калибровочного антисимметричного тензорного поля и показана эквивалентность эффективных лагранжианов, полученных этим методом и методом [39]. Причем, как мы уже отметили, последний приводит к унитарной S -матрице.

2.4. Антисимметричные тензорные поля в теориях гравитации. Наиболее известный пример, где мы встречаемся с антисимметричными тензорными полями, это квантовая гравитация. Локализация группы Лоренца приводит к необходимости вводить духовые антисимметричные тензорные поля C^{ab} [44].

Впервые взаимодействие калибровочных антисимметричных тензорных частиц с гравитационным полем было рассмотрено в [45]. В этой работе изучались свойства перенормируемости такой модели и эквивалентность на квантовом уровне теории калибровочных антисимметричных тензорных полей, взаимодействующих с гравитационным полем, теории взаимодействующего с гравитацией скалярного поля. Она явилась продолжением ранних работ по изучению свойств перенормируемости эйнштейновской гравитации, взаимодействующей со скалярными полями [46], фотонами [47], полями Янга–Миллса [48], спинорами без кручения [49], спинорами с кручением [50] и квантовой электродинамикой [51]. Используя метод фонового поля, авторы

на уровне однопетлевых вычислений получили для внешнего гравитационного поля, взаимодействующего с калибровочным антисимметричным тензорным полем, те же контраргументы, что и в случае скалярного поля. Существенным моментом в этих вычислениях был учет всех введенных выше духовых полей во внутренних петлях. Однако для квантового гравитационного поля эквивалентность была показана лишь с использованием уравнений движения.

Еще более интересным свойством моделей теории поля, содержащих поля в нестандартных представлениях группы Лоренца, является их различный вклад в аномалии [52]. Так, например, полностью антисимметричное тензорное поле третьего ранга [53], которое не имеет ни одной степени свободы на массовой поверхности, дает ненулевой вклад в аномалию тензора энергии-импульса [52, 54]. Аномальный вклад в след эффективного тензора энергии-импульса в теориях гравитации в однопетлевом приближении пропорционален на массовой поверхности $\epsilon^{mnab} R_{abcd} \epsilon^{cdpq} R_{mnpq}$ [55]. Интеграл от этой величины, взятый по всему пространству, дает топологический инвариант — эйлерову характеристику χ :

$$\chi \equiv \frac{1}{32\pi^2} \int d^4x \sqrt{g} (R_{mnab} R^{mnab} - 4R_{mn} R^{mn} + R^2).$$

Этот интеграл отличен от нуля в пространствах с нетривиальной топологией. Численный коэффициент A этой аномалии был вычислен для полей, преобразующихся по стандартным представлениям группы Лоренца, после фиксации калибровки и вычитания вклада духов [56]. Была получена простая формула для вычисления вклада в этот коэффициент частицы со спином, преобразующейся по представлению группы Лоренца $(m/2, n/2)$ [57]:

$$360A = (-1)^{2s} [8 - 150s^2 + 90s^4 + 30t^2(1 - t^2 + 6s^2)], \quad (2.20)$$

где $s = (m + n)/2$ — спин поля, а $t = (m - n)/2$ — киральность. Для скалярной частицы $A = 1/90$. Заметим, что любая частица со спином от нуля до двух дает ненулевой вклад в A .

Чтобы добиться сокращения этой аномалии, необходимо выбрать такой мультиплет полей, который бы давал суммарный нулевой вклад в A . Например, можно выбрать мультиплет полей расширенных теорий супергравитации с произвольным N . Однако стандартный полевой набор в этих теориях приводит к аномалии, за исключением случая $N = 3$. Действительно, вычислим этот коэффициент для максимально расширенной теории супергравитации с $N = 8$. Ее стандартный полевой состав следующий: 1 гравитон, 8 гравитино, 28 векторных частиц, 56 спиноров и 70 скаляров. Непосредственное использование (2.20) дает $A = [848 + 8 \times (-233) + 28 \times (-52) + 7 \times 56 + 4 \times 70]/360 = -5$. Решение этой проблемы возникло совсем неожиданно. Креммер, Джулия и Шерк, используя элегантный прием размерной редукции из большого

числа измерений в меньшее [58], смогли построить супергравитацию $N = 8$ в четырех измерениях [59].

В работе [58] было показано, что безмассовые состояния открытой струны Неве–Шварца–Рамона [60] дают супермультиплет Янга–Миллса в пространстве десяти измерений, а безмассовые состояния закрытой струны приводят к мультиплету супергравитации с $N = 1$ в $d = 10$. Но Наам [61] показал, что в $d = 10$ может существовать и супергравитация $N = 2$, а максимальное число измерений, где возможно существование теории со спином 2, является $d = 11$. Креммер, Джулия и Шерк нашли потерянные безмассовые состояния закрытой струны и построили супергравитацию с $N = 1$ в $d = 11$. Ее суперполевым состав очень прост: тетрада V_M^A , майорановский спинор со спином $3/2\psi_M$ и калибровочное полностью антисимметричное тензорное поле третьего ранга A_{MNP} , где индексы, обозначенные прописными буквами, принимают значения от 0 до 10. Редукция в четыре измерения для тетрады и майорановского спинора не приводит к появлению нестандартных полей. Редукция же калибровочного полностью антисимметричного тензорного поля третьего ранга дает кроме известных полей семь калибровочных антисимметричных тензорных полей второго ранга A_{mna} (здесь $a = 1, \dots, 7$ — индексы компактифицированного пространства), которые по числу физических компонент эквивалентны семи скалярам ϕ_a , а также одно полностью антисимметричное тензорное поле третьего ранга A_{mnp} , которое является вспомогательным и не имеет физических степеней свободы.

Построенная таким образом максимально расширенная супергравитация с $N = 8$ содержит вместо 70 скаляров только 63 истинно скалярных частицы, остальные семь физических степеней свободы заменяются физическими степенями свободы семи калибровочных антисимметричных тензорных полей второго ранга. Этот набор с необходимостью включает также и новое полностью антисимметричное тензорное поле третьего ранга. В работе [52] были вычислены вклады в аномалию тензора энергии-импульса для калибровочных антисимметричных тензорных полей второго ранга $A = 1 + 1/90$ и для полностью антисимметричного тензорного поля третьего ранга $A = -2$. Теперь, если пересчитать вклад в аномалию тензора энергии-импульса от нового супермультиплета, то мы получим тождественный ноль.

Это свойство нестандартных полей было использовано также, чтобы построить аномально-свободные суперполевые модели гравитации с $N \geq 3$. В работе [62] было показано, что такие теории супергравитации могут быть построены из трех базисных мультиплетов с $N = 3$, один из которых содержит калибровочное антисимметричное тензорное поле.

Наибольший резонанс получила работа Грина и Шварца [63], где авторы продемонстрировали сокращение аномалий в суперсимметричной теории Янга–Миллса в $d = 10$, взаимодействующей с $N = 1$, $d = 10$ супергравитацией для выделенных калибровочных групп $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$. Ключевая

роль в этих сокращениях принадлежит калибровочным антисимметричным тензорным полям. Эта работа показала возможность построения непротиворечивой квантовой теории суперструн, базирующейся на этих выделенных калибровочных группах.

В последнее время большое внимание привлекают вопросы, связанные с использованием низкоэнергетического эффективного действия струны в космологии. Это действие для закрытой струны содержит три дальнедействующих поля: дилатон ϕ , калибровочное антисимметричное поле A_{mn} и гравитон, которые являются безмассовыми возбуждениями струны. Космологические решения с дилатоном и нетривиальным тензором напряженности для калибровочного антисимметричного тензорного поля были получены Цейтлиным [64]. В работе [65] было дано общее аналитическое решение для эволюции в ранней, но не настолько, эре струны, где только безмассовые бозонные поля доминируют в ее динамике. Авторы показали, что присутствие калибровочного антисимметричного тензорного поля очень сильно влияет на эволюцию дилатона в четырех измерениях и может также приводить к анизотропному расширению в моделях с большим числом измерений. Предпочтительным здесь оказывается расширение только трехмерного пространства.

Если говорить о низкоэнергетической феноменологии калибровочного антисимметричного тензорного поля, то необходимо указать механизм, с помощью которого это поле становится массивным. Действительно, такой механизм был найден в калибровочных суперсимметричных теориях гравитации с ненулевым топологическим массовым параметром h [66]. В таких теориях калибровочное антисимметричное тензорное поле A_{mn} из гравитационного супермультиплетта всегда входит в комбинации $A_{mn} + hF_{mn}$ с тензором напряженности F_{mn} для калибровочного векторного поля A_m из векторного супермультиплетта. В результате калибровочных преобразований (2.3) для антисимметричного тензорного поля с $\lambda_m = -h^{-1}A_m$ оно поглощает векторное поле и становится массивным. Такой механизм приобретения массы во многом аналогичен механизму Хиггса. Подобное явление было обнаружено и в других обобщенных моделях калибровочных супергравитаций с ненулевым массовым параметром m [67].

3. МАТЕРИАЛЬНЫЕ АНТИСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ПОЛЯ

В данном разделе будем рассматривать антисимметричное тензорное поле не как калибровочное поле с преобразованиями (2.3), а как поле материи. Также откажемся от условия связи (1.10). Это позволит ввести самодействие для абелева антисимметричного тензорного поля и взаимодействие с антисимметричным тензорным током J_{mn} , свободным от условия $\partial^m J_{mn} = 0$. Отказавшись от калибровочной симметрии, мы сможем записать конформно-

инвариантное действие (1.4) для антисимметричного тензорного поля. Функции Грина для таких полей однозначно определены в рамках конформно-инвариантной теории поля [18, 19]. Впервые такие поля использовались как вспомогательные поля в $N = 2$ конформной супергравитации [20, 21] для замыкания суперконформных преобразований для мультиплета полей вне массовой поверхности. Материальные антисимметричные тензорные поля могут быть введены в стандартную модель электрослабых взаимодействий как физические поля аналогично хиггсовскому дублету. Последние эксперименты по полуплептонным трехчастичным распадам мезонов [25, 26] подтверждают эту возможность.

3.1. Безмассовые частицы произвольного спина. Простейшими спинорными представлениями группы Лоренца являются непунктирный ψ_α и сопряженный ему пунктирный $\psi_{\dot{\alpha}}$ фундаментальные вейлевские спиноры. Матрицы Паули $(\hat{\sigma}_m)^{\dot{\alpha}\beta}$ связывают спинорные и лоренцевы индексы. Простейшее действие для свободной безмассовой спинорной частицы со спином $1/2$ можно найти в виде инвариантной билинейной комбинации фундаментальных спиноров и 4-импульса p_m :

$$\mathcal{A}_{1/2} = \int d^4p \psi_{\dot{\alpha}} \hat{p}^{\dot{\alpha}\beta} \psi_\beta, \quad (3.1)$$

где $\hat{p}^{\dot{\alpha}\beta} = p^m (\hat{\sigma}_m)^{\dot{\alpha}\beta}$. Для стандартного представления матриц Паули

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

уравнения движения принимают вид [68]

$$\hat{p}^{\dot{\alpha}\beta} \psi_\beta = \begin{pmatrix} p_+ & q_- \\ q_+ & p_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (3.2)$$

Здесь мы ввели продольные $p_\pm = p_0 \pm p_3$ и поперечные $q_\pm = p_1 \pm i p_2$ компоненты импульса по отношению к третьей оси, проекция спина на которую имеет определенные значения $\pm 1/2$. Оператор \hat{p} имеет два собственных значения $\lambda_+ = p_0 - |\mathbf{p}|$ и $\lambda_- = p_0 + |\mathbf{p}|$, отвечающих решениям с положительной $p_0 = |\mathbf{p}|$ и отрицательной $p_0 = -|\mathbf{p}|$ частотами соответственно. Эти две ветви решений описывают безмассовую частицу с левовинтовой спиральностью и античастицу с правовинтовой спиральностью. Такие частицы существуют в природе и называются нейтрино. Уравнение движения для сопряженного спинора имеет вид

$$p^{\alpha\dot{\beta}} \psi_{\dot{\beta}} \equiv (C^{-1})^{\alpha\beta} p_{\beta\dot{\alpha}} C^{\dot{\alpha}\beta} \psi_{\dot{\beta}} = 0.$$

Матрицы зарядового сопряжения $C^{\alpha\beta}$ и $C^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ служат для поднятия спинорных индексов у оператора $p_{\alpha\dot{\beta}} = p_m (\sigma^m)_{\alpha\dot{\beta}}$.

Чтобы обобщить полученные выше уравнения на случай высших спинов, рассмотрим произвольные представления группы Лоренца $(m/2, n/2)$ и $(n/2, m/2)$. Спинор $\psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}$ и сопряженный ему $\psi_{\dot{\alpha}_1 \dots \dot{\alpha}_m \beta_1 \dots \beta_n}$, симметричные по обоим типам индексов, описывают частицу и античастицу со спином $j = (m + n)/2$. По аналогии с предыдущим можем построить простейшее инвариантное действие, если каждому непунктирному (пунктирному) индексу первого спинора с помощью оператора $\hat{p}^{\dot{\alpha}\beta}$ ($p^{\alpha\dot{\beta}}$) поставим в соответствие пунктирный (непунктирный) индекс сопряженного ему спинора:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_j^{(m/2, n/2)} &= \\ &= \int d^4 p \psi_{\dot{\alpha}_1 \dots \dot{\alpha}_m \beta_1 \dots \beta_n} \hat{p}^{\dot{\alpha}_1 \alpha_1} \dots \hat{p}^{\dot{\alpha}_m \alpha_m} p^{\beta_1 \dot{\beta}_1} \dots p^{\beta_n \dot{\beta}_n} \psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Частица со спином j имеет $2j + 1 = m + n + 1$ компонент. Однако спинор $\psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}$ имеет $(m + 1) \times (n + 1)$ независимых компонент. Только в случае, когда он содержит индексы лишь одного типа (m или n равно нулю), число его компонент совпадает с числом степеней свободы частицы со спином j . Поэтому в этом случае дополнительное условие связи типа условия Лоренца на компоненты спинора не необходимо. Используя именно это наиболее экономное описание частиц со спином j , Вайнберг, исходя лишь из самых общих принципов квантовой теории поля — лоренц-инвариантности и причинности, нашел функции Грина для $2j + 1$ компонентных функций [69]. Если от наших спинорных обозначений перейти к $2j + 1$ компонентным функциям, кинетический член в (3.3) в точности воспроизведет операторную структуру функций Грина, полученных Вайнбергом.

В том случае, когда спинор содержит индексы обоих типов, необходимо наложить дополнительное условие поперечности:

$$p^{\alpha_1 \dot{\beta}_1} \psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n} = 0, \quad (3.4)$$

которое приведет к нужному редуцированию степеней свободы: $(m + 1) \times (n + 1) - m \times n = m + n + 1$. Варьируя (3.3), получим уравнения движения для спинора $\psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}$:

$$\hat{p}^{\dot{\alpha}_1 \alpha_1} \dots \hat{p}^{\dot{\alpha}_m \alpha_m} p^{\beta_1 \dot{\beta}_1} \dots p^{\beta_n \dot{\beta}_n} \psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n} = 0. \quad (3.5)$$

Для частиц со спином больше единицы уравнения движения содержат производные выше второго порядка, и мы сталкиваемся с проблемой унитарности, которая в настоящее время еще не решена. Поэтому ограничимся рассмотрением единичного спина и изучим уравнения движения, которые возникают в этом случае.

3.2. Безмассовые частицы единичного спина. Рассмотрим сначала обычное представление $(1/2, 1/2)$ для частицы со спином единица. Перепишем действие

$$\mathcal{A}_1^{(1/2, 1/2)} = \int d^4p \psi_{\alpha\dot{\beta}} \hat{p}^{\dot{\alpha}\alpha} p^{\beta\dot{\beta}} \psi_{\alpha\dot{\beta}}, \quad (3.6)$$

следующее из (3.3), в более привычном для нас виде, вводя вектор-потенциал A_m : $\psi_{\alpha\dot{\beta}} = 1/2 (\sigma^m)_{\alpha\dot{\beta}} A_m$. Суммирование по спинорным индексам приводит к следу от четырех σ -матриц: $\text{Sp } \hat{p}\sigma_n \hat{p}\sigma_m = 4p_m p_n - 2g_{mn} p^2$. Поэтому (3.6) принимает вид

$$\mathcal{A}_1^{(1/2, 1/2)} = -\frac{1}{2} \int d^4p A_m^*(p) p^2 \bar{g}^{mn}(p) A_n(p), \quad (3.7)$$

где $\bar{g}_{mn}(p) = g_{mn} - 2p_m p_n / p^2$. Заметим, что оператор $\bar{g}_{mn}(p) = P_{mn}^1 - P_{mn}^0$ представим в виде разности двух проекционных операторов спина единица $P_{mn}^1 = g_{mn} - p_m p_n / p^2$ и спина ноль $P_{mn}^0 = p_m p_n / p^2$. Таким образом, вклад в действие (3.7) дают все компоненты вектор-потенциала A_m .

С помощью преобразования Фурье

$$A_m(p) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^4x A_m(x) e^{-ipx}$$

запишем действие (3.7) в x -пространстве в виде

$$\mathcal{A}_1^{(1/2, 1/2)} = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} + \frac{1}{2} (\partial_m A^m)^2 \right]. \quad (3.8)$$

Здесь F_{mn} — калибровочно-инвариантный тензор напряженности поля A_m . Мы видим, что действие (3.8) не является калибровочно-инвариантным и соответствует действию для электромагнитного поля в определенной калибровке. Если наложить условие Лоренца $\partial_m A^m = 0$, то придем к обычному описанию безмассовой поперечной частицы — фотона.

Давайте теперь на время забудем об этом условии и построим для действия (3.8) гамильтониан без использования каких бы то ни было связей. Нам будут необходимы решения уравнений движения, следующие из (3.7) или (3.8). Для этого удобно работать в p -пространстве, поэтому будем использовать действие (3.7). Введем систему отсчета, связанную с вектором p , и представим $A_m(p)$ в виде суммы поперечных, продольной и временной составляющих:

$$A_m(p) = e_m^1 a_1(k) + e_m^2 a_2(k) + e_m^3 a_3(k) + e_m^0 a_0(k). \quad (3.9)$$

Здесь \mathbf{e}^1 и \mathbf{e}^2 — единичные пространственные векторы поляризации, ортогональные друг другу и орту \mathbf{e}^3 вектора импульса:

$$\begin{aligned} (\mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}^j) &= \delta_{ij}, & [\mathbf{e}^i \times \mathbf{e}^j] &= \epsilon_{ijk} \mathbf{e}^k \quad (i, j, k = 1, 2, 3), \\ \mathbf{e}^3 &= \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}, & \mathbf{e}^1(-\mathbf{p}) &= -\mathbf{e}^2(\mathbf{p}), & e_0^i &= 0, \end{aligned} \quad (3.10)$$

а e^0 — единичный временной вектор: $e_m^0 = \delta_{m0}$. Тогда действие (3.7) примет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(1/2, 1/2)} &= \frac{1}{2} \int d^4p \{ a_1^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)a_1(p) + a_2^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)a_2(p) + \\ &+ a_0^*(p)(p_0^2 + \mathbf{p}^2)a_0(p) + a_3^*(p)(p_0^2 + \mathbf{p}^2)a_3(p) - \\ &- 2p_0|\mathbf{p}|[a_0^*(p)a_3(p) + a_3^*(p)a_0(p)] \}. \end{aligned}$$

Это действие можно диагонализировать, если ввести следующие линейные комбинации временной и продольной компонент: $a_{\pm} = [a_0(p) \pm a_3(p)]/\sqrt{2}$. В этих обозначениях имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(1/2, 1/2)} &= \frac{1}{2} \int d^4p \{ a_1^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)a_1(p) + a_2^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)a_2(p) + \\ &+ a_+^*(p)(p_0 - |\mathbf{p}|)^2 a_+(p) + a_-^*(p)(p_0 + |\mathbf{p}|)^2 a_-(p) \}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Сейчас легко можем записать уравнения движения, варьируя действие (3.11),

$$\begin{aligned} (p_0 - |\mathbf{p}|)(p_0 + |\mathbf{p}|)a_1(p) &= 0, & (p_0 + |\mathbf{p}|)(p_0 - |\mathbf{p}|)a_2(p) &= 0, \\ (p_0 - |\mathbf{p}|)^2 a_+(p) &= 0, & (p_0 + |\mathbf{p}|)^2 a_-(p) &= 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Решения уравнений (3.12) для поперечных компонент с учетом действительности поля $A_m(x)$

$$\begin{aligned} a_1(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 + |\mathbf{p}|)a_1(\mathbf{p}) - \delta(p_0 - |\mathbf{p}|)a_2^*(-\mathbf{p}), \\ a_2(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 + |\mathbf{p}|)a_2(\mathbf{p}) - \delta(p_0 - |\mathbf{p}|)a_1^*(-\mathbf{p}) \end{aligned}$$

содержат как положительно-частотные $a_{1,2}^*(-\mathbf{p})$, так и отрицательно-частотные $a_{1,2}(\mathbf{p})$ части. А решения для введенных линейных комбинаций временной и продольной компонент найдем в виде

$$\begin{aligned} a_+(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 - |\mathbf{p}|)a_s(\mathbf{p}) + \delta'(p_0 - |\mathbf{p}|)a_s'(\mathbf{p}), \\ a_-(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 + |\mathbf{p}|)a_s^*(-\mathbf{p}) - \delta'(p_0 + |\mathbf{p}|)a_s'^*(-\mathbf{p}). \end{aligned}$$

Эти решения, во-первых, содержат лишь одночастотные части для каждой из компонент a_{\pm} и, во-вторых, содержат производные от δ -функций, которые

приводят к линейно растущим по времени решениям. Если мы ограничим свое рассмотрение классом функций, убывающих на бесконечности, то мы должны потребовать отсутствия таких решений, т. е.

$$a'_s(\mathbf{p}) = 0. \quad (3.13)$$

Это условие в точности совпадает с условием Лоренца. В этом случае мы получаем решения для $A_{\pm}(x)$ в виде одночастотных плоских волн.

Теперь можем записать выражение для гамильтониана и подставить в него полученные решения. Непосредственные вычисления приводят к следующему результату:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{2} \int d^3x [(\partial_0 \mathbf{A})^2 + (\partial_i \mathbf{A})^2 + (\partial_0 A_0)^2 - (\partial_i A_0)^2 + 2(\partial_i A_i)^2] = \\ &= \frac{1}{\pi} \int d^3p \mathbf{p}^2 [a_1^*(\mathbf{p})a_1(\mathbf{p}) + a_2^*(\mathbf{p})a_2(\mathbf{p})]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Отсюда видно, что, во-первых, гамильтониан положительно определен и, во-вторых, только поперечные компоненты дают вклад в энергию. Продольные и временные компоненты являются как бы нефизическими в этой калибровке. Если вычислить другие динамические инварианты, такие как полный импульс и спин системы, то опять обнаружим сокращение нефизических степеней свободы. Конечно, мы не открыли здесь ничего нового, кроме как еще раз подтвердили поперечность фотона. Однако этот пример нам поможет при анализе физических степеней свободы для материального антисимметричного тензорного поля, к чему мы сейчас и переходим.

Действие для полей, преобразующихся по представлениям группы Лоренца $(1, 0)$ и $(0, 1)$, следующее из (3.3), имеет вид

$$\mathcal{A}_1^{(1,0)} = \int d^4p \psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \hat{p}^{\dot{\alpha}\alpha} \hat{p}^{\dot{\beta}\beta} \psi_{\alpha\beta}. \quad (3.15)$$

Как и в случае электромагнитного поля, перейдем от спинорных к лоренцевым индексам. Симметричный спинор $\psi_{\alpha\beta}$ в (3.15) может быть выражен через антисимметричное тензорное поле второго ранга T_{mn} :

$$\psi_{\alpha\beta} = \frac{i}{8} \epsilon^{abmn} (\sigma_a \hat{\sigma}_b C)_{\alpha\beta} T_{mn} \quad (3.16)$$

(см. уравнения (1.2)). Выполняя суммирование по спинорным индексам и вычисляя след от шести σ -матриц, придем к действию для материального антисимметричного тензорного поля:

$$\mathcal{A}_1^{(1,0)} = \frac{1}{4} \int d^4p T_{ab}^*(p) p^2 \Pi^{abmn}(p) T_{mn}(p), \quad (3.17)$$

где

$$\Pi_{abmn}(p) = \frac{1}{2}[\bar{g}^{am}(p)\bar{g}^{bn}(p) - \bar{g}^{an}(p)\bar{g}^{bm}(p)]. \quad (3.18)$$

Как и в случае электромагнитного поля, можем представить оператор кинетического члена $\Pi(p) = P^+(p) - P^-(p)$ в виде разности проекционных операторов единичного спина (1.11). Из этого представления видно, что вклад в действие для материального антисимметричного тензорного поля дают все шесть его компонент — вектор и псевдовектор.

Действие для материального антисимметричного тензорного поля в x -пространстве (1.4) оказывается конформно-инвариантным. Поэтому так же, как и в случае калибровочной симметрии, здесь важен факт изначальной безмассовости этого поля. Покажем, что физическими компонентами материального антисимметричного тензорного поля являются продольные компоненты вектора $A_i = T_{oi}$ и псевдовектора $B_i = 1/2 \epsilon_{ijk} T_{jk}$ [70]. Для этого вычислим полный гамильтониан системы с учетом уравнений движения.

Разложим вектор $\mathbf{A}(p) = e^i a_i(p)$ и псевдовектор $\mathbf{B}(p) = e^i b_i(p)$ по полной системе ортонормированных векторов e^i (3.10). Тогда действие (3.17) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(1,0)} = & \int d^4p \left\{ \sum_{\lambda=1}^2 [a_\lambda^*(p)(p_0^2 + \mathbf{p}^2)a_\lambda(p) + b_\lambda^*(p)(p_0^2 + \mathbf{p}^2)b_\lambda(p)] + \right. \\ & + 2p_0 |\mathbf{p}| [a_1^*(p) b_2(p) + b_2^*(p) a_1(p) - a_2^*(p) b_1(p) - b_1^*(p) a_2(p)] + \\ & \left. + a_3^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)a_3(p) + b_3^*(p)(p_0^2 - \mathbf{p}^2)b_3(p) \right\}. \quad (3.19) \end{aligned}$$

Линейная подстановка

$$\begin{aligned} a_1(p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [c_1(p) + d_2(p)], & a_2(p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [c_2(p) + d_1(p)], & a_3(p) &= c_3(p); \\ b_1(p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [d_1(p) - c_2(p)], & b_2(p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [d_2(p) - c_1(p)], & b_3(p) &= d_3(p) \end{aligned}$$

диагонализует действие (3.19)

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{(1,0)} = & \int d^4p \left[c_1^*(p)(p_0 - |\mathbf{p}|)^2 c_1(p) + c_2^*(p)(p_0 + |\mathbf{p}|)^2 c_2(p) + \right. \\ & \left. + c_3^*(p)(p_0 - |\mathbf{p}|)(p_0 + |\mathbf{p}|) c_3(p) + (c \rightarrow d) \right]. \quad (3.20) \end{aligned}$$

Принцип минимальности действия приводит к следующим уравнениям движения для c -компонент:

$$\begin{aligned} (p_0 - |\mathbf{p}|)^2 c_1(p_0, \mathbf{p}) &= 0, & (p_0 + |\mathbf{p}|)^2 c_2(p_0, \mathbf{p}) &= 0, \\ (p_0 - |\mathbf{p}|)(p_0 + |\mathbf{p}|) c_3(p_0, \mathbf{p}) &= 0. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Точно такие же уравнения движения справедливы и для d -компонент. Решения уравнений (3.21) с учетом действительности поля T_{mn} можно найти в виде

$$\begin{aligned} c_1(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 - |\mathbf{p}|) c_T(\mathbf{p}) + \delta'(p_0 - |\mathbf{p}|) c'_T(\mathbf{p}), \\ c_2(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 + |\mathbf{p}|) c_T^*(-\mathbf{p}) + \delta'(p_0 + |\mathbf{p}|) c'^*_T(-\mathbf{p}), \\ c_3(p_0, \mathbf{p}) &= \delta(p_0 + |\mathbf{p}|) c_L(\mathbf{p}) - \delta(p_0 - |\mathbf{p}|) c^*_L(-\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Заметим здесь, что только продольные компоненты содержат положительно-частотную и отрицательно-частотную части, поперечные компоненты c_1 и d_1 обладают лишь решениями с положительной частотой $p_0 = |\mathbf{p}|$, а c_2 и d_2 — с отрицательной частотой $p_0 = -|\mathbf{p}|$. Кроме того, решения для поперечных компонент содержат производные по δ -функциям, что приводит к линейно растущим по времени решениям. Поэтому, если мы хотим ограничиться решениями только в виде плоских волн, то необходимо потребовать, чтобы компоненты c'_T и d'_T равнялись нулю:

$$c'_T(\mathbf{p}) = 0; \quad d'_T(\mathbf{p}) = 0. \quad (3.23)$$

Подставляя решения (3.22) в гамильтониан

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{2} \int d^3x \left[(\partial_0 \mathbf{A})^2 - (\partial_i \mathbf{A})^2 + 2 (\partial_i A_i)^2 + (\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{B}) \right] = \\ &= \frac{1}{\pi} \int d^3p \mathbf{p}^2 \left[a_3^*(\mathbf{p}) a_3(\mathbf{p}) + b_3^*(\mathbf{p}) b_3(\mathbf{p}) \right], \end{aligned} \quad (3.24)$$

найдем, что он положительно определен и содержит вклад только продольных компонент векторного и псевдовекторного полей. Аналогично можно показать, что вклад поперечных компонент также сокращается при вычислении других динамических инвариантов и полный спин равен нулю. Таким образом, материальное антисимметричное тензорное поле описывает скалярную и псевдоскалярную степени свободы.

Материальное антисимметричное тензорное поле описывает на одну степень свободы больше, чем калибровочное антисимметричное тензорное поле. Это следует из того, что условие (1.10) исключает две поперечные и одну продольную компоненты векторного поля A_i , в то время как условия (3.23) исключают лишь две поперечные компоненты. Чтобы записать (3.23) в ковариантном виде, мы должны ввести одно вспомогательное скалярное поле φ и обобщить условие (1.10):

$$\partial^m T_{mn} = \partial_n \varphi. \quad (3.25)$$

Ввиду произвольности поля φ условие (3.25) приводит к двум независимым условиям (3.23). Поэтому при ковариантном квантовании материального

антисимметричного тензорного поля необходимо введение вспомогательного скалярного поля и связи (3.25). Также обратим внимание на то, что условия (3.23) убирают лишь две из четырех поперечных компонент вектора и псевдовектора, оставшиеся две компоненты удачно сокращаются при вычислении динамических инвариантов. Это находится в полной аналогии со случаем электромагнитного поля, когда одно условие Лоренца или условие (3.13) приводит к исключению из динамических инвариантов вклада также еще одной скалярной степени свободы.

Материальное антисимметричное тензорное поле, как и электромагнитное поле, обладает нефизическими степенями свободы, которые на массовой поверхности не распространяются. Однако из опыта работы с калибровочными полями мы знаем, что нефизические степени свободы могут давать вклад в замкнутые петли, приводя к нарушению унитарности [38]. Даже в случае абелева электромагнитного поля, взаимодействующего с гравитацией, необходимо введение духовых полей [71], которые бы скомпенсировали этот вклад. Поэтому и в нашем случае, видимо, необходимо введение соответствующих духовых полей, так как вклад в действие дают все компоненты антисимметричного тензорного поля. Аналогично калибровочному антисимметричному тензорному полю здесь также возникает пирамида компенсирующих духовых полей. Наивный подсчет степеней свободы для необходимого выполнения условия унитарности ведет к следующему набору духовых полей: паре антикоммутирующих векторных полей C_m , \bar{C}_m и двум парам коммутирующих скалярных полей D , \bar{D} и E , \bar{E} [70]. Однако последовательное квантование взаимодействующего материального антисимметричного тензорного поля пока отсутствует. Основная трудность заключается в отсутствии (или незнании) принципа симметрии, типа калибровочной инвариантности, который бы позволил нам провести последовательное квантование [72]. Тем не менее это не мешает нам вычислять процессы в низших порядках теории возмущений: на древесном уровне и однопетлевые квантовые поправки с внешними и незамкнутыми линиями, соответствующими материальным антисимметричным тензорным полям.

3.3. Новые частицы со спином $3/2$ и 2 . Поля, преобразующиеся по нестандартным представлениям группы Лоренца, описывают частицы с немаксимальными значениями спиральности. Поэтому они могут выполнять роль частиц с меньшими значениями спина. Например, антисимметричное тензорное поле может заменить скалярную частицу. На массовой поверхности они имеют одинаковое число скалярных степеней свободы и эквивалентны. Однако вне массовой поверхности в игру вступают дополнительные степени свободы антисимметричного тензорного поля, приводя к более богатому взаимодействию. Являясь скаляром на массовой поверхности, это поле при взаимодействии переносит спин единица и проявляет себя как векторная частица.

Представления группы Лоренца для единичного спина: $(1, 0)$, $(0, 1)$ и $(1/2, 1/2)$, описывают на массовой поверхности скалярную и векторную частицы. Вне массовой поверхности первая частица кроме скалярных сил приводит к векторному взаимодействию в точности так же, как фотон вне массовой поверхности приводит к скалярным силам — закону Кулона. Покажем это, используя аргументы Фейнмана [38]. Закон Кулона возникает из лоренц-инвариантного взаимодействия токов:

$$\frac{J_m^\dagger J^m}{q^2} = \frac{J_0^\dagger J_0}{\mathbf{q}^2} - \frac{\mathbf{J}_T^\dagger \mathbf{J}_T}{q^2},$$

если воспользоваться условием поперечности тока $q_m J^m = 0$ и исключить продольную составляющую $J_L = q_0 J^0 / |\mathbf{q}|$. Точно так же взаимодействие антисимметричных тензорных токов J_{mn} ($J_{oi} = A_i$, $J_{ij} = \epsilon_{ijk} B_k$) с условием $q_m J^{mn} = 0$ ($A_L = 0$, $\mathbf{B}_T = q_0 \mathbf{A}_T / |\mathbf{q}|$):

$$\frac{1}{2} \frac{J_{mn}^\dagger J^{mn}}{q^2} = \frac{\mathbf{A}_T^\dagger \mathbf{A}_T}{\mathbf{q}^2} + \frac{B_L^\dagger B_L}{q^2},$$

приводит к закону $1/r$ для поперечных составляющих векторного тока.

Перейдем теперь к рассмотрению высших спинов. Обычно уравнения движения для волновых функций искались в виде дифференциальных уравнений первого порядка. Это объясняется желанием записать волновые уравнения подобно уравнениям Шредингера в надежде избавиться от отрицательных решений. Например, частица со спином $3/2$ может быть описана как в формализме Рариты–Швингера [2], так и в формализме Баргмана–Вигнера [3] дифференциальными уравнениями первого порядка. Волновые функции для спина $3/2$ в формализме Рариты–Швингера преобразуются по представлениям $(1, 1/2)$ и $(1/2, 1)$, а в формализме Баргмана–Вигнера — по представлениям $(3/2, 0)$ и $(0, 3/2)$. В случае свободных массивных частиц эти описания эквивалентны.

Однако, даже используя дифференциальные уравнения первого порядка, не удастся избавиться от отрицательных решений, которые, как мы знаем, описывают античастицы. Поэтому ограничение дифференциальными уравнениями первого порядка необязательно. В нашем случае частицы со спином $3/2$ удовлетворяют дифференциальным уравнениям третьего порядка (см. (3.5)). Уравнения для волновых функций, преобразующихся по представлениям группы Лоренца $(1, 1/2)$, $(1/2, 1)$ и $(3/2, 0)$, $(0, 3/2)$, неэквивалентны и описывают различные частицы. Уравнения третьей степени для волновых функций, преобразующихся по представлениям $(1, 1/2)$ и $(1/2, 1)$, используются в конформной супергравитации [23] для описания гравитино со спиральностью $3/2$ и эквивалентны нашим.

Рассмотрим уравнения движения для волновой функции $\psi_{\alpha\beta\gamma}$, преобразующейся по представлению группы Лоренца $(3/2, 0)$. Четыре компоненты

$\psi_1 = \psi_{111}$, $\psi_2 = \sqrt{3}\psi_{\{112\}}$, $\psi_3 = \sqrt{3}\psi_{\{122\}}$ и $\psi_4 = \psi_{222}$ удовлетворяют матричному уравнению

$$\begin{pmatrix} p_+^3 & \sqrt{3}p_+^2q_- & \sqrt{3}p_+q_-^2 & q_-^3 \\ \sqrt{3}p_+^2q_+ & p_+(p_+p_- + 2q_+q_-) & q_-(2p_+p_- + q_+q_-) & \sqrt{3}p_-q_-^2 \\ \sqrt{3}p_+q_+^2 & q_+(2p_+p_- + q_+q_-) & p_-(p_+p_- + 2q_+q_-) & \sqrt{3}p_-^2q_- \\ q_+^3 & \sqrt{3}p_-q_+^2 & \sqrt{3}p_-^2q_+ & p_-^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = 0, \quad (3.26)$$

где символ $\{\alpha\beta\gamma\}$ обозначает полную симметризацию индексов с множителем $1/3!$. Когда вектор импульса \mathbf{p} направлен по третьей оси ($q_{\pm} = 0$), матрица становится диагональной и анализ (3.26) упрощается. Волновые функции ψ_1 и ψ_4 соответствуют максимальным значениям спиральности $\pm 3/2$ и удовлетворяют уравнениям движения с частотой одного знака. Такие компоненты аналогичны продольным и временным компонентам электромагнитного поля или поперечным компонентам векторных полей, преобразующихся по представлениям $(1, 0)$ и $(0, 1)$, и нефизичны. Физическими здесь являются компоненты ψ_2 и ψ_3 со спиральностью $\pm 1/2$, которые удовлетворяют уравнениям Вейля, но с дополнительным множителем p^2 .

Если от спинорных индексов перейти к лоренцевым индексам, то данная частица будет описываться спинором $\Lambda_{\alpha}^{[mn]}$ с двумя лоренцевыми индексами, со свойством антисимметрии и самоантидуальности по ним: $\mathbf{1}_{mnab}^{+}\Lambda_{\alpha}^{[ab]} = 0$. Спинор $\Lambda_{\alpha}^{[mn]}$ имеет шесть компонент. Условие $(\sigma_m \hat{\sigma}_n)_{\alpha}^{\beta} \Lambda_{\beta}^{[mn]} = 0$ убирает две лишние компоненты, которые появились при переходе к лоренцевым индексам, и приводит к четырем компонентам спинорного поля, введенного выше. Такое новое поле может быть использовано в расширенных $N \geq 3$ конформных теориях супергравитации вместо спинора Λ_{α} , аналогично использованию антисимметричных тензорных полей вместо скаляров.

Представления группы Лоренца спина 2 наряду с $(1, 1)$ содержат также $(3/2, 1/2)$, $(1/2, 3/2)$ и $(2, 0)$, $(0, 2)$. Волновые функции, преобразующиеся по этим представлениям, в нашем случае удовлетворяют дифференциальным уравнениям четвертого порядка. Волновая функция, преобразующаяся по самому первому представлению, в конформных суперсимметричных теориях гравитации описывает гравитон со спиральностью ± 2 . Можно показать, что из восьми компонент

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_{111\dot{2}}, & \psi_8 &= \psi_{222\dot{1}}, \\ \psi_2 &= \psi_{111\dot{1}}, & \psi_3 &= \sqrt{3}\psi_{\{112\}\dot{2}}, & \psi_6 &= \sqrt{3}\psi_{\{122\}\dot{1}}, & \psi_7 &= \psi_{222\dot{2}}, \\ \psi_4 &= \sqrt{3}\psi_{\{112\}\dot{1}}, & \psi_5 &= \sqrt{3}\psi_{\{122\}\dot{2}} \end{aligned}$$

волновой функции, преобразующейся по представлению $(3/2, 1/2)$, на массовой поверхности физическими являются только две компоненты ψ_3 и ψ_6 ,

соответствующие двум поперечным степеням свободы векторной частицы со спиральностью ± 1 , так как только эти компоненты удовлетворяют уравнениям $(p^2)^2\psi = 0$. В обозначениях с лоренцевыми индексами такая частица описывается действительным тензором третьего ранга, антисимметричным по одной паре индексов: $V_{a[mn]}$. Условия $g^{am}V_{a[mn]} = 0$ и $\epsilon^{abmn}V_{a[mn]} = 0$ убирают лишние компоненты поля $V_{a[mn]}$, которые неизбежно появляются при таком описании. Свойства симметрии этого тензора совпадают со свойствами симметрии тензора кручения, который возникает в теориях гравитации с не-симметричными нижними индексами символов Кристоффеля.

Еще одно поле спина 2, которое может быть введено таким образом, это пятикомпонентная волновая функция: $\psi_1 = \psi_{1111}$, $\psi_2 = 2\psi_{\{1112\}}$, $\psi_3 = \sqrt{6}\psi_{\{1122\}}$, $\psi_4 = 2\psi_{\{1222\}}$ и $\psi_5 = \psi_{2222}$, преобразующаяся по представлению $(2, 0)$. На массовой поверхности физической является только одна компонента ψ_3 со спиральностью ноль. Таким образом, это поле в свободном случае эквивалентно скалярному полю φ , которое появляется в конформной $N = 4$ супергравитации и удовлетворяет уравнению $(p^2)^2\varphi = 0$.

Вне массовой поверхности это поле имеет еще четыре степени свободы и переносит спин 2. Его волновую функцию с лоренцевскими индексами можно представить в виде действительного тензора четвертого ранга $\varphi_{[ab][mn]}$, антисимметричного по двум парам индексов и симметричного по этим парам. Это поле имеет точно такие же свойства симметрии, как тензор Римана R_{abmn} . Чтобы редуцировать число степеней свободы до 10 (5 для частицы со спином 2 $\psi_{\alpha\beta\gamma\delta}$ и 5 для ее античастицы $\psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}\dot{\gamma}\dot{\delta}}$), необходимо наложить дополнительные условия $g^{am}\varphi_{[ab][mn]} = 0$ и $\epsilon^{abmn}\varphi_{[ab][mn]} = 0$.

Таким образом, антисимметричные тензорные поля естественно возникают при анализе спинорных представлений группы Лоренца спина $j \geq 1$. Вне массовой поверхности число компонент их волновой функции совпадает с размерностью пространства данного спина. На массовой поверхности происходит редукция степеней свободы и их безмассовые возбуждения эквивалентны частицам меньшего спина. Эта эквивалентность теряется при включении взаимодействия. Обмен антисимметричными тензорными полями приводит к более богатому взаимодействию элементарных частиц. Их необычные свойства заслуживают дальнейшего внимательного изучения.

4. ПРИЛОЖЕНИЯ В АДРОННОЙ ФИЗИКЕ

Идея о существовании в природе новых киральных частиц со спином единица может быть проверена в первую очередь для адронных резонансов. Большое разнообразие спиновых состояний с различными квантовыми числами и богатым спектром масс является отличной системой для приложения и проверки изложенных выше идей. Несмотря на то, что адроны явля-

ются составными частицами, аппарат их релятивистского описания в рамках квантовой теории поля был предложен много лет тому назад Намбу и Йона-Лазинио [73, 74] по аналогии с боголюбовским механизмом нарушения симметрии и методом квазичастиц [75], развитыми ранее для теории сверхтекучести [76] и сверхпроводимости [77]. Этот подход оказался очень плодотворным для описания низколежащих адронных состояний и нарушения киральной симметрии в адронной физике [78]. Введение нового типа квазичастиц, преобразующихся по неприводимым киральным представлениям $(0,1)$ и $(1,0)$, позволяет по-новому взглянуть на классификацию адронных состояний и предсказать ряд новых свойств для мезонных возбуждений со спином единица.

4.1. Расширенная модель Намбу–Йона-Лазинио. Микроскопической теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика [79], которая описывает взаимодействия кварков посредством обмена векторными калибровочными частицами — глюонами. Данная теория обладает свойством асимптотической свободы [80], и, как ее следствие, взаимодействия кварков при высоких энергиях ослабевают и теория возмущений по малой константе взаимодействия становится применимой. Однако при низких энергиях константа связи становится неприемлемо большой, и квантовая хромодинамика не может дать количественного описания свойств связанных адронных состояний — резонансов. Поэтому для их описания приходится использовать различные феноменологические модели, которые в той или иной мере включают основные свойства квантовой хромодинамики, такие как киральная симметрия и ее нарушение, связанное с приобретением ненулевых вакуумных средних для различных комбинаций кварковых и глюонных полей.

Одной из таких моделей является модель Намбу–Йона-Лазинио, которая успешно используется для исследования адронной физики и механизма спонтанного нарушения киральной симметрии. Она была предложена около 45 лет назад, но до сих пор сохраняет свою актуальность и привлекает большой интерес. Главным свойством модели Намбу–Йона-Лазинио является то, что она основана на киральной симметрии и объясняет ее нарушение в физике частиц по аналогии со сверхпроводимостью. Так же, как элементарные возбуждения в сверхпроводнике могут быть описаны когерентной смесью электронов и дырок, объяснение спектра мезонных состояний может быть выполнено в рамках кварковых степеней свободы. Ввиду того, что данное описание основано на свободных кварках, это ведет к основному недостатку этой модели — отсутствию конфайнмента. Поэтому ненаблюдаемость кварковых степеней свободы является внешним постулатом и не может получить своего объяснения в рамках данной модели. Математически избавление от кварковых степеней свободы происходит посредством интегрирования по ним.

Другим важным свойством модели Намбу–Йона-Лазинио является то, что она основана на релятивистской инвариантности и органически включает

группу Лоренца как группу симметрии адронных возбуждений. Поэтому данная модель может быть применена не только к адронной физике, но и к физике высоких энергий, а именно к описанию спектра и взаимодействий элементарных частиц [81–83]. В принципе, физика элементарных частиц и адронная физика оказываются тесно связанными, и идеи, используемые в одной области, оказываются плодотворными и в другой [84]. Существенная разница между ними заключается в том, что в адронной физике пространственная и зарядовая четности являются хорошими квантовыми числами, и состояния, например, со спином единица, могут быть классифицированы по векторным и аксиально-векторным представлениям, в то время как элементарные частицы описываются киральными представлениями.

Возбуждения со спином единица возникают из билинейных комбинаций спинорных полей со спином $1/2$ [85,86]. Кроме этих векторных и аксиально-векторных возбуждений возникают также скалярные и псевдоскалярные возбуждения, которые необходимы для нарушения киральной симметрии. Так как пространственная четность в сильных взаимодействиях сохраняется, в качестве спинорных полей можно выбрать дираковские спиноры Ψ , которые описывают кварковые состояния. Сохранение зарядовой четности в сильных взаимодействиях отбирает из всевозможных билинейных комбинаций только кварк-антикварковые каналы возбуждений $\bar{\Psi}\mathcal{O}\Psi$, где \mathcal{O} — всевозможные комбинации гамма-матриц Дирака.

Для прозрачности дальнейшего изложения рассмотрим лишь простой случай с кварками одного типа. Обобщение на случай с несколькими типами кварков тривиально и может быть легко выполнено. Правда, в многокварковом случае возникает дополнительная проблема, связанная с нарушением $U_A(1)$ -симметрии, которая известна и решается с помощью введения детерминанта 'т Хофта [87]. Кроме всего прочего рассмотрение случая с кварками одного типа дает ответ на вопрос, почему новые возбуждения со спином единица, которым посвящен данный обзор, были пропущены ранее.

Как было уже отмечено, одной из самых важных симметрий реального мира и квантовой хромодинамики, на которой строится модель Намбу–Йона-Лазинио, является киральная симметрия. Поэтому, следуя классической работе [73], потребуем, чтобы исходное фермионное взаимодействие было инвариантно относительно γ^5 и обычных глобальных фазовых преобразований

$$\Psi \rightarrow \exp[i\alpha\gamma^5] \Psi, \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} \exp[i\alpha\gamma^5], \quad (4.1)$$

$$\Psi \rightarrow \exp[i\beta] \Psi, \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} \exp[-i\beta] \quad (4.2)$$

с постоянными параметрами α и β . Мы ограничимся рассмотрением только кварк-антикварковых связанных состояний как реальных частиц. Такие состояния явно инвариантны относительно преобразований (4.2).

Так как дираковский спинор имеет четыре компоненты, то можно построить 16 независимых билинейных комбинаций в кварк-антикварковом канале: $\bar{\Psi}\Psi$, $\bar{\Psi}\gamma^5\Psi$, $\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi$, $\bar{\Psi}\gamma_\mu\gamma^5\Psi$ и $\bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}\Psi$. Относительно группы Лоренца они преобразуются как скаляр, псевдоскаляр, вектор, аксиальный вектор и антисимметричный тензор второго ранга соответственно. Чтобы выявить киральные свойства этих билинейных комбинаций, удобно определить киральные токи $\mathcal{V}_\mu \pm \mathcal{A}_\mu = \bar{\Psi}\gamma_\mu(1 \pm \gamma^5)\Psi$, $\mathcal{S}^\pm = \bar{\Psi}(1 \pm \gamma^5)\Psi$ и $\mathcal{T}_{\mu\nu}^\pm = \bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 \pm \gamma^5)\Psi$. Векторный \mathcal{V}_μ и аксиально-векторный \mathcal{A}_μ токи очевидно удовлетворяют киральной инвариантности. В то время как два последних тока преобразуются относительно преобразований (4.1) следующим образом:

$$\mathcal{S}^\pm \rightarrow \exp[\pm 2i\alpha] \mathcal{S}^\pm, \quad \mathcal{T}_{\mu\nu}^\pm \rightarrow \exp[\pm 2i\alpha] \mathcal{T}_{\mu\nu}^\pm. \quad (4.3)$$

Теперь легко построить кирально-инвариантный лагранжиан, выбирая скалярные \mathcal{S}^\pm и тензорные $\mathcal{T}_{\mu\nu}^\pm$ взаимодействия типа «ток \times ток» с противоположными киральностями и различные \mathcal{V}_μ - и \mathcal{A}_μ -взаимодействия. Первое является исходным взаимодействием Намбу–Йона-Лазинио из их оригинальной работы [73]. Последнее используется в расширенных моделях Намбу–Йона-Лазинио для достижения достаточных сил притяжения в аксиально-векторном канале [88]. А что можно сказать о локальном тензорном взаимодействии? Легко видеть, что его лоренц-инвариантный вид

$$\mathcal{T}_{\mu\nu}^+ \mathcal{T}_{\mu\nu}^- \equiv 0 \quad (4.4)$$

тождественно равен нулю, потому что $\mathcal{T}_{\mu\nu}^+$ и $\mathcal{T}_{\mu\nu}^-$ преобразуются по различным неприводимым представлениям группы Лоренца, а именно (1,0) и (0,1). По нашему мнению, то, что нельзя так просто построить лоренц-инвариантный лагранжиан, явилось главной причиной того, что эти степени свободы были пропущены. Чтобы включить эти токи в модель Намбу–Йона-Лазинио, проведем динамический анализ мод, ассоциированных с ними. В принципе, все коллективные моды становятся динамическими в результате собственно энергетических квантовых поправок из фермионных петель (рис. 1, а).

Рассмотрим собственно-энергетические квантовые поправки к тензорному полю $\mathcal{T}_{\mu\nu}^\pm$, используя следующий лагранжиан с юкавским локальным взаимодействием:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\not{\partial}\Psi + \frac{t}{4\sqrt{2}} \bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 + \gamma^5)\Psi T_{\mu\nu}^+ + \frac{t}{4\sqrt{2}} \bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 - \gamma^5)\Psi T_{\mu\nu}^-. \quad (4.5)$$

Расходящаяся часть этого вклада

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q) &= i \frac{t^2 N_C}{32} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} [\sigma_{\mu\nu}(1 + \gamma^5)(\not{p} - \not{q})^{-1} \sigma_{\alpha\beta}(1 - \gamma^5)\not{p}^{-1}]^{1/\varepsilon} \\ &\stackrel{1/\varepsilon}{=} \frac{N_C}{24\pi\varepsilon} \frac{t^2}{4\pi} \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q) q^2 \quad (4.6) \end{aligned}$$

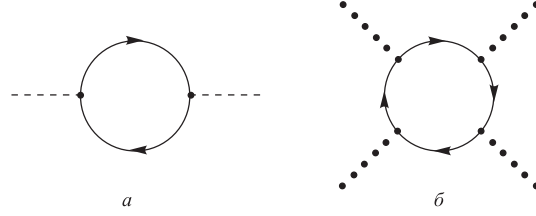


Рис. 1. Квантовые поправки в собственно энергетическую часть (а) и самодействие коллективных мод (б)

определяет лоренц-структуру кинетического члена свободного лагранжиана для тензорных полей

$$\mathcal{L}_0^T = \frac{q^2}{4} T_{\mu\nu}^+(q) \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q) T_{\alpha\beta}^-(q), \quad (4.7)$$

где оператор $\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q)$

$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q) = \mathbb{1}_{\mu\nu\lambda\sigma}^+ \Pi_{\lambda\sigma\alpha\beta}(q) = \Pi_{\mu\nu\lambda\sigma}(q) \mathbb{1}_{\lambda\sigma\alpha\beta}^- \quad (4.8)$$

выражается через проекторы

$$\mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta}^\pm = \frac{1}{2} (\mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta} \pm \frac{i}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}) \quad (4.9)$$

и

$$\mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2} (g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}), \quad (4.10)$$

$$\Pi_{\mu\nu\alpha\beta}(q) = \mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta} - \frac{q_\mu q_\alpha g_{\nu\beta} - q_\mu q_\beta g_{\nu\alpha} - q_\nu q_\alpha g_{\mu\beta} + q_\nu q_\beta g_{\mu\alpha}}{q^2}.$$

Кварковые петли также генерируют различные самодействия и взаимодействия между мезонными возбуждениями. Например, в результате генерации самодействия четвертого порядка для скалярных мезонов (рис. 1, б) спонтанное нарушение киральной симметрии происходит подобно механизму Хиггса, но в данном случае динамическим образом. Константа связи самодействия Хиггса уже не является произвольной, как в стандартной модели, а вычисляется из квантовых поправок. В результате спонтанного нарушения симметрии скалярное поле приобретает ненулевое вакуумное среднее. Поэтому его взаимодействие с другими мезонными возбуждениями приводит к появлению дополнительных массовых вкладов у последних (рис. 2, а) и смешиванию между ними (рис. 2, б).

Динамическая генерация взаимодействий и приобретение массы тензорным полем не разрушает киральную структуру лагранжиана для безмассового

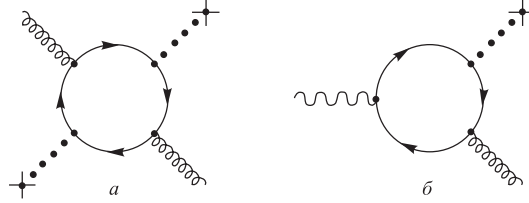


Рис. 2. Вклады в массовый член (а) и смешивание между мезонами (б)

тензорного поля (4.7), и полный лагранжиан взаимодействия со спинорным полем выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\not{\partial}\Psi + \frac{t}{4\sqrt{2}} [\bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 + \gamma^5)\Psi T_{\mu\nu}^+ + \bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 - \gamma^5)\Psi T_{\mu\nu}^-] + \frac{q^2 - M_T^2}{4} T_{\mu\nu}^+ \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-}(q) T_{\alpha\beta}^-. \quad (4.11)$$

Фактически это является исходным лагранжианом для анализа кварковых возбуждений в тензорном канале $\bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}\Psi$. Чтобы найти эффективное тензорное четырехкварковое взаимодействие, которое расширяет модель Намбу–Йона-Лазинию и которое приводит к данному лагранжиану, необходимо сделать шаг назад, применив хорошо известное функциональное соотношение бозонизации:

$$\exp\left(-\frac{i}{2}J\mathcal{K}^{-1}J\right) = \int [d\varphi] \exp\left(iJ\varphi + \frac{i}{2}\varphi\mathcal{K}\varphi\right). \quad (4.12)$$

Из предыдущего рассмотрения мы установили, что кинетический член лагранжиана мезонных возбуждений (4.11), связанный с появлением динамического вклада с множителем q^2 , возникает в результате радиационных квантовых поправок (4.6) к собственно энергетической части мезонных возбуждений. Поэтому соотношение (4.12) применяется только к массовому члену тензорного поля и его юкавскому взаимодействию со спинорным тензорным током. Используя свойство

$$\Pi_{\mu\nu\lambda\sigma}(q)\Pi_{\lambda\sigma\alpha\beta}(q) = \mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta}, \quad (4.13)$$

можно получить нетривиальное киральное тензорное взаимодействие в модели Намбу–Йона-Лазинию

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^T &= -\frac{G_T}{2} \bar{\Psi}\sigma_{\mu\lambda}(1 + \gamma^5)\Psi \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \bar{\Psi}\sigma_{\nu\lambda}(1 - \gamma^5)\Psi = \\ &= -\frac{G_T}{2} [\bar{\Psi}\sigma_{\mu\lambda}\Psi \cdot \bar{\Psi}\sigma_{\nu\lambda}\Psi - \bar{\Psi}\sigma_{\mu\lambda}\gamma^5\Psi \cdot \bar{\Psi}\sigma_{\nu\lambda}\gamma^5\Psi] \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Константа взаимодействия $G_T = t^2/M_T^2 > 0$ является положительной, так что между кварками и антикварками действуют силы притяжения.

Нетривиальность эффективного взаимодействия (4.14) заключается в его специфической нелокальной структуре, и, видимо, поэтому оно было упущено в оригинальной работе Намбу–Йона-Лазинио. Здесь следует отметить, что кирально-инвариантное тензорное взаимодействие для одного типа кварков может быть записано только в таком виде. Этот вид диктуется динамикой обмена новым типом тензорных возбуждений. По своей структуре это взаимодействие близко к оригинальному векторному взаимодействию Ферми [89], которое является эффективным взаимодействием в области низких энергий при обмене массивными переносчиками. Однако наличие нелокального полюса q^2 затрудняет его интерпретацию для передач с $q^2 = 0$. Вопрос его низкоэнергетического поведения в этом пределе выходит за рамки этого обзора, так как связан с асимптотически свободным поведением констант связи в случае взаимодействия с тензорным полем [24, 90]. Здесь мы лишь ограничимся кратким обсуждением этого вопроса.

Данная ситуация напоминает проблему конфайнмента в квантовой хромодинамике — единственно известной асимптотически свободной теории. Как хорошо известно, эта проблема, связанная с непертурбативным режимом, на сегодняшний день не имеет однозначного решения. Один из подходов интерпретации конфайнмента [91] связан с исчезновением полюса $q^2 = 0$, например, в пропагаторе безмассового скалярного поля в присутствии нетривиального однородного (анти)самодуального калибровочного поля. В этом случае пропагатор скалярного поля в евклидовом импульсном пространстве приобретает вид

$$D(q^2) = \frac{1 - \exp(-q^2/\Lambda^2)}{q^2} \quad (4.15)$$

и является аналитической функцией q^2 . Параметр Λ связан с силой однородного фонового поля и непертурбативными свойствами физического вакуума системы. Аналогичное ненулевое вакуумное среднее может также возникать для антисимметричного тензорного поля. Так как в дальнейшем мы не будем применять взаимодействие (4.14) для нулевых передач импульса, вопрос о нефизическом полюсе $q^2 = 0$ может быть отложен до его окончательного решения, и мы не будем использовать какую-либо конкретную форму модификации данного взаимодействия.

Итак, полный кирально-инвариантный лагранжиан расширенной модели Намбу–Йона-Лазинио имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi} \not{d} \Psi + \frac{G_0}{2} \bar{\Psi} (1 + \gamma^5) \Psi \bar{\Psi} (1 - \gamma^5) \Psi - \frac{G_V}{2} (\bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi)^2 - \frac{G_A}{2} (\bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma^5 \Psi)^2 - \\ & - \frac{G_T}{2} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\lambda} (1 + \gamma^5) \Psi \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \bar{\Psi} \sigma^{\nu\lambda} (1 - \gamma^5) \Psi, \quad (4.16) \end{aligned}$$

где помимо оригинального (псевдо)скалярного взаимодействия были добавлены векторное, аксиально-векторное и новое тензорное взаимодействия. Поэтому в общем мы имеем здесь четыре различных *положительных* параметра взаимодействия G_0 , G_V , G_A и G_T с размерностью [масса] $^{-2}$ для каждого кирально-инвариантного члена.

4.2. Мезонные резонансы. Для того чтобы провести анализ мезонных возбуждений данной модели, необходимо выполнить бозонизацию нелинейных четырехфермионных взаимодействий типа «ток×ток», используя соотношение (4.12). Полученный таким образом лагранжиан

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi} \not{d} \Psi + g_\sigma \bar{\Psi} \Psi \sigma - \frac{g_\sigma^2}{2G_0} \sigma^2 + i g_\pi \bar{\Psi} \gamma^5 \Psi \pi - \frac{g_\pi^2}{2G_0} \pi^2 + \\ & + g_V \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi V_\mu + \frac{g_V^2}{2G_V} V_\mu^2 + g_A \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma^5 \Psi A_\mu + \frac{g_A^2}{2G_A} A_\mu^2 - \\ & - i g_R \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi \frac{q_\mu}{|q|} R_\nu + \frac{g_R^2}{2G_T} R_\mu^2 + \\ & + g_B \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi \frac{q_\mu}{|q|} B_\nu + \frac{g_B^2}{2G_T} B_\mu^2 \quad (4.17) \end{aligned}$$

содержит вспомогательные (без кинетических членов) бозонные поля, которые позднее в результате квантования и перенормировки приобретут кинетические члены и будут играть роль коллективных динамических мезонных состояний. Здесь g_a ($a = \sigma, \pi, V, A, R, B$) — безразмерные константы связи. С точки зрения классической динамики, используя уравнения движения

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{G_0}{g_\sigma} \bar{\Psi} \Psi, & \pi &= i \frac{G_0}{g_\pi} \bar{\Psi} \gamma^5 \Psi, \\ V_\mu &= -\frac{G_V}{g_V} \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi, & A_\mu &= -\frac{G_A}{g_A} \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma^5 \Psi, \\ R_\mu &= -i \frac{G_T}{g_R} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi \frac{q^\nu}{|q|}, & B_\mu &= \frac{G_T}{g_B} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi \frac{q^\nu}{|q|}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

можно показать, что лагранжианы (4.16) и (4.17) эквивалентны. Однако квантование лагранжиана (4.16) методом теории возмущений по константам связи G ведет к неперенормируемой теории из-за размерности этих констант связи. Поэтому квантование лагранжиана (4.17) с безразмерными константами связи g является более адекватной процедурой с точки зрения метода теории возмущений и приводит к перенормируемой теории [92].

Уже на этом этапе бозонизации мы можем продемонстрировать новизну расширения модели Намбу–Йона-Лазинио новым четырехфермионным тензорным взаимодействием (4.14). Или, другими словами, показать, что мы упускаем, не рассматривая данное взаимодействие. Обратимся к определению квантовых чисел введенных бозонных полевых переменных. Так как

последние взаимодействуют с билинейными комбинациями спинорных полей $\bar{\Psi}\mathcal{O}\Psi$, где \mathcal{O} — всевозможные произведения γ -матриц, и полный лагранжиан сильных взаимодействий инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям пространственной инверсии \mathcal{P} , зарядовому сопряжению \mathcal{C} и обращению времени \mathcal{T} по отдельности, то квантовые числа бозонных полей полностью определяются квантовыми числами соответствующих кварк-антикварковых билинейных комбинаций. Это также следует из классических уравнений движения (4.18).

Например, скалярная $\bar{\Psi}\Psi$ и псевдоскалярная $\bar{\Psi}\gamma^5\Psi$ комбинации определяют квантовые числа скалярного σ и псевдоскалярного π мезонов, соответственно, как 0^{++} и 0^{-+} . Здесь мы используем хорошо известные обозначения для классификации нейтральных адронных мезонных резонансов по квантовым числам J^{PC} , где J — собственное значение полного момента количества движения $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ кварк-антикварковой системы, а P и C — ее пространственная и зарядовая четности соответственно. Последние определяются собственными значениями орбитального L и спинового S момента количества движения кварк-антикварковой системы как $P = (-1)^{L+1}$ и $C = (-1)^{L+S}$. Поэтому скалярный и псевдоскалярный мезоны можно также классифицировать по квантовым числам $^{2S+1}L_J$, принятым в атомной спектроскопии, как состояния 3P_0 и 1S_0 соответственно*.

Чтобы провести идентификацию полученных квантовых чисел с экспериментально наблюдаемыми квантовыми числами мезонных состояний, необходимо рассмотреть реалистический случай с числом кварковых ароматов, большим единицы. В этом случае фундаментальный спинор Ψ помимо индекса цвета $c = 1, \dots, N_C$ будет иметь также индекс аромата $f = 1, \dots, N_F$. Таким образом, спинор Ψ будет преобразовываться по фундаментальным представлениям группы цвета $SU(N_C)$ и группы ароматов $SU(N_F)$. Группа цвета $SU(N_C)$ с $N_C = 3$ является группой локальной симметрии сильных взаимодействий квантовой хромодинамики (КХД) и реализуется посредством взаимодействия кварков с калибровочными полями — глюонами. Поскольку в результате конфайнмента цветных состояний в КХД наблюдаемые адронные состояния являются бесцветными, индекс цвета в билинейных комбинациях $\bar{\Psi}^c\mathcal{O}\Psi_c$ оказывается свернутым, и мы будем всегда его опускать. Параметр цвета будет проявляться только при интегрировании по петлям фундаментальных спиноров, как, например, при вычислении собственно энергетической квантовой поправки (4.6) к тензорному полю.

*Здесь не следует путать обозначения S и P , которые являются обозначением состояний с орбитальным моментом $L = 0$ и $L = 1$ соответственно, с собственными значениями спинового момента S и пространственной четности P .

Группа ароматов $SU(N_F)$ является группой глобальной симметрии КХД в случае одинаковых масс кварков с различными ароматами. Поэтому ясно, что в отличие от группы цвета группа ароматов является приближенной симметрией. Первым и довольно неплохим приближением к реальному случаю адронных резонансов является группа изотопической симметрии $SU(2)$. Более того, так как два кварка u и d , образующие фундаментальный спинор

$$\Psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad (4.19)$$

являются практически безмассовыми по сравнению с массами адронов, можно допустить, что группа симметрии КХД является более широкой, а именно, $SU(2)_V \times SU(2)_A$. Фактически инвариантность по отношению к обычным фазовым (4.2) и киральным (4.1) преобразованиям является основным пунктом при построении лагранжиана Намбу–Йона-Лазинио (4.16) с одним ароматом, который инвариантен по отношению к преобразованиям киральной группы $U(1)_V \times U(1)_A$. Спонтанное нарушение киральной симметрии приводит к снятию вырождения между массами противоположных по четности мультиплетов бозонных резонансов. В соответствии с теоремой Голдстоуна [93] представители псевдоскалярного мультиплета с квантовыми числами 0^{-+} оказываются безмассовыми, а скалярного, с квантовыми числами 0^{++} , — массивными.

Поэтому исходя из вышеизложенного в кварк-антикварковом канале

$$\bar{\mathbf{2}} \times \mathbf{2} = \mathbf{3} + \mathbf{1} \quad (4.20)$$

следует ожидать существование триплета почти безмассовых мезонов с квантовыми числами $1^-(0^-)$ и триплета массивных скалярных мезонов с квантовыми числами $1^-(0^+)$. Здесь мы пользуемся новым обозначением $I^G(J^P)$ для описания квантовых чисел изотопического мультиплета, где I — собственное значение изотопического спина, а G — собственное значение оператора \mathcal{G} -четности, который представляет собой произведение зарядового сопряжения \mathcal{C} и поворота на 180° вокруг оси y в изотопическом пространстве. Введение оператора \mathcal{G} -четности необходимо, так как электрически заряженные компоненты мультиплета не являются собственными состояниями оператора зарядового сопряжения \mathcal{C} . G -четность изотопического мультиплета проще всего определить по формуле $G = C(-1)^I$, где C — зарядовая четность истинно нейтральной компоненты мультиплета.

Как можно убедиться из таблиц мезонов [94], триплет пионов (π^+ , π^0 , π^-) с массами* $m_{\pi^\pm} \approx 139,6$ МэВ, $m_{\pi^0} \approx 135,0$ МэВ и с квантовыми числами

*Разница в массах между заряженными и нейтральными пионами обусловлена разницей в массах u - и d -кварка и электромагнитным взаимодействием.

$1^-(0^-)$, а также триплет $a_0(980)$ мезонов (a_0^+, a_0^0, a_0^-) с массами $m_{a_0} \approx 984,7$ МэВ и с квантовыми числами $1^-(0^+)$ действительно существуют. Небольшое отличное от нуля значение масс π -мезонов дается хорошо известным соотношением Гелл-Мана–Оакеса–Реннера [95]

$$m_\pi^2 = -\frac{\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle}{F_\pi^2} (m_u + m_d) \quad (4.21)$$

и обязано малым, но ненулевым, токовым массам кварков*

$$(m_u + m_d) \approx 10 \text{ МэВ}. \quad (4.22)$$

Токовые массы кварков, которые используются в лагранжиане теории возмущений КХД на малых расстояниях, следует отличать от конститuentных масс кварков, которые возникают в результате спонтанного нарушения киральной симметрии на больших расстояниях за счет непертурбативных эффектов и составляют основную часть массы нуклона. Спонтанное нарушение киральной симметрии также приводит к ненулевым вакуумным ожиданиям

$$\langle \bar{u}u \rangle = \langle \bar{d}d \rangle \approx - (250 \text{ МэВ})^3 \quad (4.23)$$

и константе распада пиона

$$F_\pi \approx 130,7 \text{ МэВ}. \quad (4.24)$$

Интерпретация синглета в (4.20) с $I = 0$ требует дополнительных пояснений. Синглетное состояние $\mathbf{1}$ на классическом уровне инвариантно по отношению к фазовым преобразованиям группы $U(1)$. Однако из-за наличия аномалий [96] группа киральных преобразований $U(1)_A$ уже не является группой симметрии на квантовом уровне. Поэтому мы не можем ожидать существования безмассовой или легкой частицы с такими квантовыми числами. Еще одной причиной, из-за которой интерпретация изоскалярных состояний затруднена, является существование довольно легкого третьего странного кварка s с массой $m_s \approx 130$ МэВ. Состояния $\bar{s}Os$ имеют такие же квантовые числа, как и синглетные состояния $(\bar{u}Ou + \bar{d}Od) / \sqrt{2}$. Поэтому наблюдаемые физические мезонные состояния могут быть смесью последних. Именно такая ситуация оказывается для псевдоскалярных изосинглетов. С использованием классификации по группе ароматов $SU(3)$ физические состояния η -мезона с массой $m_\eta \approx 547,8$ МэВ и η' -мезона с массой $m_{\eta'} \approx 957,8$ МэВ могут быть представлены почти как чистые октетное

$$\eta \approx \eta_8 = \frac{i}{\sqrt{6}} (\bar{u}\gamma^5 u + \bar{d}\gamma^5 d - 2\bar{s}\gamma^5 s) \quad (4.25)$$

*Так как массы кварков зависят от шкалы их определения, здесь мы используем их значения при 1 ГэВ.

и синглетное

$$\eta' \approx \eta_0 = \frac{i}{\sqrt{3}} (\bar{u}\gamma^5 u + \bar{d}\gamma^5 d + \bar{s}\gamma^5 s) \quad (4.26)$$

состояния.

До сих пор мы обсуждали хорошо изученный сектор скалярных и псевдоскалярных мезонных резонансов. Обратимся теперь к мезонным состояниям со спином единица $J = 1$, где следует ожидать существенного изменения существующих взглядов благодаря включению новых бозонных степеней свободы R_μ - и B_μ -мезонов помимо хорошо известных V_μ и A_μ . Квантовые числа последних, 1^{--} для векторных мезонов V_μ и 1^{++} для аксиально-векторных мезонов A_μ , соответствуют хорошо известным резонансам ρ и a_1 . Следует сказать, что эти резонансы являются доминирующими в τ -распаде, определяя V - A -структуру слабых взаимодействий адронных токов. Спектральные функции именно этих токов с квантовыми числами ρ - и a_1 -мезонов легли в основу правил сумм Вайнберга [97]. Кроме того, гипотеза сохранения векторного тока (CVC) [98, 99] позволяет связать векторный канал τ -распада с электромагнитным процессом e^+e^- -аннигиляции.

Определим квантовые числа нововведенных R_μ - и B_μ -мезонов, которые определяются связанными с ними тензорными токами*:

$$\mathcal{R}_\mu = \hat{\partial}^\nu (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi), \quad \mathcal{B}_\mu = i \hat{\partial}^\nu (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi), \quad (4.27)$$

где $\hat{\partial}_\mu = \partial_\mu / \sqrt{-\partial^2}$. Начнем с обсуждения квантовых чисел аксиально-векторного мезона B_μ . Мы получаем, что квантовые числа B_μ -мезона 1^{+-} являются новыми квантовыми числами, отличными от квантовых чисел ρ - и a_1 -мезонов, и должны быть идентифицированы с другими существующими мезонными резонансами со спином единица. Действительно, из таблиц мезонов [94] мы находим такой изовекторный триплет b_1 -мезонов, нейтральная компонента которого обладает искомыми квантовыми числами. Нейтральные изосинглетные состояния $h_1(1170)$ и $h_1(1380)$ с квантовыми числами 1^{+-} , составленные из легких u -, d - и странного s -кварков, тоже существуют. Если интерпретация изосинглетных состояний, как и в случае (псевдо)скалярных мезонов, в какой-то мере затруднена из-за смешивания u -, d - и странного s -кварков, то заряженные компоненты изотриплета b_1 являются чистыми состояниями, состоящими только из легких кварков u и d .

К сожалению, все известные на сегодняшний день взаимодействия (электромагнитное, слабое и даже сильное) описываются калибровочными полями, которые взаимодействуют с (аксиально-)векторным током, имеющим кванто-

*Интересно отметить, что эти токи являются тождественно сохраняющимися, но не в результате калибровочной симметрии, а благодаря антисимметрии σ -матриц.

вые числа $(a_1)\rho$ -мезонов*. Поэтому они не могут служить прямым источником рождения b_1 -мезонов, которые в основном появляются в реакциях сильновзаимодействующих частиц или в фоторождении на пионе. Этот факт объясняет не такой сильный интерес к этим состояниям, как к ρ - и a_1 -мезонам. Однако существование такой необычной частицы со спином единица, которая взаимодействует аномально с тензорным током, а не минимальным калибровочным образом, заставляет нас рассмотреть этот случай более внимательно. В частности, если провести аналогию, которую использовал Вайнберг при построении объединенной теории электрослабых взаимодействий [84], можно попытаться найти аналог таких состояний в физике высоких энергий. Этому вопросу будет посвящен следующий раздел.

Обратимся теперь к обсуждению квантовых чисел векторного мезона R_μ . Его квантовые числа 1^{--} определяются тензорным током \mathcal{R}_μ и совпадают с квантовыми числами ρ -мезона. Это означает, что физические состояния ρ -мезона могут быть смешанными состояниями векторных V_μ - и R_μ -мезонов из-за их одинаковых квантовых чисел. Подробно вопрос смешивания в модели Намбу–Йона-Лазинио рассмотрим в следующем пункте. Здесь лишь обсудим некоторые следствия такого смешивания. Дело в том, что в результате смешивания двух мезонов возникают два ортогональных состояния, которые надлежит отождествить с существующими физическими состояниями ρ - и ρ' -мезонов. Поэтому существование резонанса ρ' и его свойства оказываются связанными с низколежащим резонансным состоянием ρ . Например, физические состояния векторных мезонов как ρ , так и ρ' могут иметь калибровочные и аномальные тензорные взаимодействия с кварками и аннигилировать соответствующие кварковые токи, в то время как аксиально-векторный мезон a_1 имеет только калибровочные взаимодействия с кварками. В изосинглетном $I = 0$ векторном канале помимо $\omega(782)$ - и $\phi(1020)$ -мезонов должны существовать и существуют их партнеры — $\omega'(1420)$ - и $\phi'(1680)$ -мезоны.

В данном пункте мы рассмотрели следствия расширенной модели Намбу–Йона-Лазинио с одним типом кварков на классификацию мезонных адронных резонансов в изовекторном $I = 1$ и изосинглетном $I = 0$ каналах. Как будет показано в следующих двух пунктах, благодаря одинаковости масс u - и d -кварков и диагональной структуре изосинглетных состояний данная модель хорошо описывает количественно спектр масс и динамические свойства мезонов в этих каналах. Что касается состояний с $I = 1/2$ со странным кварком s , из-за существенной разности масс легких и странного кварков данная модель может дать лишь качественное описание спектра странных частиц. Так, например, свойства низколежащего векторного состоя-

*Более того, эти сильновзаимодействующие частицы послужили Вайнбергу прототипом [84] калибровочных мезонов для построения объединенной теории электрослабых взаимодействий.

ния $K^*(892)$, как и в случае легких нестранных мезонов, должны быть связаны со свойствами его партнера $K^*(1410)$. Однако в количественном отношении, очевидно, смешивание будет выглядеть по-другому и включать массу странного кварка m_s . Для странных частиц даже нейтральные состояния уже не являются собственными состояниями оператора зарядового сопряжения C , поэтому аксиально-векторный мезон A_μ и тензорный мезон B_μ описываются одинаковыми квантовыми числами $1/2(1^+)$ и могут смешиваться. Таким образом, физические состояния $K_1(1270)$ и $K_1(1400)$ также являются смесью чистых состояний $[100] K_{A1}$ и K_{B1} в общепринятых сейчас обозначениях по аналогии с нестранными чистыми состояниями a_1 - и b_1 -мезонов. Построение $SU(3)$ инвариантной расширенной модели Намбу–Йона-Лазинио выходит за рамки данного обзора, однако его результаты могли бы оказаться полезными при интерпретации различных аномалий в распадах очарованных частиц [101], а также для возможного объяснения неожиданно обнаруженной асимметрии [102] в распаде $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \nu$.

4.3. Массовые формулы для (аксиально-)векторных мезонов. Как уже было отмечено в предыдущем пункте, классический лагранжиан (4.17) содержит вспомогательные бозонные поля без кинетических членов. Такие члены с необходимостью должны возникать на квантовом уровне из радиационных поправок (рис. 1, *a*). Например, вклад в эффективный лагранжиан от собственно энергетической диаграммы скалярного поля имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi(q) &= ig_\sigma^2 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(\not{p} - m_0)^{-1} (\not{p} - \not{q} - m_0)^{-1} \right] = \\ &= 4ig_\sigma^2 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{p^2 - m_0^2} - \\ &- 2ig_\sigma^2 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p^2 - m_0^2)^2} q^2 + \text{finite terms } \mathcal{O}(q^4) = \\ &= 4g_\sigma^2 N_C I_2 + 2g_\sigma^2 N_C I_0 q^2 + \text{finite terms } \mathcal{O}(q^4), \end{aligned} \quad (4.28)$$

где

$$I_2 \equiv i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{p^2 - m_0^2} = \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{p_E^2 + m_0^2} > 0 \quad (4.29)$$

— квадратично расходящийся интеграл и

$$I_0 \equiv -i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p^2 - m_0^2)^2} = \int \frac{d^4 p_E}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p_E^2 + m_0^2)^2} > 0 \quad (4.30)$$

— логарифмически расходящийся интеграл. Здесь мы ввели небольшую токовую массу кварка m_0 , которая избавит нас от инфракрасных расходимостей в знаменателе и которой мы будем пренебрегать в числителе. Такое введение

массы кварка явно нарушает киральную симметрию $U(1)_A$ (4.1) и называется *мягким* нарушением симметрии. Ультрафиолетовые расходимости устраняются обычным образом с использованием одной из регуляризаций. Благодаря безразмерности юкавских констант связи g в четырехмерном пространстве мы имеем только два типа расходящихся интегралов (4.30) и (4.29).

Первый член в последнем ряду (4.28) является поправкой к массовому члену скалярного поля $M_\sigma^2 = g_\sigma^2/G_0 - 4g_\sigma^2 N_C I_2$. Второй член представляет собой кинетическую часть скалярного поля. Для правильной нормировки волновой функции скалярного поля мы должны потребовать выполнения условия

$$2g_\sigma^2 N_C I_0 = 1. \quad (4.31)$$

Если провести аналогичную процедуру для всех бозонных полей, введенных в (4.17), то получим следующие полезные соотношения между всевозможными юкавскими константами связи:

$$3g_\sigma^2 = 3g_\pi^2 = 2g_V^2 = 2g_A^2 = g_R^2 = g_B^2 = \frac{3}{2N_C I_0}. \quad (4.32)$$

Или, другими словами, благодаря динамическому происхождению кинетических членов все взаимодействия в модели Намбу–Йона-Лазинио описываются лишь одной константой связи.

Интересно также отметить, что из соотношений (4.31) или (4.32) следует замечательный вывод о соотношении силы данного взаимодействия и числа цветов N_C или количества различных типов частиц, участвующих в нем. В работе [103] было отмечено, что интенсивность сильного взаимодействия g^2 обратно пропорциональна числу кварковых триплетов. Далее авторы делают спекулятивное утверждение о силе различных типов взаимодействий и количестве «фундаментальных» фермионов, участвующих в них. Так, например, в сильных взаимодействиях участвуют только некоторые из «элементарных» частиц (адроны), и поэтому эти взаимодействия наиболее интенсивны. В электромагнитных взаимодействиях кроме адронов принимают участие также и заряженные лептоны, что, по мнению авторов, приводит к уменьшению величины константы электромагнитного взаимодействия по сравнению с сильным. Дополнительное участие в слабых взаимодействиях нейтральных лептонов (нейтрино) ведет к еще более слабой интенсивности взаимодействия. И, наконец, гравитационные взаимодействия являются самыми слабыми из всех известных, так как в них принимают участие все частицы, обладающие энергией. Хотя в результате такого рассмотрения мы получаем качественно правильное описание интенсивностей существующих взаимодействий, на наш взгляд, такие рассуждения наивны и не подтверждаются конкретными вычислениями. Подробный количественный анализ соотношения интенсивностей различных взаимодействий можно найти в приложении 1.

Последние два равенства в (4.32) являются новыми для модели Намбу–Йона-Лазинио и существуют лишь в ее расширенном варианте. В п. 4.1 мы ввели необычные киральные тензорные поля $T_{\mu\nu}^{\pm}$ и их юкавские локальные взаимодействия с кварками (4.5). С другой стороны, при бозонизации четырехфермионного взаимодействия (4.16) мы ввели два бозона со спином единица R_{μ} и B_{μ} (4.17), которые взаимодействуют соответственно с тензорными кварковыми токами \mathcal{R}_{μ} и \mathcal{B}_{μ} (4.27),

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^T = g_R \hat{\partial}_{\nu} (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi) R_{\mu} + i g_B \hat{\partial}_{\nu} (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi) B_{\mu}, \quad (4.33)$$

нелокальным образом. Давайте остановимся более подробно на свойствах этих полей и установим связь между различными формами записи (4.5) и (4.33) юкавского взаимодействия.

Так как поля R_{μ} и B_{μ} взаимодействуют с тождественно сохраняющимися тензорными токами (4.27), их взаимодействия остаются инвариантными при калибровочных преобразованиях $R_{\mu} \rightarrow R_{\mu} - \partial_{\mu} \eta$ и $B_{\mu} \rightarrow B_{\mu} - \partial_{\mu} \xi$, где η и ξ — произвольные функции. Таким образом, мы имеем по три физических степени свободы для каждого из полей R_{μ} и B_{μ} , которые описывают физические состояния частиц со спином единица. Это точно совпадает с числом степеней свободы реального антисимметричного тензорного поля второго ранга $T_{\mu\nu}$. Чтобы показать эквивалентность различных форм записи юкавских взаимодействий (4.5) и (4.33), выразим реальное антисимметричное поле $T_{\mu\nu}$ через поля R_{μ} и B_{μ} в виде

$$T_{\mu\nu} = \hat{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \hat{B}^{\alpha\beta}, \quad (4.34)$$

где $\hat{R}_{\mu\nu} = \hat{\partial}_{\mu} R_{\nu} - \hat{\partial}_{\nu} R_{\mu}$ и $\hat{B}_{\mu\nu} = \hat{\partial}_{\mu} B_{\nu} - \hat{\partial}_{\nu} B_{\mu}$ выражаются через тензоры напряженности полей R_{μ} и B_{μ} . С другой стороны, с использованием соотношения

$$T_{\mu\nu}^{\pm} = \sqrt{2} \mathbb{1}_{\mu\nu\alpha\beta}^{\pm} T^{\alpha\beta} \quad (4.35)$$

киральное юкавское взаимодействие (4.5) может быть представлено в виде

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^T = \frac{t}{2} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi \cdot T_{\mu\nu}. \quad (4.36)$$

Теперь очевидно, что, подставляя представление (4.34) в вышеполученное выражение и используя тождество $(i/2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \sigma^{\alpha\beta} = \gamma^5 \sigma_{\mu\nu}$, получаем юкавское взаимодействие в виде (4.33) при условии равенства констант взаимодействия $t = g_R = g_B$, которое в согласии с (4.32).

Реальное антисимметричное поле второго ранга $T_{\mu\nu}$ подобно электромагнитному тензору напряженности Максвелла $F_{\mu\nu}$ описывает шесть независимых степеней свободы: полярный вектор и аксиальный вектор, которые

соответствуют физическим степеням свободы нововведенных векторного и аксиально-векторного полей

$$R_\mu = \hat{\partial}^\nu T_{\nu\mu}, \quad B_\mu = \frac{1}{2} \epsilon_{\nu\mu\alpha\beta} \hat{\partial}^\nu T^{\alpha\beta}. \quad (4.37)$$

Таким образом, динамика этих двух частиц со спином единица описывается одной безразмерной константой связи t и одним полем $T_{\mu\nu}$, которое локально взаимодействует с тензорным током и приводит к перенормируемой теории [24]. Такое одновременное описание векторного и аксиально-векторного полей является основным отличием новых R_μ - и B_μ -полей от обычных полей V_μ и A_ν .

С использованием соотношения (4.35) свободный лагранжиан тензорного поля (4.7) может быть записан в конфигурационном пространстве в более обычной форме [104]

$$\mathcal{L}_0^T = \frac{1}{4} (\partial_\lambda T_{\mu\nu})^2 - (\partial^\mu T_{\mu\nu})^2. \quad (4.38)$$

Данный лагранжиан отличается от используемых в киральных моделях [31] и калибровочно-инвариантного лагранжиана [4, 13] для тензорного поля. Здесь мы не накладываем никаких связей на тензорное поле $T_{\mu\nu}$ и все его компоненты считаем физическими. Подставляя его выражение через поля R_μ и B_μ (4.34) в (4.38), приходим к максвелловской форме записи лагранжиана для полей единичного спина

$$\mathcal{L}_0^T = -\frac{1}{4} R_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^2, \quad (4.39)$$

где $R_{\mu\nu} = \partial_\mu R_\nu - \partial_\nu R_\mu$ и $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ — напряженности полей R_μ и B_μ соответственно.

Интересным моментом является сравнение форм записи массового члена для кирального тензорного поля $T_{\mu\nu}^\pm$ (4.11) и для эквивалентных ему полей единичного спина R_μ и B_μ (4.17). Используя представления (4.37) и определение (4.35), можно показать, что

$$\frac{M_T^2}{2} (R_\mu^2 + B_\mu^2) = -\frac{M_T^2}{4} T_{\mu\nu}^+ \Pi_{\mu\nu\alpha\beta}^{+-} T_{\alpha\beta}^-. \quad (4.40)$$

Эта форма записи массового члена для кирального тензорного поля $T_{\mu\nu}^\pm$ является единственной нетривиальной комбинацией, так как произведение $T_{\mu\nu}^+ T_{\mu\nu}^-$ тождественно обращается в ноль по киральным соображениям*.

*Сравни с тождеством (4.4).

Иными словами, мы показали эквивалентность между тензорной и векторной формулировками описания *свободных* полей со спином единица. Однако квантовые числа и взаимодействия нововведенных векторного R_μ и аксиально-векторного B_μ полей существенно отличаются от квантовых чисел и минимальных калибровочных взаимодействий обычных векторного V_μ и аксиально-векторного A_μ полей.

Существенным элементом модели Намбу–Йона-Лазинио является генерация самодействия (псевдо)скалярных бозонных степеней свободы, которое приводит к спонтанному динамическому нарушению киральной симметрии и появлению голдстоуновских бозонов. Данный механизм позволяет полностью определить спектр масс низколежащих адронных состояний и получить новые массовые формулы для мезонных состояний со спином единица в расширенном варианте модели.

Так, на квантовом уровне из-за радиационных поправок (рис. 1, б) мы получаем *локальную* добавку в эффективный лагранжиан для самодействия скалярных мезонов с нулевыми внешними импульсами

$$\begin{aligned} \square(0) &= \frac{i}{4} g_\sigma^4 N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(\not{p} - m_0)^{-1} (\not{p} - m_0)^{-1} (\not{p} - m_0)^{-1} (\not{p} - m_0)^{-1} \right] - \\ &= -g_\sigma^4 N_C I_0 + \mathcal{O}(m_0^2) \approx -\frac{1}{2} g_\sigma^2. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Для получения последнего равенства мы использовали условие нормировки (4.31) и пренебрегли малой токовой массой кварка m_0 , которую ввели только для устранения инфракрасных расходимостей. Из условия нормировки (4.31) следует, что ведущий вклад в эффективный лагранжиан дают лишь расходящиеся части диаграмм типа показанных на рис. 1, б с нулевыми внешними импульсами.

Аналогичные вычисления для самодействия псевдоскалярных мезонов и их взаимодействия со скалярными мезонами приводят к следующему эффективному потенциалу:

$$V[\sigma, \pi] = \frac{M^2}{2} (\sigma^2 + \pi^2) + \frac{g^2}{2} (\sigma^2 + \pi^2)^2, \quad (4.42)$$

который обладает унаследованной киральной $U(1)_A$ -симметрией (4.1):

$$\begin{aligned} \Psi &\rightarrow \exp [i\alpha\gamma^5] \Psi, & \sigma &\rightarrow \sigma \cos 2\alpha + \pi \sin 2\alpha, \\ \bar{\Psi} &\rightarrow \exp [i\alpha\gamma^5] \bar{\Psi}, & \pi &\rightarrow \pi \cos 2\alpha - \sigma \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (4.43)$$

Здесь мы ввели единую константу взаимодействия для скалярных и псевдоскалярных мезонов $g = g_\sigma = g_\pi$ и определили параметр массы как

$$M^2 = \frac{g^2}{G_0} - 4g^2 N_C I_2. \quad (4.44)$$

Чтобы оценить этот параметр, необходимо использовать один из методов регуляризации расходящегося интеграла I_2 (4.29). Применим, например, метод обрезания по четырехмерным импульсам $p_E^2 \leq \Lambda^2$ в евклидовом p -пространстве. Тогда массовый параметр имеет вид

$$M^2 = g^2 \left\{ \frac{1}{G_0} - \frac{N_C}{4\pi^2} \left[\Lambda^2 - m_0^2 \ln \frac{\Lambda^2 + m_0^2}{m_0^2} \right] \right\} \approx g^2 \left\{ \frac{1}{G_0} - \frac{N_C}{4\pi^2} \Lambda^2 \right\}, \quad (4.45)$$

где последнее равенство получено в пределе $m_0 \rightarrow 0$. Ясно, что знак этого параметра и, соответственно, вид эффективного потенциала (4.42) зависят от соотношения силы четырехфермионного взаимодействия G_0 и параметра регуляризации Λ^2 . Так, например, если четырехфермионное взаимодействие достаточно слабо

$$G_0 \leq G_c \equiv \frac{4\pi^2}{N_C \Lambda^2}, \quad (4.46)$$

т. е. величина его константы связи меньше некоторого *критического* значения G_c , то массовый параметр $M^2 \geq 0$ неотрицателен и играет роль квадрата *одинаковых* масс для скалярного и псевдоскалярного мезонов. Абсолютный минимум эффективного потенциала (4.42) достигается в симметричной точке $\langle \sigma \rangle = 0$, $\langle \pi \rangle = 0$ и отвечает симметричному вакуумному состоянию.

Однако, если исходное четырехфермионное взаимодействие Намбу–Йона-Лазинию является сильным $G_0 > G_c$, то массовый параметр $M^2 < 0$ отрицателен и эффективный потенциал (4.42) достигает своего минимального значения на окружности

$$\langle \sigma^2 + \pi^2 \rangle = -\frac{M^2}{2g^2} > 0. \quad (4.47)$$

Следовательно, здесь мы получили бесконечно вырожденное вакуумное (с наименьшей энергией) состояние. Интересно отметить, что уравнение (4.47), обладающее симметрией (4.43), не имеет симметричного решения, так как вакуумные ожидания скалярного $\langle \sigma \rangle$ и(или) псевдоскалярного $\langle \pi \rangle$ полей должны быть отличны от нуля. Ненулевое вакуумное среднее псевдоскалярного поля привело бы к нарушению пространственной четности в сильных взаимодействиях, поэтому выбирается физически допустимое решение $\langle \sigma \rangle \equiv \sigma_0 \neq 0$ с ненулевым вакуумным средним скалярного поля. Исходя из физического спектра сильновзаимодействующих частиц мы можем заключить, что именно этот случай сильной связи фермион-фермионного взаимодействия и соответствует реальности.

Интересную интерпретацию спонтанного нарушения симметрии дал Абдус Салам на житейском примере. Представьте себе большой круглый симметрично сервированный стол, за который садятся гости. Каждый из гостей может взять салфетку либо справа, либо слева от себя. Но как только один

из них сделал выбор, у других выбора не остается: система спонтанно теряет симметрию.

Чтобы применить теоретико-возмущенческий подход к анализу массовых мод и динамики взаимодействия мезонов, необходимо перейти к новым полевым переменным для скалярного поля

$$\tilde{\sigma} = \sigma - \sigma_0 \quad (4.48)$$

с нулевым вакуумным ожиданием $\langle \tilde{\sigma} \rangle = 0$. Такой сдвиг скалярного поля на постоянную σ_0 приведет к появлению массы у фермионного поля

$$m = -g\sigma_0, \quad (4.49)$$

что явно свидетельствует о нарушении киральной $U(1)_A$ -симметрии. Эту массу кварка, которая возникает в результате спонтанного нарушения киральной симметрии, принято называть конституентной.

Выполняя аналогичную замену переменных (4.48) в эффективном потенциале (4.42), приходим к следующему выражению:

$$V[\tilde{\sigma}, \pi] = -\frac{m^4}{2g^2} + 2m^2\tilde{\sigma}^2 - 2gm\tilde{\sigma}(\tilde{\sigma}^2 + \pi^2) + \frac{g^2}{2}(\tilde{\sigma}^2 + \pi^2)^2. \quad (4.50)$$

Первый постоянный член в (4.50) представляет собой несущественный для уравнений движения относительный сдвиг энергии. Второй член определяет массу скалярного поля

$$M_{\tilde{\sigma}} = 2m. \quad (4.51)$$

Оставшиеся члены описывают взаимодействия и самодействия скалярных и псевдоскалярных мезонов, причем третий член соответствует несимметричному взаимодействию, которое возникает дополнительно в результате нарушения киральной симметрии. Отметим отсутствие здесь массового члена для псевдоскалярного поля π , что является прямым следствием теоремы Голдстоуна [93]. Таким образом, в результате спонтанного нарушения киральной симметрии мы получили безмассовую псевдоскалярную частицу

$$M_{\pi} = 0, \quad (4.52)$$

которая отвечает физическому пиону.

Как было продемонстрировано Намбу и Йона-Лазинию в их оригинальной работе [73], спонтанное нарушение киральной симметрии может быть также получено лишь в рамках четырехфермионного взаимодействия с использованием метода компенсации Боголюбова [75]. Подробное обсуждение этого вопроса вынесено в приложение 2.

Интересно отметить, что согласно классическим уравнениям движения (4.18) появление ненулевого вакуумного среднего у скалярного поля σ

в результате нарушения киральной симметрии приводит к образованию кваркового конденсата (4.23)

$$\langle \bar{\Psi}\Psi \rangle = \frac{g}{G_0} \sigma_0 = -\frac{m}{G_0} < 0. \quad (4.53)$$

Покажем также, что благодаря нарушению киральной симметрии становится возможен и распад заряженного пиона на лептонную пару с ненулевой константой F_π (4.24). Рассмотрим реальный случай с двумя кварковыми ароматами u и d . Тогда необходимые взаимодействия кварков можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & ig \bar{d}\gamma^5 u \pi^- - \\ & - \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \bar{u}\gamma_\mu (1 - \gamma^5) d \bar{\ell}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu + \\ & + \text{h. c.}, \quad (4.54) \end{aligned}$$

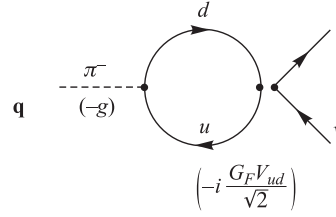


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для распада пиона

где первый член отвечает эффективному сильному взаимодействию Юкавы, а второй является эффективным слабым взаимодействием Ферми. Распад пиона описывается диаграммой Фейнмана, представленной на рис. 3.

Матричный элемент данного процесса

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} g N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(\not{p} - \not{q} - m)^{-1} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (\not{p} - m)^{-1} \gamma^5 \right] \times \\ & \times \bar{\ell}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu = \\ = & 4img N_C I_0 q_\mu \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \bar{\ell}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu + \text{finite terms} \quad (4.55) \end{aligned}$$

выражается через логарифмически расходящийся интеграл I_0 (4.30) и пропорционален генерированной в результате спонтанного нарушения киральной симметрии конституентной массе кварка* m . С другой стороны, не вдаваясь в подробности, связанные с сильными взаимодействиями, матричный элемент распада пиона можно выразить через адронный матричный элемент перехода между пионным и вакуумным состояниями, используя только второй член лагранжиана (4.54)

$$\mathcal{M} = -\frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \langle 0 | \bar{u}\gamma_\mu (1 - \gamma^5) d | \pi^-(q) \rangle \bar{\ell}\gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu. \quad (4.56)$$

*Здесь, как и везде в обзоре, мы предполагаем изотопическую симметрию и равенство масс кварков $m_u = m_d = m$.

Вообще говоря, адронный матричный элемент в случае слабых взаимодействий представляет собой два отдельных вклада, связанных с векторным $\bar{u}\gamma_\mu d$ и аксиально-векторным $\bar{u}\gamma_\mu\gamma^5 d$ кварковыми токами. Однако, ввиду того, что пион — псевдоскалярная частица и четность является хорошим квантовым числом сильных взаимодействий, векторный адронный матричный элемент должен быть пропорционален четырехмерному аксиальному вектору, который невозможно построить, используя лишь один вектор — импульс пиона q_μ . Поэтому векторный кварковый ток не дает вклада в распад заряженного пиона.

Лишь адронный матричный элемент для аксиально-векторного кваркового тока

$$\langle 0|\bar{u}\gamma_\mu\gamma^5 d|\pi^-(q)\rangle = iF_\pi(q^2) q_\mu \quad (4.57)$$

отличен от нуля. Его можно параметризовать с помощью формфактора $F_\pi(q^2)$, в общем-то зависящего от квадрата импульса пиона $q^2 = m_\pi^2$ или его массы. Однако, так как пион является голдстоуновской частицей и его масса очень мала*, можно считать данный формфактор постоянным $F_\pi \approx F_\pi(0)$ и близким к его физическому значению (4.24). Теперь мы можем сравнить формулы (4.55) и (4.56), используя выражения для логарифмически расходящегося интеграла I_0 (4.31) и адронного формфактора (4.57). В результате получим известное соотношение Голдбергера–Треймана для кварков

$$F_\pi = 2 \frac{m}{g}. \quad (4.58)$$

Отсюда следует, что ненулевая константа распада пиона обусловлена нарушением киральной симметрии и возникновением ненулевой конститuentной массы кварка m .

По аналогии с вычислением эффективного потенциала (4.42) для (псевдо)скалярных полей можно найти эффективные взаимодействия *всех* бозонных коллективных полей, которые генерируются четырехфермионным самодействием фермионного поля на квантовом уровне. Полный мезонный лагранжиан

$$\mathcal{L}_{\text{boson}} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{int}}^A + \mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{inv}} \quad (4.59)$$

можно представить в виде трех различных вкладов. Свободный лагранжиан состоит из всевозможных собственно энергетических квантовых поправок (рис. 1, а) и исходных билинейных комбинаций мезонных полей, играющих

*Как мы видели из формулы (4.21), масса пиона обусловлена лишь малыми ненулевыми токовыми массами кварков u и d , поэтому хорошим приближением является допущение нулевой массы пиона.

роль массовых членов,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 - \frac{M_\sigma^2}{2} \sigma^2 - \frac{1}{4} V_{\mu\nu}^2 + \frac{M_V^2}{2} V_\mu^2 - \frac{1}{4} R_{\mu\nu}^2 + \frac{M_R^2}{2} R_\mu^2 + \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \pi)^2 - \frac{M_\pi^2}{2} \pi^2 - \frac{1}{4} A_{\mu\nu}^2 + \frac{M_A^2}{2} A_\mu^2 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^2 + \frac{M_B^2}{2} B_\mu^2, \end{aligned} \quad (4.60)$$

где

$$\begin{aligned} M_\sigma^2 = M_\pi^2 = M^2 &= \frac{g^2}{G_0} - 4g^2 N_C I_2, \\ M_V^2 = \frac{g_V^2}{G_V} - 2g_V^2 N_C I_2, \quad M_A^2 &= \frac{g_A^2}{G_A} - 2g_A^2 N_C I_2, \\ M_R^2 = M_B^2 = M_T^2 &= \frac{t^2}{G_T}. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Данный лагранжиан может быть записан более компактно

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - M^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{1}{4} V_{\mu\nu}^2 + \frac{M_V^2}{2} V_\mu^2 - \frac{1}{4} A_{\mu\nu}^2 + \frac{M_A^2}{2} A_\mu^2 + \\ & + (\partial^2 + M_T^2) \hat{\delta}_\mu T_{\mu\lambda}^+ \hat{\delta}_\nu T_{\nu\lambda}^- \end{aligned} \quad (4.62)$$

с использованием киральных полевых переменных $\Phi = (\sigma - i\pi)/\sqrt{2}$, $\Phi^\dagger = (\sigma + i\pi)/\sqrt{2}$ и $T_{\mu\nu}^\pm$. Кроме того, эта форма записи позволит нам легко объяснить структуру второго члена в (4.59).

Известно, что глобальные преобразования локализуются при генерации динамических бозонных степеней свободы [105]. Например, фермионный лагранжиан с юкавскими взаимодействиями

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & i\bar{\Psi} \not{\partial} \Psi + g_V \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \cdot V_\mu + \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}(1 + \gamma^5) \Psi \cdot \Phi^\dagger + \bar{\Psi}(1 - \gamma^5) \Psi \cdot \Phi] + \\ & + g_A \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma^5 \Psi \cdot A_\mu + \frac{t}{4\sqrt{2}} [\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma^5) \Psi \cdot T_{\mu\nu}^+ + \bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} (1 - \gamma^5) \Psi \cdot T_{\mu\nu}^-] \end{aligned} \quad (4.63)$$

и свободный лагранжиан мезонных полей (4.60) являются инвариантными по отношению к *локальным* калибровочным преобразованиям

$$\Psi \rightarrow \exp[i\beta(x)] \Psi, \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} \exp[-i\beta(x)], \quad (4.64)$$

если векторное поле

$$V_\mu \rightarrow V_\mu + \frac{1}{g_V} \partial_\mu \beta(x) \quad (4.65)$$

преобразуется градиентным образом.

Давайте рассмотрим более интересный случай *локальных киральных преобразований*

$$\Psi \rightarrow \exp[i\alpha(x)\gamma^5] \Psi, \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} \exp[i\alpha(x)\gamma^5]. \quad (4.66)$$

Заметим, что фермионный лагранжиан (4.63) также останется инвариантным по отношению и к этим преобразованиям, если аксиально-векторное поле

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{g_A} \partial_\mu \alpha(x) \quad (4.67)$$

тоже преобразуется градиентным образом, а киральные поля подчиняются мультипликативным преобразованиям

$$\begin{aligned} \Phi &\rightarrow \exp[+2i\alpha(x)] \Phi, & T_{\mu\nu}^- &\rightarrow \exp[+2i\alpha(x)] T_{\mu\nu}^-, \\ \Phi^\dagger &\rightarrow \exp[-2i\alpha(x)] \Phi^\dagger, & T_{\mu\nu}^+ &\rightarrow \exp[-2i\alpha(x)] T_{\mu\nu}^+. \end{aligned} \quad (4.68)$$

Однако свободный лагранжиан мезонных полей (4.62) неинвариантен по отношению к локальным киральным преобразованиям (4.66) из-за производных в кинетических членах. Поэтому, чтобы сохранить инвариантность, необходимо перейти к удлиненным ковариантным производным

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= (\partial_\mu - 2ig_A A_\mu) \Phi, & D_\mu T_{\mu\nu}^- &= (\partial_\mu - 2ig_A A_\mu) T_{\mu\nu}^-, \\ D_\mu \Phi^\dagger &= (\partial_\mu + 2ig_A A_\mu) \Phi^\dagger, & D_\mu T_{\mu\nu}^+ &= (\partial_\mu + 2ig_A A_\mu) T_{\mu\nu}^+ \end{aligned} \quad (4.69)$$

в свободном лагранжиане (4.62) в соответствии с *киральным* зарядом того или иного поля. Полученный таким образом лагранжиан взаимодействия аксиально-векторного поля A_μ со всеми полями, обладающими киральным зарядом, и есть лагранжиан $\mathcal{L}_{\text{int}}^A$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}}^A &= 2ig_A A_\mu [\Phi^\dagger \partial_\mu \Phi - (\partial_\mu \Phi^\dagger) \Phi] + 4g_A^2 A_\mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \\ &\quad - 2ig_A A_\mu [T_{\mu\lambda}^+ \partial_\nu T_{\nu\lambda}^- - (\partial_\nu T_{\nu\lambda}^+) T_{\mu\lambda}^-] - 4g_A^2 A_\mu T_{\mu\lambda}^+ A_\nu T_{\nu\lambda}^-. \end{aligned} \quad (4.70)$$

Таким образом, сумма лагранжианов $\mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{\text{int}}^A$ является инвариантной по отношению к локальным киральным преобразованиям (4.67) и (4.68). Можно легко убедиться, что явное вычисление однопетлевых радиационных квантовых поправок к взаимодействиям, включающим аксиально-векторные поля A_μ , и использование нормировочного условия (4.32) приводит к лагранжиану (4.70) с точно такими же константами взаимодействия, какие следуют из калибровочной инвариантности.

Так как (псевдо)скалярные и тензорные поля обладают *киральным зарядом*, то помимо чисто калибровочных взаимодействий с аксиально-векторным

полям A_μ возникают также и новые калибровочно-инвариантные самодействия и взаимодействия этих полей

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}}^{\text{inv}} = & -2g^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{t^2}{4} \left(T_{\mu\nu}^+ T_{\nu\alpha}^- T_{\alpha\beta}^+ T_{\beta\mu}^- + \frac{1}{4} T_{\mu\nu}^+ T_{\alpha\beta}^- T_{\mu\nu}^+ T_{\alpha\beta}^- \right) + \\ & + \sqrt{3}g_V (\Phi^\dagger T_{\mu\nu}^- + \Phi T_{\mu\nu}^+) V_{\mu\nu} - g_V^2 (\Phi^\dagger T_{\mu\nu}^- + \Phi T_{\mu\nu}^+)^2 \end{aligned} \quad (4.71)$$

с фиксированными константами связи. Хотя каждый отдельный член в (4.71) калибровочно-инвариантен и из общих соображений симметрии может входить в лагранжиан с произвольной константой связи, динамическое происхождение этих членов диктует вполне определенное соотношение между ними. То, что вся динамика определяется лишь *одной* константой связи, является общим свойством составных моделей типа Намбу–Йона-Лазинию.

В этом смысле идея о динамическом происхождении кинетических членов мезонных и даже фермионных [106] полей, а также взаимодействий между ними может служить физическим обоснованием чисто математическим методам использования фиксированной точки ренормгрупповых уравнений [107] или редукционного метода [108] для получения дополнительных соотношений между константами связи. Более того, это приводит к проявлению более высоких симметрий, чем было заложено в исходном четырехфермионном взаимодействии. Такими примерами являются возникновение калибровочных взаимодействий (4.70) и даже суперсимметрии [109]. Модификация данного метода самосогласованной динамической генерации взаимодействий [110] была апробирована на точно решаемых двумерных моделях [111]. Было показано, что для построения физического вакуума и возбуждений с конечной энергией и импульсом необходимо дополнительное соотношение между константами связи, которое точно совпадает с условием типа (4.32), следующим из радиационных квантовых поправок.

Первый член в лагранжиане (4.71) представляет собой уже изученное нами самодействие (псевдо)скалярных полей (4.42), которое приводит к нарушению киральной симметрии. Оно выгодно отличается от обычного лагранжиана Хиггса тем, что константа самодействия (псевдо)скалярного поля Φ выражается через юкавскую константу g . Такая связь характерна для суперсимметричных моделей [112]. Как мы уже установили, это позволяет выразить генерированную массу скалярного мезона через конституентную массу кварка (4.51). Более того, в данной модели все константы связи, в том числе и калибровочные, оказываются связанными. Таким образом, генерированные массы калибровочных полей также можно выразить через известные параметры, что приводит к новым массовым соотношениям [113], вывод которых и является предметом рассмотрения в данном пункте.

Второй член лагранжиана (4.71) описывает самодействия и взаимодействия новых киральных частиц R_μ и B_μ со спином единица. Они являются

необычными для калибровочных частиц в абелевом случае. Например, калибровочные поля V_μ и A_μ не обладают киральным зарядом и не имеют самодействий типа $V_{\mu\nu}^4$ или $A_{\mu\nu}^4$. С другой стороны, киральные поля R_μ и B_μ , даже в абелевом случае, имеют нетривиальные взаимодействия и их динамика является намного сложнее [90] и в полной мере еще не исследована. Как мы уже знаем из теории, но все еще не имеем прямого экспериментального доказательства, даже в простейшем случае скалярного поля его самодействие приводит к появлению ненулевого вакуумного среднего и нарушению симметрии. Квантовая теория [114] калибровочных полей Янга и Миллса [115] является другим примером теории с самодействием и на сегодняшний день подтверждена экспериментально. Однако ее низкоэнергетическая область, связанная со структурой вакуума и другими непертурбативными эффектами, остается не до конца изученной. И, наконец, самодействие в общей теории относительности так и остается камнем преткновения во всех попытках ее квантования. Введение тензорных полей дает новый пример самовзаимодействующей системы, отдельные проблемы которой еще ждут своего полного разрешения.

Так как мы интересуемся массами генерированных мезонов, мы не будем подробно рассматривать другие члены со взаимодействием в лагранжианах (4.70) и (4.71). Рассмотрим лишь билинейные комбинации полей (рис. 2), которые возникают в результате спонтанного нарушения симметрии за счет приобретения скалярным полем ненулевого вакуумного среднего

$$\langle \Phi \rangle = -\frac{m}{\sqrt{2}g} \quad (4.72)$$

и которые дают вклад и видоизменяют свободный лагранжиан (4.60).

Так, например, первый член в лагранжиане (4.70) приводит к хорошо известному смешиванию между аксиально-векторным бозоном и пионом. Вторым член обуславливает добавку к массе аксиально-векторного бозона в результате спонтанного нарушения симметрии. Аналогично третий член взаимодействия в лагранжиане (4.71) ведет к качественно новому эффекту смешивания между векторными калибровочным V_μ и киральным R_μ мезонами. И, наконец, четвертый член лагранжиана (4.71) приводит к расщеплению масс между киральными R_μ и B_μ бозонами. Таким образом, полный свободный лагранжиан с учетом спонтанного нарушения киральной симметрии имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 - \frac{(2m)^2}{2} \sigma^2 - \frac{1}{4} V_{\mu\nu}^2 + \frac{M_V^2}{2} V_\mu^2 - \sqrt{\frac{9}{2}} m V_{\mu\nu} \hat{R}_{\mu\nu} - \\ & - \frac{1}{4} R_{\mu\nu}^2 + \frac{M_T^2 - 6m^2}{2} R_\mu^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \pi)^2 - \sqrt{6} m A_\mu \partial_\mu \pi - \\ & - \frac{1}{4} A_{\mu\nu}^2 + \frac{M_A^2 + 6m^2}{2} A_\mu^2 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^2 + \frac{M_T^2 + 6m^2}{2} B_\mu^2. \end{aligned} \quad (4.73)$$

Чтобы получить спектр мезонных состояний, необходимо диагонализировать полученный выше лагранжиан.

Вопрос о смешивании аксиально-векторного мезона и пиона (последний член во второй строчке формулы (4.73)) многократно обсуждался. Здесь мы лишь ограничимся коротким комментарием, так как эффект данного смешивания не влияет на массы мезонов со спином единица. Короче говоря, чтобы сократить нежелательный недиагональный член, можно воспользоваться градиентным преобразованием аксиально-векторного поля

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{\sqrt{6}m}{m_{a_1}} \partial_\mu \pi, \quad (4.74)$$

где

$$m_{a_1}^2 = M_A^2 + 6m^2 \quad (4.75)$$

— квадрат массы аксиально-векторной частицы с квантовыми числами 1^{++} , которую в случае двух кварковых ароматов* можно отождествить с a_1 -мезоном. Поэтому данная подстановка эффективно приведет к перенормировке пионного поля

$$\pi' = Z^{-1/2} \pi = \sqrt{1 - \frac{6m^2}{m_{a_1}^2}} \pi. \quad (4.76)$$

Продолжая анализ двух последних членов в третьей строчке формулы (4.73), можно отождествить квадрат массы аксиально-векторной частицы B_μ с квантовыми числами 1^{+-} с квадратом массы b_1 -мезона

$$m_{b_1}^2 = M_T^2 + 6m^2. \quad (4.77)$$

Наиболее интересным, на наш взгляд, является эффект смешивания в векторном канале $V_\mu - R_\mu$, в результате которого должны возникать два физических состояния с квантовыми числами 1^{--} , которые мы отождествим с ρ - и ρ' -мезонами. Запишем отдельно в импульсном пространстве три последних члена первой строчки и два первых члена второй строчки формулы (4.73) в виде

$$\mathcal{L}_{VR} = -\frac{1}{2} (V_\mu R_\mu) \begin{pmatrix} q^2 - M_V^2 & \sqrt{18}m|q| \\ \sqrt{18}m|q| & q^2 - M_T^2 + 6m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_\mu \\ R_\mu \end{pmatrix}, \quad (4.78)$$

*Так как изотопическая симметрия $SU(2)_F$ достаточно хорошо выполняется, то массы u - и d -кварков можно параметризовать одним параметром $m = m_u \approx m_d$. Кроме того, известно, что для изосинглетных состояний векторных частиц состояния со странными и легкими кварками почти не смешиваются. Поэтому полученные ниже формулы можно будет применять и к состояниям со скрытой странностью $s\bar{s}$, которые состоят лишь из кварков одного типа.

где мы использовали условие поперечности Лоренца для векторных полей $\partial_\mu V_\mu = 0$ и $\partial_\mu R_\mu = 0$. Заметим, что здесь мы имеем динамическое смешивание, которое зависит от четырехмерного импульса q векторного мезона. Поэтому в общем случае угол смешивания

$$\operatorname{tg} 2\theta(q^2) = \frac{\sqrt{18m^2q^2}}{\Delta}, \quad (4.79)$$

где

$$\Delta = \frac{M_T^2 - M_V^2 - 6m^2}{2}, \quad (4.80)$$

будет функцией квадрата импульса q^2 , а подстановка

$$\begin{aligned} \rho_\mu(q^2) &= \cos \theta(q^2)V_\mu + \sin \theta(q^2)R_\mu, \\ \rho'_\mu(q^2) &= -\sin \theta(q^2)V_\mu + \cos \theta(q^2)R_\mu \end{aligned} \quad (4.81)$$

диагонализует лагранжиан (4.78)

$$\mathcal{L}_{VR} = -\frac{1}{2} (\rho_\mu \ \rho'_\mu) \begin{pmatrix} q^2 - \lambda_1(q^2) & 0 \\ 0 & q^2 - \lambda_2(q^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_\mu \\ \rho'_\mu \end{pmatrix}. \quad (4.82)$$

Здесь функции

$$\lambda_1(q^2) = \Sigma - \sqrt{18m^2q^2 + \Delta^2} \quad (4.83)$$

и

$$\lambda_2(q^2) = \Sigma + \sqrt{18m^2q^2 + \Delta^2}, \quad (4.84)$$

где

$$\Sigma = \frac{M_T^2 + M_V^2 - 6m^2}{2}, \quad (4.85)$$

играют роль массовых операторов физических частиц ρ и ρ' соответственно.

Массы ρ - и ρ' -мезонов определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \lambda_1(m_\rho^2) = m_\rho^2 \rightarrow m_\rho^2 &= \\ &= \frac{m_{b_1}^2 + M_V^2 + 6m^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{m_{b_1}^2 - M_V^2 + 6m^2}{2}\right)^2 + 18m^2M_V^2} \end{aligned} \quad (4.86)$$

и

$$\begin{aligned} \lambda_2(m_{\rho'}^2) = m_{\rho'}^2 \rightarrow m_{\rho'}^2 &= \\ &= \frac{m_{b_1}^2 + M_V^2 + 6m^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{m_{b_1}^2 - M_V^2 + 6m^2}{2}\right)^2 + 18m^2M_V^2}, \end{aligned} \quad (4.87)$$

где мы использовали соотношения (4.80), (4.85) и (4.77). Или, другими словами, они являются решениями характеристического квадратного уравнения

$$(q^2)^2 - (m_{b_1}^2 + M_V^2 + 6m^2)q^2 + (m_{b_1}^2 - 12m^2)M_V^2 = 0, \quad (4.88)$$

из которого, согласно теореме Виета, получаем два полезных соотношения

$$\begin{cases} m_\rho^2 + m_{\rho'}^2 = m_{b_1}^2 + M_V^2 + 6m^2, \\ m_\rho^2 m_{\rho'}^2 = (m_{b_1}^2 - 12m^2)M_V^2. \end{cases} \quad (4.89)$$

Теперь, если допустить, что эффективное четырехфермионное взаимодействие кварков (4.16) возникает в результате обмена глюонами, то в приближении $1/N_C$ получим дополнительное равенство $M_A = M_V$ [78], которое вместе с определением (4.75) позволяет переписать первое уравнение системы (4.89) в виде соотношения между массами физических частиц

$$\boxed{m_\rho^2 + m_{\rho'}^2 = m_{b_1}^2 + m_{a_1}^2}. \quad (4.90)$$

Это соотношение является одним из основных результатов, представленных в обзоре. Оно нетривиально тем, что связывает массы *векторных* мезонов с квантовыми числами 1^{--} и *аксиально-векторных* мезонов с квантовыми числами 1^{+-} и 1^{++} . Таким образом, данное соотношение устанавливает связь между массами частиц из различных мультиплетов унитарной группы и даже супермультиплетов расширенных групп типа $SU(6) \otimes O(3)$, включающих спин и орбитальный момент кварков.

Соотношение (4.90) похоже на приближенное соотношение Вайнберга [97]

$$m_{a_1}^2 \simeq 2m_\rho^2, \quad (4.91)$$

следующее из правил сумм для моментов спектральных функций в векторном и аксиально-векторном каналах, насыщенных их первыми резонансными состояниями, и соотношения КСРФ [116]. Используя последние соотношения (4.90) и (4.91), можно фиксировать массы аксиально-векторного a_1 - и векторного ρ' -мезонов, определение которых из эксперимента является модельно-зависимой задачей и содержит большие систематические ошибки (рис. 4).

Наиболее интересным является то, что использование дополнительного соотношения (4.91) дает возможность выразить массу векторного ρ' -мезона

$$m_{\rho'}^2 \simeq m_\rho^2 + m_{b_1}^2 = ((1453,8 \pm 3,0) \text{ МэВ})^2 \quad (4.92)$$

через более точные значения масс ρ - и b_1 -мезонов [94]

$$m_\rho^{\text{PDG}} = (775,8 \pm 0,5) \text{ МэВ}, \quad m_{b_1}^{\text{PDG}} = (1229,5 \pm 3,2) \text{ МэВ}. \quad (4.93)$$

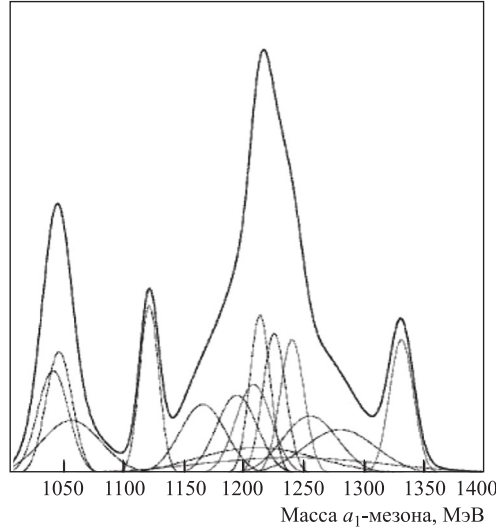


Рис. 4. Идеограмма экспериментального измерения массы a_1 -мезона (рисунок любезно предоставлен Игорем Бойко)

Это позволяет отождествить резонанс $\rho(1450)$

$$m_{\rho'}^{\text{PDG}} = (1465 \pm 25) \text{ МэВ}, \quad (4.94)$$

который считается первым радиальным возбуждением ρ -мезона с квантовыми числами 2^3S_1 , со вторым ортогональным ρ -мезону смешанным состоянием калибровочной V_μ и киральной R_μ векторных частиц (вторая строчка формулы (4.81)), т.е. векторные мезоны, так же как и аксиально-векторные, появляются и существуют парами.

Давайте теперь обсудим проблему, связанную с массой a_1 -мезона. Соотношение Вайнберга дает значение массы a_1 -мезона

$$m_{a_1}^W \simeq 1097 \text{ МэВ}, \quad (4.95)$$

которое значительно ниже среднего значения*, указанного в таблице мезонов:

$$m_{a_1}^{\text{PDG}} = (1230 \pm 40) \text{ МэВ}. \quad (4.96)$$

С другой стороны, наше соотношение (4.90) при использовании табличного значения (4.94) для массы ρ' -мезона также приводит к меньшему значению

*Надо отметить, что ранние расчеты по правилам сумм КХД [117] также приводят к меньшему значению для массы a_1 -мезона $m_{a_1}^{\text{SR}} = (1150 \pm 40) \text{ МэВ}$.

для массы a_1 -мезона:

$$m_{a_1} = (1112 \pm 33) \text{ МэВ}. \quad (4.97)$$

Для обоснования более низкого значения массы a_1 -мезона мы привлечем анализ расщепления масс в супермультиплетах с орбитальным моментом $L = 1$. Изовекторный супермультиплет $I = 1$ содержит четыре мезона $a_0(980)$, $a_1(1260)$, $a_2(1320)$ и $b_1(1235)$ с квантовыми числами* $1^-(0^{++})$, $1^-(1^{++})$, $1^-(2^{++})$ и $1^+(1^{+-})$, которые соответствуют состояниям 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 и 1P_1 . Если спин-орбитальное $\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$ и спин-спиновое $\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$ взаимодействия кварков возникают вследствие обмена векторными глюонами, то эффективный потенциал должен быть подобен имеющемуся в случае атома водорода в квантовой электродинамике, который описывает *тонкое* и *сверхтонкое* расщепления.

Рассмотрим сначала эффект спин-орбитального взаимодействия $\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$, тогда массовая формула может быть представлена в виде

$$M^2 = M_0^2 + 2a\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \rangle = M_0^2 + a[J(J+1) - S(S+1) - L(L+1)], \quad (4.98)$$

где M_0 — универсальная масса супермультиплета, а a — параметр спин-орбитального взаимодействия. Здесь $2\mathbf{S} \cdot \mathbf{L} = \mathbf{J}^2 - \mathbf{S}^2 - \mathbf{L}^2$, так как $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$. Величины $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \rangle$ для каждого состояния супермультиплета приведены в следующей таблице:

J^{PC}	0^{++}	1^{++}	1^{+-}	2^{++}
$\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \rangle$	-2	-1	0	1

Для определения двух параметров в массовой формуле (4.98)

$$\begin{aligned} M_0^2 &= \frac{2m_{a_2}^2 + m_{a_0}^2}{3} = ((1217,3 \pm 0,8) \text{ МэВ})^2, \\ a &= \frac{m_{a_2}^2 - m_{a_0}^2}{6} = (0,1280 \pm 0,0007) \text{ ГэВ}^2 \end{aligned} \quad (4.99)$$

достаточно использовать, например, хорошо измеренные массы

$$m_{a_0}^{\text{PDG}} = (984,7 \pm 1,2) \text{ МэВ}, \quad m_{a_2}^{\text{PDG}} = (1318,3 \pm 0,6) \text{ МэВ} \quad (4.100)$$

двух членов супермультиплета** $a_0(980)$ и $a_2(1320)$. Тогда массы остальных

*Здесь мы используем квантовые числа $I^G(J^{PC})$, где собственные значения оператора зарядового сопряжения C указаны для нейтральных компонент супермультиплета.

**В современной научной литературе существует незаконченная дискуссия по поводу кваркового состава мезона $a_0(980)$: обычное двухкварковое или экзотическое четырехкварковое состояние [118]. Однако удовлетворительное описание спектра массовых состояний супермультиплета склоняет нас принять гипотезу обычного кваркового состава $a_0(980)$ -мезона. Более того, последние расчеты на решетке [119] подтверждают данную гипотезу.

членов супермультиплета могут быть предсказаны с использованием вычисленных параметров (4.99):

$$m_{a_1}^{\text{SL}} = (1107,1 \pm 0,9) \text{ МэВ}, \quad m_{b_1}^{\text{SL}} = (1217,3 \pm 0,8) \text{ МэВ}. \quad (4.101)$$

Полученное значение массы a_1 -мезона согласуется с оценкой (4.95), сделанной Вайнбергом, и нашим предсказанием (4.97). В свою очередь, масса b_1 -мезона получается немного меньшей, чем ее экспериментальное значение (4.93) без учета спин-спинового взаимодействия. Подробный анализ эффекта последнего взаимодействия отложим до конца этого пункта, когда будут получены более точные значения масс ρ' - и a_1 -мезонов.

К сожалению, соотношение (4.90) нельзя непосредственно применить для изоскалярных мезонов с $I = 0$, так как аксиально-векторные состояния $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ оказываются смешанными состояниями [120] легких u , d и странного s кварков вопреки тому, что их векторные партнеры $\omega(782)$, $\omega(1420)$ и $\phi(1020)$, $\phi(1680)$ являются чистыми состояниями. Однако несложный анализ $V_\mu - R_\mu$ смешивания (4.81) позволяет установить новые массовые соотношения, которые будут применимы для более широкого круга легких мезонов.

Давайте определим два независимых параметра матрицы смешивания или характеристического уравнения (4.88)

$$m^2 = \frac{2(m_{\rho'}^2 + m_\rho^2) - m_{b_1}^2 - \sqrt{[2(m_{\rho'}^2 + m_\rho^2) - 3m_{b_1}^2]^2 + 8m_{\rho'}^2 m_\rho^2}}{24} = ((162 \pm 7) \text{ МэВ})^2 \quad (4.102)$$

и

$$M_V = \sqrt{m_{\rho'}^2 + m_\rho^2 - m_{b_1}^2 - 6m^2} = (1039 \pm 33) \text{ МэВ}, \quad (4.103)$$

считая массы ρ -, ρ' - и b_1 -мезонов известными (см. формулы (4.93) и (4.94)). Тогда угол смешивания

$$\theta(q^2) = \frac{1}{2} \text{arctg} \frac{|q|}{86 \frac{+82}{-75} \text{ МэВ}} \quad (4.104)$$

благодаря исчезающе малому значению знаменателя дроби под арктангенсом по сравнению с числителем при q^2 порядка квадратов масс векторных мезонов $\theta(m_\rho^2) = (41,8 \pm 2,8)^\circ$ и $\theta(m_{\rho'}^2) = (43,3 \pm 1,5)^\circ$ оказывается почти постоянным в пределах экспериментальных ошибок и близким к углу максимального смешивания 45° . Таким образом, с хорошей точностью мы можем принять гипотезу *максимального смешивания* для векторных мезонов.

Из уравнения на угол смешивания (4.79) следует, что максимальное смешивание достигается при $\Delta = 0$, которое ведет к дополнительному условию на параметры m^2 и M_V^2 (см. определения (4.80) и (4.77)):

$$M_V^2 + 12m^2 = m_{b_1}^2. \quad (4.105)$$

Поэтому теперь мы можем определить параметры смешивания

$$m = \frac{\sqrt{8m_{b_1}^2 - 5m_\rho^2} - \sqrt{3m_\rho^2}}{4\sqrt{6}} = (170,5 \pm 1,2) \text{ МэВ} \quad (4.106)$$

и

$$M_V = \sqrt{m_{b_1}^2 - 12m^2} = (1078 \pm 6) \text{ МэВ}, \quad (4.107)$$

используя лишь массы двух хорошо измеренных резонансов ρ и b_1 (4.93). Заметим, что данные значения находятся в хорошем согласии с полученными выше (4.102) и (4.103).

Интересно также отметить, что теперь можно предсказать массы ρ' -мезона

$$m_{\rho'} = m_\rho + \sqrt{18}m = (1499,0 \pm 4,7) \text{ МэВ} \quad (4.108)$$

и a_1 -мезона

$$m_{a_1} = \sqrt{M_V^2 + 6m^2} = (1156,1 \pm 6,7) \text{ МэВ} \quad (4.109)$$

с меньшими погрешностями, чем экспериментальные. Данное среднее значение массы ρ' -мезона согласуется с оценкой, следующей из правил сумм КХД [121], но получается несколько выше экспериментального среднего (4.94). Масса же a_1 -мезона опять лежит значительно ниже экспериментального значения (4.96). Однако, как мы уже упоминали, экспериментальные значения масс ρ' - и a_1 -мезонов зависят от модели, которая используется для их определения. Этот факт объясняет широкий спектр их значений, представленных в таблице мезонов [94].

Вернемся, однако, к вопросу расщепления масс в супермультиплетах. Теперь помимо спин-орбитального взаимодействия рассмотрим также контактное

$$V_S = \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (4.110)$$

и тензорное

$$V_T = \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 - \frac{3(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{r})}{|\mathbf{r}|^2} \quad (4.111)$$

спин-спиновые взаимодействия. Таким образом, массы четырех состояний супермультиплета

$$\begin{aligned}
 m_{a_0}^2 &= M_0^2 + \frac{1}{4}\langle V_S \rangle - \langle V_T \rangle - 4a, \\
 m_{a_1}^2 &= M_0^2 + \frac{1}{4}\langle V_S \rangle + \frac{1}{2}\langle V_T \rangle - 2a, \\
 m_{a_2}^2 &= M_0^2 + \frac{1}{4}\langle V_S \rangle - \frac{1}{10}\langle V_T \rangle + 2a, \\
 m_{b_1}^2 &= M_0^2 - \frac{3}{4}\langle V_S \rangle
 \end{aligned} \tag{4.112}$$

могут быть параметризованы четырьмя параметрами. Причем в качестве проверки мы должны получить, что вклад контактного спин-спинового взаимодействия (4.110) для рассматриваемых состояний с $L = 1$ равен нулю. Действительно, выражая параметры массовых формул (4.112) через физические массы

$$\begin{aligned}
 \langle V_S \rangle &= \frac{5m_{a_2}^2 + 3m_{a_1}^2 + m_{a_0}^2}{9} - m_{b_1}^2 = (0,007 \pm 0,010) \text{ ГэВ}^2, \\
 \langle V_T \rangle &= \frac{15m_{a_1}^2 - 5m_{a_2}^2 - 10m_{a_0}^2}{18} = (0,092 \pm 0,013) \text{ ГэВ}^2, \\
 a &= \frac{5m_{a_2}^2 - 3m_{a_1}^2 - 2m_{a_0}^2}{24} = (0,114 \pm 0,002) \text{ ГэВ}^2, \\
 M_0^2 &= m_{b_1}^2 + \frac{3}{4}\langle V_S \rangle = ((1231,7 \pm 6,1) \text{ МэВ})^2,
 \end{aligned} \tag{4.113}$$

получаем, что вклад контактного спин-спинового взаимодействия, как и ожидалось, находится в пределах ошибки расчетов. Поскольку массы кварков, составляющие мезон, одинаковые, то вклады тензорного спин-спинового и спин-орбитального взаимодействий сравнимы по величине и являются поправками к основному вкладу квадрата средней массы мультиплета.

Для того чтобы проверить нашу гипотезу максимального смешивания не только для изовекторных мезонов, получим новое массовое соотношение, которое связывает массы физических векторных мезонов с квантовыми числами 1^{--} и аксиально-векторных мезонов с квантовыми числами 1^{+-} . Используя условие максимального смешивания (4.105) и систему уравнений (4.89), можем исключить ненаблюдаемые напрямую параметры смешивания m^2 и M_V^2 , получая в результате массовую формулу для физических частиц

$$\boxed{R \equiv \frac{2m_{\rho'}^2 - m_{\rho'} m_{\rho} + 2m_{\rho}^2}{3m_{b_1}^2} = 1} . \tag{4.114}$$

В случае изовекторных мезонов $I = 1$ данное отношение $R_{I=1} = 0,96 \pm 0,03$ почти совпадает с единицей. И это не является неожиданным, так как именно этот факт был решающим для принятия гипотезы максимального смешивания.

Рассмотрим теперь изоскалярные $I = 0$ векторные $\omega(782)$, $\omega'(1420)$ и аксиально-векторный $h_1(1170)$ мезоны, состоящие из легких кварков. Используя табличные значения их масс, получаем, что данное отношение $R_{I=0} = 1,02 \pm 0,07$ также согласуется с единицей в пределах экспериментальной точности. Изоскалярные векторные мезоны со скрытой странностью представлены в таблице мезонов двумя резонансными состояниями $\phi(1020)$ и $\phi'(1680)$. Однако аксиально-векторный мезон $h_1(s\bar{s})$ со скрытой странностью и квантовыми числами 1^{+-} отсутствует в основной таблице мезонов. Поэтому мы можем воспользоваться формулой (4.114), чтобы предсказать его массу

$$m_{h_1(s\bar{s})} = \sqrt{\frac{2m_{\phi'}^2 - m_{\phi'}m_{\phi} + 2m_{\phi}^2}{3}} = (1409 \pm 20) \text{ МэВ}. \quad (4.115)$$

Более подробные таблицы мезонов указывают лишь на два эксперимента [122] и [123], где рассматриваемый мезон был зарегистрирован с массами (1440 ± 60) МэВ и (1380 ± 20) МэВ соответственно. Отсутствие третьего экспериментального доказательства не дает права внести данное состояние в основную таблицу мезонов. Однако наши исследования предсказывают и подтверждают существование такого состояния с точно такой же массой, какая была измерена пока лишь в двух экспериментах.

4.4. Динамические свойства мезонов со спином единица. До сих пор в этом разделе мы главным образом обсуждали только массовый спектр мезонов, возникающий в результате спонтанного нарушения симметрии, и еще не использовали в полной мере соотношение (4.32) между константами связи. В этом пункте мы перейдем к выяснению динамических свойств мезонов и их сравнению с экспериментальными данными. Наиболее интересным сектором, на наш взгляд, является сектор мезонов со спином единица. Большое разнообразие их квантовых чисел 1^{--} , 1^{++} и 1^{+-} предоставляет «богатую» физику.

Массивные мезоны со спином единица могут находиться в трех различных состояниях поляризации. Продольное состояние отвечает нулевой спиральности, т. е. нулевой проекции спина на направление движения. Это состояние соответствует нулевому полному моменту и может быть описано как (псевдо)скалярной волновой функцией, так и продольной компонентой антисимметричного тензора второго ранга. Два поперечных состояния отвечают значениям спиральности ± 1 и описываются векторной волновой функцией.

Аксиально-векторные мезоны являются чистыми состояниями и описываются либо четырехмерной аксиально-векторной волновой функцией, которая

включает в себя псевдоскалярную часть A_0 , либо антисимметричным тензором второго ранга. Это следует из динамики системы, которая описывается лагранжианом (4.73), сохраняющим P -четность. Поэтому CP -четное состояние A_μ , отвечающее квантовым числам 1^{++} , не смешивается с CP -нечетным состоянием $\partial^\nu T_{\mu\nu}$, отвечающим квантовым числам 1^{+-} . К первому типу относятся физические мезоны a_1 , f_1 и K_{A1} , в то время как второй тип включает физические мезоны b_1 , h_1 и K_{B1} .

Первый тип мезонов описывается четырехмерной аксиально-векторной волновой функцией и аннигилирует аксиально-векторный кварковый ток $\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5 q$ в вакуум, образуя нетривиальный матричный элемент

$$\langle 0|\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5 q|A(p, \lambda)\rangle = m_A f_A e_\mu^\lambda(p), \quad (4.116)$$

где e_μ^λ — поляризационный вектор мезона со спином единица и f_A — соответствующий формфактор, в общем-то зависящий от квадрата импульса передачи $f_A(p^2)$. Второй тип мезонов описывается антисимметричным тензором второго ранга и аннигилирует в вакуум тензорный кварковый ток $\bar{q}\sigma^{\mu\nu} q$:

$$\langle 0|\bar{q}\sigma^{\mu\nu} q|A(p, \lambda)\rangle = i f_A^T \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} e_\alpha^\lambda(p) p_\beta. \quad (4.117)$$

Используя лагранжиан (4.17), можем вычислить формфакторы $f_A(p^2)$ и $f_A^T(p^2)$ в ведущем порядке $1/N_C$ однопетлевого приближения

$$f_{a_1}(p^2) = \frac{p^2}{g_A m_{a_1}}, \quad f_{a_1}^T(p^2) = 0 \quad (4.118)$$

и

$$f_{b_1}(p^2) = 0, \quad f_{b_1}^T(p^2) = \frac{p^2}{g_B m_{b_1}} \quad (4.119)$$

при произвольных импульсах p^2 . Или на массовой поверхности имеем

$$f_{a_1} = \frac{m_{a_1}}{g_A}, \quad f_{b_1}^T = \frac{m_{b_1}}{g_B} = \frac{m_{b_1}}{\sqrt{2} g_A}. \quad (4.120)$$

Формфакторы f_A и f_A^T в литературе еще часто называются продольным и поперечным формфакторами соответственно, и в разложениях правил сумм обозначаются как f_A^\parallel и f_A^\perp ввиду того, что аксиально-векторные мезоны описываются чистыми состояниями волновых функций $f_{b_1}^\parallel = 0$ и $f_{a_1}^\perp = 0$.

Более сложная и более интересная ситуация оказывается в векторном мезонном секторе, где и векторные, и тензорные мезоны обладают одинаковыми квантовыми числами 1^{--} и имеют почти максимальное смешивание (4.81). Это приводит к тому, что матричные элементы для векторного и тензорного кварковых токов

$$\begin{aligned} \langle 0|\bar{q}\gamma_\mu q|V(p, \lambda)\rangle &= m_V f_V e_\mu^\lambda(p), \\ \langle 0|\bar{q}\sigma_{\mu\nu} q|V(p, \lambda)\rangle &= i f_V^T (e_\mu^\lambda(p) p_\nu - e_\nu^\lambda(p) p_\mu) \end{aligned} \quad (4.121)$$

оказываются одновременно нетривиальными для физических векторных мезонов.

Используя лагранжиан (4.17) и соотношение (4.81) в ведущем порядке $1/N_C$ -разложения, имеем

$$\begin{aligned} f_\rho(p^2) &= \frac{p^2 \cos \theta(p^2) + \sqrt{18}m|p| \sin \theta(p^2)}{g_V m_\rho}, \\ f_\rho^T(p^2) &= \frac{\sqrt{18}m \cos \theta(p^2) + |p| \sin \theta(p^2)}{g_R} \end{aligned} \quad (4.122)$$

для ρ -мезонов и

$$\begin{aligned} f_{\rho'}(p^2) &= \frac{-p^2 \sin \theta(p^2) + \sqrt{18}m|p| \cos \theta(p^2)}{g_V m_{\rho'}}, \\ f_{\rho'}^T(p^2) &= \frac{-\sqrt{18}m \sin \theta(p^2) + |p| \cos \theta(p^2)}{g_R} \end{aligned} \quad (4.123)$$

для более массивных ρ' -мезонов. Массовый параметр m в нашей локальной модели является постоянной величиной, хотя, в принципе, он тоже должен зависеть от квадрата импульса передачи p^2 . На это указывает также его малое значение, полученное из формулы (4.102).

Например, в инстантонной модели [124] параметр массы кварка является зависящим от импульса передачи и для простоты выбирается в виде функции Гаусса [125]

$$m(p^2) = m_0 \exp(-p^2/\Lambda_{\chi QM}^2), \quad (4.124)$$

где $m_0 = (300 \pm 50)$ МэВ — конституентная масса кварка и $\Lambda_{\chi QM} \sim 1$ ГэВ фиксируется из фита константы пионного распада F_π . Аналогичный результат получается также и в нелокальной кварковой модели [126]. Для характеристических импульсов порядка m_ρ из формулы (4.124) можно получить $m(m_\rho^2) = (164 \pm 27)$ МэВ, что прекрасно согласуется с результатом вычисления (4.102) $m = (162 \pm 7)$ МэВ.

На массовой поверхности эффективные продольные f_V^\parallel и поперечные f_V^\perp константы для векторных мезонов имеют вид

$$\begin{aligned} f_\rho &= \frac{m_\rho \cos \theta(m_\rho^2) + \sqrt{18}m \sin \theta(m_\rho^2)}{g_V}, \\ f_\rho^T &= \frac{\sqrt{18}m \cos \theta(m_\rho^2) + m_\rho \sin \theta(m_\rho^2)}{g_R}, \\ f_{\rho'} &= \frac{-m_{\rho'} \sin \theta(m_{\rho'}^2) + \sqrt{18}m \cos \theta(m_{\rho'}^2)}{g_V}, \\ f_{\rho'}^T &= \frac{-\sqrt{18}m \sin \theta(m_{\rho'}^2) + m_{\rho'} \cos \theta(m_{\rho'}^2)}{g_R}. \end{aligned} \quad (4.125)$$

Даже не вдаваясь в численный анализ этих сложных формул, можем немедленно получить простые качественные предсказания, используя лишь тот интересный факт, что решение системы (4.89) очень близко к специальному решению, когда угол смешивания максимален $\theta = \pi/4$ и не зависит от импульса передачи. Это случается, когда $\Delta = 0$.

В случае максимального смешивания с учетом (4.108) соотношения (4.125) могут быть переписаны в компактном виде:

$$f_\rho = \frac{m_{\rho'}}{\sqrt{2}g_V}, \quad f_\rho^T = \frac{m_{\rho'}}{\sqrt{2}g_R}; \quad (4.126)$$

$$f_{\rho'} = -\frac{m_\rho}{\sqrt{2}g_V}, \quad f_{\rho'}^T = \frac{m_\rho}{\sqrt{2}g_R}. \quad (4.127)$$

Так как $g_R = \sqrt{2}g_V$, уравнение (4.126) приводит к простому соотношению между поперечной и продольной эффективными константами для ρ -мезона

$$\frac{f_\rho^T}{f_\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,707, \quad (4.128)$$

что находится в прекрасном согласии с последними расчетами на решетке [127]. Аналогичное соотношение для ρ' -мезона имеет то же абсолютное значение, но противоположный знак

$$\frac{f_{\rho'}^T}{f_{\rho'}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (4.129)$$

К сожалению, решеточные расчеты для ρ' -мезона пока еще отсутствуют.

Другим надежным методом получения информации о численных значениях низкоэнергетических матричных элементов являются правила сумм КХД [128]. Если допустить, что экспериментальное значение векторного формфактора ρ -мезона $f_\rho = (208 \pm 10)$ МэВ [127], то правила сумм КХД дают согласующийся с решеточными расчетами результат $f_\rho^T = (160 \pm 10)$ МэВ [129]. Интересно также заметить, что относительный знак между поперечным f_ρ^T и продольным f_ρ формфакторами может быть установлен из рассмотрения корреляционных функций тензорного и векторного кварковых токов. Было доказано уже много лет тому назад, что он положителен [130]. Этот результат прекрасно согласуется с нашими предсказаниями (4.128).

А вот аналогичный результат для ρ' -мезона менее известен, хотя и был получен в то же время. В работе Беляева и Когана [131] было показано, что для стабильности правил сумм КХД вклад ρ' -мезона в корреляционную функцию должен быть отрицательным и удовлетворять соотношению

$$m_\rho f_\rho f_\rho^T = -2m_{\rho'} f_{\rho'} f_{\rho'}^T. \quad (4.130)$$

Имея в виду, что $m_{\rho'} \simeq m_{\rho}$, можно легко показать, что соотношение (4.130) вытекает из наших формул (4.126) и (4.127).

Принципиально экспериментальная оценка поперечных формфакторов векторного f_V^T или аксиально-векторного f_A^T мезонов на сегодняшний день невозможна из лептонных распадов или электромагнитных взаимодействий мезонов единичного спина из-за отсутствия тензорных токов. Их извлечение из экспериментальных данных возможно лишь теоретически на основе некоторых моделей сильных взаимодействий при низких энергиях, таких как модель Намбу–Йона-Лазинио или правила сумм КХД. Так, за последнее время оценка поперечных формфакторов векторного ρ -мезона и аксиально-векторного b_1 -мезона была перепроверена с использованием обобщенных правил сумм КХД [132]: $f_{\rho}^T = (157 \pm 5)$ МэВ и $f_{b_1}^T = (184 \pm 5)$ МэВ. Дополнительно к этому было получено значение поперечного формфактора ρ' -мезона $f_{\rho'}^T = (140 \pm 5)$ МэВ, которое, однако, находится в противоречии с соотношением сверхсходимости [133]

$$(f_{\rho}^T)^2 + (f_{\rho'}^T)^2 = (f_{b_1}^T)^2. \quad (4.131)$$

Полученные выше значения можно сравнить с нашими предсказаниями для соответствующих формфакторов:

$$f_{\rho}^T = \left(0,703_{-0,007}^{+0,004}\right) f_{\rho} = (146 \pm 7) \text{ МэВ}, \quad (4.132)$$

$$f_{b_1}^T = \left(0,839_{-0,015}^{+0,017}\right) f_{\rho} = (175 \pm 9) \text{ МэВ}, \quad (4.133)$$

$$f_{\rho'}^T = \left(0,405_{-0,034}^{+0,040}\right) f_{\rho} = (84 \pm 9) \text{ МэВ}. \quad (4.134)$$

Первые два результата находятся в хорошем согласии с вычислениями, использующими правила сумм КХД, в то время как последний результат для поперечного формфактора ρ' -мезона находится в хорошем согласии с соотношением (4.131), но в явном противоречии со значением, полученным в [132].

В заключение было бы интересно отметить, что аномальная размерность тензорного тока не равна нулю и формфакторы $f^T(\mu)$ зависят от размерного параметра μ , который связан со шкалой размерной трансмутации в КХД. Наши значения, полученные в ведущем порядке разложения $1/N_C$, систематически меньше оценок, сделанных по правилам сумм КХД при $\mu = 1$ ГэВ, и ближе к решеточным расчетам, сделанным при $\mu = 2$ ГэВ.

В данном разделе мы рассмотрели феноменологический подход, основанный на расширенной модели Намбу–Йона-Лазинио, для описания всех низколежащих мезонных резонансов. Простейшая модель с одним типом кварков включает в себя 16 степеней свободы для кварк-антикварковых мезонных

возбуждений: скаляр, псевдоскаляр, вектор, аксиальный вектор и антисимметричный тензор второго ранга. Они имеют соответствующие юкавские взаимодействия с кварками. С использованием группы изотопической симметрии $SU(2)$ они могут быть отождествлены с физическими мезонными состояниями σ , π , ρ , a_1 , ρ' и b_1 . Приближенная глобальная группа симметрии $SU(3)$ позволяет включить также и странные мезоны κ , K , K^* , K_{A1} , K'^* и K_{B1} . Так как (псевдо)скалярный сектор модели Намбу–Йона-Лазинио является уже хорошо изученным и введение тензорных бозонов не вносит в него ничего нового, мы сконцентрировали свое внимание главным образом на секторе мезонов единичного спина.

Одновременное описание всех низколежащих мезонных состояний в рамках расширенной модели Намбу–Йона-Лазинио ведет к интересным предсказаниям, таким как новые массовые формулы и соотношения между мезонными константами взаимодействия. Все эти предсказания находятся в хорошем согласии с современными экспериментальными данными и численными расчетами на решетке и результатами правил сумм КХД.

Другое интересное свойство, которое следует непосредственно из нашего подхода, касается дуальной природы ρ - и ρ' -мезонов. Они имеют одновременно как векторное, так и тензорное взаимодействия с кварками. Это вытекает из нового взгляда на это явление в предположении, что существуют две различные векторные частицы с одинаковыми квантовыми числами, которые взаимодействуют с кварками различным образом.

Одна из этих частиц имеет только калибровочно-подобное векторное взаимодействие с кварками, в то время как другая имеет только *аномальное* тензорное взаимодействие. После спонтанного нарушения киральной симметрии эти состояния могут смешиваться, образуя физические состояния ρ - и ρ' -мезонов. С точки зрения феноменологии адронов это предположение не является столь искусственным, так как аксиально-векторные мезоны a_1 и b_1 из-за своих разных квантовых чисел существуют как чистые состояния и взаимодействуют с кварками только векторно и тензорно соответственно.

Вышеизложенные соображения означают, что в природе могут существовать два различных типа частиц со спином единица, которые различаются своим взаимодействием с материальными фермионами. Однако они отвечают только лишь составным кварк-антикварковым состояниям. Вопрос о существовании фундаментальных бозонов, отличных от калибровочных, может быть, вероятно, выяснен на будущих ускорителях и, главным образом, на ЛНС. Этому вопросу и поиску новых тензорных взаимодействий, которые эффективно возникают в результате обмена этими фундаментальными тяжелыми бозонами, в низкоэнергетических высокоточных экспериментах будут посвящены последующие разделы обзора.

5. РАСШИРЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В данном разделе мы переходим к рассмотрению антисимметричного тензорного поля, предназначенного для описания фундаментальных частиц материи, которые, возможно, существуют в природе наравне с калибровочными бозонами. Для этого нам необходимо ввести соответствующие дополнительные полевые переменные в стандартную модель. Такое расширение совсем нетривиально, так как имеет дело с новым типом полей.

До сих пор единственным типом полей, описывающих частицы единичного спина, являются калибровочные поля. Их введение в теорию однозначно фиксировано калибровочным принципом, который отлично зарекомендовал себя в рамках стандартной модели, описывающей электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия. Теория таких полей была успешно построена [114] и является основой стандартной модели. Симметрия электрослабых взаимодействий $SU(2)_W \times U(1)_Y$ была предложена Глэшоу [134], а симметричный лагранжиан сильных взаимодействий $SU(3)_C$ впервые был получен в [79].

Введение хиггсовских полей в стандартную модель [135, 136] уже было нетривиальным шагом, который до сих пор окончательно не проверен экспериментально. Отсутствие какого-либо принципа ведет к появлению большого количества параметров, которые являются основным поводом для построения новых моделей и поиска новой физики. Однако даже самая популярная феноменологическая модель, основанная на принципах суперсимметрии, не вводит никаких новых типов полей, а лишь декларирует простое удвоение уже имеющихся.

Почти во всех других расширениях стандартной модели, таких как введение дополнительных мультиплетов хиггсовских полей, четвертого поколения фермионов, различных W' и Z' калибровочных бозонов, также используются известные типы частиц. В данном разделе мы предложим совсем иное расширение стандартной модели, состоящее в использовании нового типа частиц со спином единица, описывающихся антисимметричным полем второго ранга.

5.1. Взаимодействия антисимметричного тензорного поля. Между компонентами антисимметричного тензорного поля второго ранга T_{mn} и симметричными спинорами второго ранга $\psi_{\alpha\beta}$, $\psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$ существует взаимно-однозначное соответствие (1.2), (3.16). Запишем простейшее лоренц-инвариантное эрмитово затравочное взаимодействие этого поля с фундаментальными вейлевскими спинорами, используя спинорные обозначения:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = t [\psi_{\alpha} \psi^{\alpha\beta} \psi_{\beta} + \psi_{\dot{\alpha}} \psi^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \psi_{\dot{\beta}}]. \quad (5.1)$$

В силу требования эрмитовости взаимодействие (5.1) содержит вейлевские спиноры ψ_{α} и сопряженные им $\psi_{\dot{\alpha}}$. Определим биспинор Дирака Ψ и

γ -матрицы в спиральном представлении как

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_\alpha \\ iC^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\psi_{\dot{\beta}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}, \quad \gamma^m = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^m \\ \hat{\sigma}^m & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^{mn} = \frac{i}{2}[\gamma^m, \gamma^n]. \quad (5.2)$$

Используя эти определения и связь (1.2), (3.16), перепишем (5.1) в более привычном виде:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{t}{4\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_R \sigma^{mn} T_{mn}^- \Psi_L + \bar{\Psi}_L \sigma^{mn} T_{mn}^+ \Psi_R) = \frac{t}{4} \bar{\Psi} \sigma^{mn} \Psi T_{mn}. \quad (5.3)$$

При получении последнего равенства мы воспользовались тождеством

$$\frac{i}{2} \epsilon^{m nab} \sigma_{ab} = \gamma^5 \sigma^{mn}. \quad (5.4)$$

Теперь можно легко подсчитать однопетлевую квантовую поправку (рис. 5, *a*) к действию материального антисимметричного тензорного поля (1.4), (3.17), считая дираковские частицы безмассовыми. Расходящаяся часть поляризаационного оператора

$$\mathcal{P}_{m nab}(p) = i \left(\frac{t}{4} \right)^2 \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} \text{Sp} [\sigma_{mn} (\not{p} - \not{l})^{-1} \sigma_{ab} \not{l}^{-1}] \stackrel{1/\epsilon}{=} \frac{1}{12\epsilon} \left(\frac{t}{4\pi} \right)^2 \Pi_{m nab}(p) \quad (5.5)$$

определяет перенормировку классического действия (1.4), (3.17) и в точности воспроизводит структуру его кинетического члена (3.18), что является признаком перенормируемости. Свойство квантовых поправок воспроизводить структуру классического действия было положено в основу динамической теории составных частиц [106, 110]. Таким образом, это является еще одним способом получения классического свободного действия для антисимметричного тензорного поля.

Затравочное взаимодействие (5.1), (5.3) на квантовом уровне порождает также самодействие материального антисимметричного тензорного поля (рис. 5, *б*):

$$\Delta \mathcal{L} = -\frac{1}{48\epsilon} \frac{t^4}{16\pi^2} \left[\frac{1}{4} (T_{mn} T^{mn})^2 - T_{mn} T^{na} T_{ab} T^{bm} \right]. \quad (5.6)$$

Это самодействие проявляет исключительно важное свойство симметрии к дуальным преобразованиям:

$$\begin{aligned} T_{mn} &\rightarrow T_{mn} \cos(h\lambda) + i \tilde{T}_{mn} \sin(h\lambda); \\ \tilde{T}_{mn} &\rightarrow i T_{mn} \sin(h\lambda) + \tilde{T}_{mn} \cos(h\lambda). \end{aligned} \quad (5.7)$$

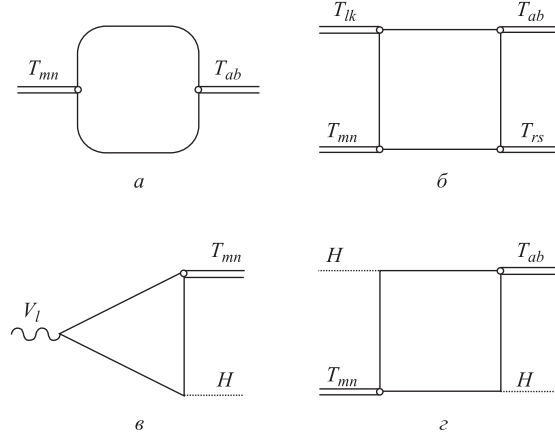


Рис. 5

И наоборот, требование симметрии по отношению к преобразованиям (5.7) однозначно приводит к самодействию (5.6). Свободное действие (1.4) также оказывается инвариантным по отношению к глобальным преобразованиям (5.7), когда параметр λ не зависит от точки пространства-времени. Это легко можно увидеть, переписав действие (1.4) через самодуальный T_{mn}^+ и самоантидуальный T_{mn}^- тензоры:

$$\mathcal{A}_{\text{conform}} = - \int d^4x (\partial^m T_{mk}^+) \partial^n T_{nk}^-, \quad (5.8)$$

для которых преобразования (5.7) приобретают мультипликативный вид

$$T_{mn}^\pm \rightarrow \exp(\pm i h \lambda) T_{mn}^\pm. \quad (5.9)$$

Локализация преобразований (5.9) приводит к необходимости введения калибровочного псевдоскалярного поля A_m и замены обычных производных $\partial^m T_{mn}^\pm$ ковариантными производными $D^m T_{mn}^\pm = (\partial^m \mp i h A^m) T_{mn}^\pm$, которые обеспечивают инвариантность (5.8) по отношению к преобразованиям (5.9) с произвольными функциями $\lambda(x)$. Калибровочное поле A_m преобразуется как обычно: $A_m \rightarrow A_m + \partial_m \lambda$. Инвариантность затравочного взаимодействия (5.3) по отношению к преобразованиям (5.7) требует следующего закона преобразования для дираковского спинора $\Psi \rightarrow \exp(-i/2 h \lambda) \Psi$ и соответствующих ковариантных производных в кинетическом члене: $D_m \Psi = (\partial_m + i/2 h A_m) \Psi$. Обратим внимание, что аксиальный заряд дираковского спинора вдвое меньше, чем антисимметричного тензорного поля. Подробный анализ перенормируемости введенных выше взаимодействий на однопетлевом уровне был выполнен в работе [24].

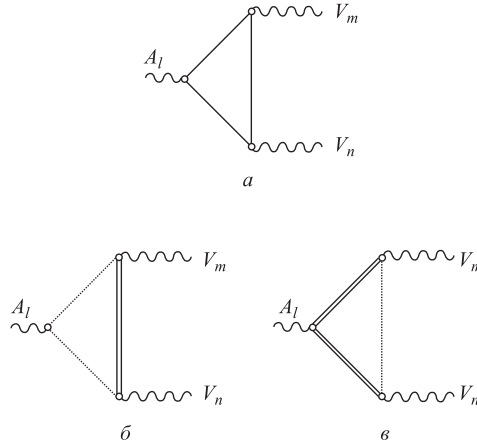


Рис. 6

Для физических приложений к перечисленным выше полям необходимо добавить по крайней мере одно векторное поле V_m (фотон) и скалярное хиггсовское поле H^\pm . Векторное поле, как обычно, вводится через ковариантную производную $(\partial_m - i e V_m)\Psi$. Одновременное введение векторных и псевдовекторных полей, как хорошо известно, приводит к аксиальным аномалиям Адлера–Белла–Джекива [96], которые могут разрушить перенормируемость модели. Аксиальные аномалии были открыты при вычислении треугольной фермионной петли с двумя векторными и с одной аксиальной вершинами (рис. 6, *a*). Наличие таких квантовых поправок не позволяет одновременно обеспечить сохранение векторного $\partial_m V^m = 0$ и аксиального токов

$$\partial_m A^m = \frac{\hbar}{2} \frac{e^2}{(4\pi)^2} \epsilon^{mnab} F_{mn} F_{ab} \neq 0.$$

Здесь $F_{mn} = \partial_m V_n - \partial_n V_m$ — напряженность векторного поля.

Простейший путь борьбы с такими аномалиями состоит во введении дополнительных фермионов с противоположными аксиальными зарядами, чтобы скомпенсировать вклады от таких диаграмм. На этом бы история и закончилась, если бы не было антисимметричных тензорных полей. За счет их нового взаимодействия (рис. 5, *в*)

$$\mathcal{L}_3 = g [H^+ T_{mn}^- + H^- T_{mn}^+] F^{mn} \quad (5.10)$$

со скалярными полями и напряженностью векторного поля они приводят к новому типу аномальных диаграмм (рис. 6, *б*, *в*). Опуская детали вычисления, приведем конечный ненулевой результат для дивергенции псевдовектор-

ного поля:

$$\partial_m A^m = h \frac{e^2}{(4\pi)^2} \epsilon^{mnab} F_{mn} F_{ab} - \frac{\hbar}{2} \frac{e^2}{(4\pi)^2} \epsilon^{mnab} F_{mn} F_{ab}. \quad (5.11)$$

Первый член в правой части (5.11) соответствует вкладам от диаграмм на рис. 6, б, в, скалярное поле которых непосредственно взаимодействует с псевдовекторным полем, а второй член — от диаграмм на рис. 6, в, где антисимметричное тензорное поле образует аксиальную вершину.

Здесь необходимо подчеркнуть, что если формальной причиной аномалии в случае фермионной петли (рис. 6, а) явилась ее линейная расходимость, то в нашем случае диаграммы на рис. 6, б и в сходятся. Этот факт подтверждает мнение, что возникновение аномалий и нарушение классических законов сохранения не связано с регуляризационной процедурой, а классические и квантовые свойства симметрии, вообще говоря, различны [137].

Обратим внимание на то, что антисимметричные тензорные поля также являются источником аномалий, и, в принципе, при некотором специальном подборе группы внутренней симметрии и мультиплетов частиц возможно взаимное сокращение вкладов от диаграмм на рис. 6. Однако мы будем действовать значительно проще: потребуем удвоения числа хиггсовских частиц и антисимметричных тензорных полей, чтобы скомпенсировать аномальные вклады в диаграммах на рис. 6, б и в. Этим принципом мы воспользуемся при введении в стандартную модель электрослабых взаимодействий материальных антисимметричных тензорных полей.

И, наконец, обсудим один из самых важных вопросов феноменологии: как сделать частицы массивными. Заметим, что непосредственный способ придать массу материальному антисимметричному тензорному полю, записав массовый член в виде $M^2 T_{mn} T^{mn} = M^2 (\mathbf{B}^2 - \mathbf{A}^2)$, не проходит. Ввиду того, что положительная определенность гамильтониана (3.24) нарушается знаконеопределенностью этого массового члена, появляются тахионные решения, и первоначальная непротиворечивая формулировка теории для безмассового материального антисимметричного тензорного поля полностью теряет свои хорошие свойства. Поэтому чтобы сохранить свойства симметрии, мы должны сделать материальное антисимметричное тензорное поле массивным динамическим образом, используя механизм спонтанного нарушения симметрии. В отличие от обычного механизма Хиггса здесь нам кроме скалярного поля H^\pm с ненулевым вакуумным средним $\langle H^\pm \rangle_0 = M/(2g)$ понадобится также безмассовое векторное поле V_m . Взаимодействие (5.10) приводит к поляризационному оператору $\mathcal{P}(p^2) = -(\langle H \rangle_0)^2/p^2 + O(g^0)$ (рис. 7, а) с необходимым полюсом $1/p^2$ [138], который эффективно обеспечит массовый член в знаменателе пропагатора материального антисимметричного тензорного поля: $p^2 [1 + 4g^2 \mathcal{P}(p^2)] = (p^2 - M^2) + O(g^2)$.

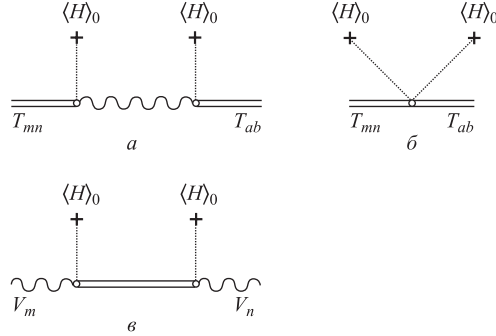


Рис. 7

Однако учет лишь диаграммы на рис. 7, а приведет к нарушению структуры оператора $\Pi(p^2)$ в кинетическом члене для материального антисимметричного тензорного поля. Чтобы сохранить конформно-инвариантный вид операторной структуры $\Pi(p^2)$, необходимо добавить возникающее из радиационных поправок (рис. 5, з) взаимодействие

$$\mathcal{L}_4 = -\lambda [(H^+ T_{mn}^-)^2 + (H^- T_{mn}^+)^2], \quad (5.12)$$

с фиксированной константой $\lambda = g^2/2$. Тогда эффективный пропагатор для материального антисимметричного тензорного поля приобретает вид

$$\langle T(T_{mn} T_{ab}) \rangle_0 = \frac{2i \Pi_{mnab}(p)}{p^2 - M^2}. \quad (5.13)$$

Конечно, такое соотношение между константами взаимодействия (5.10) и (5.12) невозможно обеспечить без привлечения некоторого принципа симметрии. Действительно, точно такая же связь между константами возникает в расширенных теориях конформной супергравитации, взаимодействующей с суперконформной расширенной теорией Янга–Миллса [139]. Надо отметить, что калибровочное векторное поле в этом случае также становится массивным [21] за счет обмена антисимметричными тензорными частицами (рис. 7, в). Теперь мы готовы перейти к расширению стандартной модели электрослабых взаимодействий материальными антисимметричными тензорными полями.

5.2. Расширенная модель электрослабых взаимодействий. Введение материальных антисимметричных тензорных полей в стандартную модель электрослабых взаимодействий представляет как теоретический, так и чисто практический интерес. До настоящего времени не построено ни одной феноменологической модели с таким необычным типом материи. Интерпретация некоторых последних экспериментальных данных [25, 26] также требует введения

новых тензорных взаимодействий [140]. Подробный анализ, проведенный в работе [141], позволяет снять противоречия и согласовать все предыдущие экспериментальные данные [142] по полулептонному радиационному распаду пиона $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu} \gamma$.

Мы предполагаем, как обычно, локальную $SU(2)_W \times U(1)_Y$ -симметрию слабых взаимодействий [134] с калибровочными полями \mathbf{A}_m и B_m . Фермионный сектор материальных полей содержит несколько поколений двухкомпонентных вейлевских спиноров: левые лептонные дублеты $L_i = (\nu'_L e'_L)_i$ и правые лептонные синглеты $(e'_R)_i$; левые кварковые дублеты $Q_i = (u'_L d'_L)_i$ и правые кварковые синглеты $(u'_R)_i, (d'_R)_i$. Здесь i — индекс поколения, цветовые индексы у кварковых полей мы опускаем. Штрих у поля означает, что оно является калибровочным собственным состоянием.

Рассмотрим теперь бозонный сектор материальных полей. Стандартная модель электрослабых взаимодействий содержит один дублет скалярных хиггсовских полей. Расширим этот сектор материальными антисимметричными тензорными полями. Эти поля, так же как и скалярные хиггсовские поля, взаимодействуют с левыми и правыми фермионами (5.3). Чтобы такое юкавское взаимодействие было $SU(2) \times U(1)$ -инвариантно, материальное антисимметричное тензорное поле должно быть дублетом. Требование отсутствия аномалий в расширенной модели электрослабых взаимодействий заставляет нас удвоить число полей и ввести два дублета хиггсовских скалярных полей $H_1 = (H_1^0 H_1^-)$, $H_2 = (H_2^+ H_2^0)$ и два дублета антисимметричных тензорных полей $U_{mn} = (U_{mn}^0 U_{mn}^-)$, $T_{mn} = (T_{mn}^+ T_{mn}^0)$ с противоположными гиперзарядами: $Y(H_1) = Y(U) = -1$, $Y(H_2) = Y(T) = +1$. Их минимальные взаимодействия с калибровочными полями вводятся через ковариантную производную $D_m = \partial_m - ig/2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_m - ig'/2 Y B_m$, где g и g' — константы взаимодействия, а \mathbf{T} и Y — генераторы групп $SU(2)$ и $U(1)$ соответственно.

Расширение хиггсовского сектора стандартной модели электрослабых взаимодействий еще одним дублетом хиггсовских частиц не приводит к нарушению соотношения $\rho = m_W^2 / (m_Z^2 \cos^2 \theta_W) = 1$ на древесном уровне, что, как хорошо известно, соответствует экспериментальным данным $\rho_0 = 1,0002_{-0,0004}^{+0,0007}$ [143]. Однако существует еще одна трудность, связанная с расширением хиггсовского сектора. Если допустить произвольные взаимодействия хиггсовских частиц с фермионами, то при нарушении симметрии возможно появление нейтральных токов с изменением ароматов. Элегантное решение этой проблемы было дано Глэшоу и Вайнбергом [144]. Переходы с изменением ароматов в нейтральных токах на древесном уровне будут отсутствовать, если нейтральные компоненты одного хиггсовского дублета взаимодействуют только с верхними типами кварков с зарядами $+2/3$, а нейтральные компоненты другого хиггсовского дублета — с нижними типами кварков с зарядами $-1/3$ и заряженными лептонами. Естественно, это влечет за со-

бой наличие дополнительной симметрии, такой как суперсимметрия. Самый общий вид такого $SU(2) \times U(1)$ -инвариантного юкавского взаимодействия есть

$$\mathcal{L}_H = h_{ij}^u \bar{Q}_i (u'_R)_j H_1 + [h_{ij}^d \bar{Q}_i (d'_R)_j + h_{ij}^e \bar{L}_i (e'_R)_j] H_2 + \text{h. c.}, \quad (5.14)$$

где h^u , h^d и h^e , вообще говоря, произвольные недиагональные матрицы.

Аналогичное взаимодействие со спинорными полями можно записать и для антисимметричных тензорных полей:

$$\mathcal{L}_T = t_{ij}^u \bar{Q}_i \sigma^{mn} (u'_R)_j U_{mn} + [t_{ij}^d \bar{Q}_i \sigma^{mn} (d'_R)_j + t_{ij}^e \bar{L}_i \sigma^{mn} (e'_R)_j] T_{mn} + \text{h. c.} \quad (5.15)$$

Отсутствие принципа симметрии приводит к большому числу произвольных параметров. Это является слабым местом и стандартной модели. Давайте максимально упростим модель, потребовав универсальности тензорного взаимодействия:

$$t_{ij}^u = t_{ij}^d = t_{ij}^e = \frac{t}{\sqrt{2}} \delta_{ij}. \quad (5.16)$$

После спонтанного нарушения симметрии нейтральные компоненты хиггсовских полей приобретают ненулевые вакуумные средние: $\langle H_1^0 \rangle = v_1$ и $\langle H_2^0 \rangle = v_2$. В суперсимметричных обобщениях стандартной модели электрослабых взаимодействий с двумя дублетами хиггсовских частиц вводится параметр β , который характеризует отношение их вакуумных средних: $\text{tg } \beta \equiv v_1/v_2$. Подстановка

$$\begin{aligned} (u'_L)_i &= [S_u]_{ij} (u_L)_j, & (u'_R)_i &= [T_u]_{ij} (u_R)_j, \\ (d'_L)_i &= [S_d]_{ij} (d_L)_j, & (d'_R)_i &= [T_d]_{ij} (d_R)_j, \\ (e'_L)_i &= [S_e]_{ij} (e_L)_j, & (e'_R)_i &= [T_e]_{ij} (e_R)_j \end{aligned}$$

диагонализует массовые матрицы кварков и заряженных лептонов. Такие преобразования в нашем простейшем случае (5.16) могут породить в (5.15) нейтральные токи с изменением ароматов, если не потребовать равенства унитарных матриц $S_{u,d,e} = T_{u,d,e}$ для левых и правых кварков. Из этого немедленно следует, что матрицы юкавских констант связи $h^{u,d,e}$ должны быть эрмитовыми, чтобы они могли быть диагонализированы. Следовательно, требование равенства юкавских констант связи (5.16) для антисимметричных тензорных полей и отсутствие нейтральных токов с изменением ароматов влечет за собой более высокую симметрию юкавских констант связи для хиггсовских частиц. Действительно, такая возможность в последнее время интенсивно обсуждается в связи с поиском симметрий для юкавских констант связи [145].

Вводя матрицу Кабиббо–Кобаяши–Маскавы $V_{ij} = [S_u^\dagger S_d]_{ij}$, можно рассматривать смешивание для верхних или для нижних типов кварков в заряженных токах. Будем считать нейтрино безмассовыми. Поэтому, используя

вырожденность нейтринных состояний, можно отфакторизоваться от матрицы смешивания $[S_{\nu}^{\dagger} S_e]_{ij}$ в лептонном секторе.

Взаимодействия типа (5.10):

$$\mathcal{L}_3 = (g'_1 \bar{H}_1 T^{mn} + g'_2 \bar{H}_2 U^{mn}) F_{mn} + (g_1 \bar{H}_1 \tau T^{mn} + g_2 \bar{H}_2 \tau U^{mn}) \mathbf{G}_{mn} + \text{h. c.}, \quad (5.17)$$

где $\bar{H} = H^T i\tau_2$ — транспонированные дублеты, а $F_{mn} = \partial_m B_n - \partial_n B_m$ и $\mathbf{G}_{mn} = \partial_m \mathbf{A}_n - \partial_n \mathbf{A}_m + g \mathbf{A}_m \times \mathbf{A}_n$ — тензоры напряженности калибровочных полей, при нарушении симметрии дают массы тензорным частицам и калибровочным полям. Чтобы после нарушения симметрии фотон оставался безмассовым, необходимо потребовать выполнения равенств $g'_1/g_1 = -g'_2/g_2 = \text{tg } \theta_W$, где θ_W — угол Вайнберга. Обратим внимание на то, что взаимодействия (5.17) приводят к смешиванию тензорных полей T_{mn} и U_{mn} .

Теперь мы имеем все необходимое, чтобы перейти к обсуждению феноменологических следствий. Еще раз отметим, что наша модель по сравнению со стандартной моделью электрослабых взаимодействий содержит дополнительный дублет хиггсовских частиц и два дублета материальных антисимметричных тензорных частиц. Их минимальные взаимодействия с калибровочными полями вводятся однозначно через ковариантные производные. Мы выписали также их основные взаимодействия с фермионами и неминимальное взаимодействие с калибровочными полями, которые при спонтанном нарушении симметрии должны приводить к физическому спектру масс. Основным критерием при этом было требование отсутствия нейтральных токов с изменением ароматов. Разумеется, существует еще много других взаимодействий, на которых мы не будем здесь останавливаться, так как нашей задачей в следующем разделе будет анализ низкоэнергетических процессов.

5.3. Эффективные тензорные взаимодействия. Взаимодействия антисимметричных тензорных полей с фермионами (5.15) порождают новые эффективные взаимодействия типа «ток \times ток» дополнительно к известным взаимодействиям, возникающим в результате обмена электрослабыми калибровочными бозонами. Эти взаимодействия также содержат заряженные и нейтральные токи. Чтобы избежать противоречия с экспериментальными данными, мы должны предположить относительную слабость этих взаимодействий по отношению к стандартным электрослабым взаимодействиям. Новые тензорные взаимодействия оказываются как бы экранированными. Заряженные слабые токи были открыты задолго до обнаружения нейтральных слабых токов, которые в случае взаимодействий заряженных частиц экранировались электромагнитными взаимодействиями. Поэтому первые экспериментальные подтверждения существования новых тензорных взаимодействий надо искать на фоне слабых взаимодействий заряженных токов.

В дальнейшем мы рассмотрим взаимодействия, обусловленные только заряженными антисимметричными тензорными полями T_{mn}^{\pm} и U_{mn}^{\pm} . Самая

общая структура пропагаторов для этих частиц после нарушения симметрии имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(q) &= \begin{pmatrix} \langle T(T-T^+) \rangle_0 & \langle T(T-U^+) \rangle_0 \\ \langle T(U-T^+) \rangle_0 & \langle T(U-U^+) \rangle_0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{4i}{\Delta_q} \begin{pmatrix} (q^2 - m^2)\mathbf{\Pi}^-(q) & \mu^2 \mathbf{1}^- \\ \mu^2 \mathbf{1}^+ & (q^2 - M^2)\mathbf{\Pi}^+(q) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5.18)$$

где $\Delta_q = (q^2 - m^2)(q^2 - M^2) - \mu^4$, а μ , m и M — произвольные массовые параметры, причем $M/m = \text{tg } \beta$, так как диагональные массовые члены для T_{mn} и U_{mn} обусловлены вакуумными средними v_1 и v_2 соответственно. Из вида взаимодействия (5.15) и тождества (5.4) следует, что поля T^+ и U^- являются самодуальными, а T^- и U^+ — самоантидуальными, поэтому пропагатор (5.18) содержит самодуальные и самоантидуальные $\mathbf{1}_{mnab}^\pm = 1/2 (\mathbf{1}_{mnab} \pm i/2 \epsilon_{mnab})$, $\mathbf{\Pi}_{mnab}^\pm = \mathbf{1}_{mnkl}^\pm \mathbf{\Pi}_{klab}$ операторы.

Основное отличие тензорных взаимодействий от стандартного варианта $V-A$ связано с изменением спиральности участвующих в процессе фермионов. Ввиду того что стандартные слабые взаимодействия сохраняют спиральность, распад псевдоскалярного π -мезона сильно подавлен [146]. Поэтому самое первое условие на параметры нового тензорного взаимодействия мы можем получить из экспериментальных ограничений, следующих из этих распадов [147]. Пренебрегая импульсом передачи $q^2 \ll \mu^2, m^2, M^2$, запишем эффективный лагранжиан для полуплептонных тензорных взаимодействий:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{t^2}{\Delta_0} \bar{u}_i \sigma^{ml} [m^2(1 + \gamma^5) + \mu^2(1 - \gamma^5)] V_{ij} d_j \frac{4q_m q^n}{q^2} (\bar{e}_R \sigma_{nl} \nu_L) + \text{h. c.} \quad (5.19)$$

Первый член в кварковом токе обусловлен обменом частицами T_{mn} , а второй член возникает из-за смешивания полей T_{mn} и U_{mn} . При получении окончательного вида взаимодействия (5.19) мы использовали полезные тождества

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma^{mn} \otimes \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma_{mn} &= \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma^{ml} \otimes \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma_{nl} \frac{4q_m q^n}{q^2}, \\ \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\sigma^{mn} \otimes \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\sigma_{mn} &= 0. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Само по себе тензорное взаимодействие (5.19) по кинематическим соображениям не дает вклада в полуплептонный двухчастичный распад π -мезона π_{e2} . Однако в [148] было показано, что за счет электромагнитных радиационных поправок к тензорному взаимодействию (5.19) псевдотензорный член $\bar{u}\sigma_{mn}\gamma^5 d$ приводит к генерации взаимодействия лептонного с псевдоскалярным кварковым током, к которому очень чувствителен распад пиона [149]. Отсюда следует сильное ограничение на константу тензорного взаимодействия

и практически исключается возможность его проявления в современном эксперименте. Это, естественно, закрывает возможность объяснения последних экспериментальных данных [25, 26] наличием нового тензорного взаимодействия. Наша модель [150] позволяет обойти эту трудность, если предположить равенство двух массовых параметров $\mu^2 = m^2$, возникших при спонтанном нарушении симметрии. Тогда псевдотензорный кварковый член $\bar{u}\sigma_{mn}\gamma^5 d$ исчезает из (5.19), а тензорный член $\bar{u}\sigma_{mn}d$ не дает вклада в распад псевдоскалярного пиона из-за сохранения четности в электромагнитных взаимодействиях.

Рассмотрим теперь массовую матрицу для антисимметричных тензорных полей:

$$\mathcal{M}^2 = \frac{M^2}{\text{tg}^2\beta} \begin{pmatrix} \text{tg}^2\beta \mathbf{\Pi}^+ & \mathbf{1}^+ \\ \mathbf{1}^- & \mathbf{\Pi}^- \end{pmatrix}, \quad (5.21)$$

которая параметризуется только двумя параметрами: размерным массовым параметром M и отношением вакуумных средних $\text{tg} \beta$ нейтральных компонент двух хиггсовских дублетов.

Переход к новым полям

$$\begin{aligned} T'_{mn} &= T_{mn} \cos \varphi + \Pi_{mnab} U^{ab} \sin \varphi, \\ U'_{mn} &= -\Pi_{mnab} T^{ab} \sin \varphi + U_{mn} \cos \varphi \end{aligned} \quad (5.22)$$

приводит к диагональной массовой матрице: $\mathcal{M}^2 = M^2 \text{diag} (\lambda_T \mathbf{\Pi}^+, \lambda_U \mathbf{\Pi}^-)$ с собственными значениями

$$\begin{aligned} \lambda_T &= \frac{1}{2} \frac{1 + \text{tg}^2\beta + \sqrt{(1 - \text{tg}^2\beta)^2 + 4}}{\text{tg}^2\beta}, \\ \lambda_U &= \frac{1}{2} \frac{1 + \text{tg}^2\beta - \sqrt{(1 - \text{tg}^2\beta)^2 + 4}}{\text{tg}^2\beta}, \end{aligned}$$

когда $\text{tg} \varphi = (1/2) \left[1 - \text{tg}^2\beta + \sqrt{(1 - \text{tg}^2\beta)^2 + 4} \right]$. Неотрицательность собственных значений матрицы квадратов масс приводит к условию: $0 \leq \text{ctg}^2\beta \leq 1$. Вид кривых для собственных значений λ_T и λ_U в этом интервале изменения параметра смешивания представлен на рис. 8.

Замечательным свойством этих кривых является наличие максимума для массы тензорного U'_{mn} -поля. Поэтому энергия взаимодействия спинорных частиц посредством обмена U'_{mn} -полями в статическом пределе имеет минимум при $\text{ctg}^2\beta_0 = 0,4$. Ввиду того, что взаимодействие «ток \times ток» всегда генерируется парой тензорных U_{mn} - и T_{mn} -частиц и масса T_{mn} -частиц монотонно растёт с увеличением параметра смешивания $\text{ctg}^2\beta$, минимум энергии

$$U \sim \frac{1}{\lambda_U} + \frac{1}{\lambda_T}$$

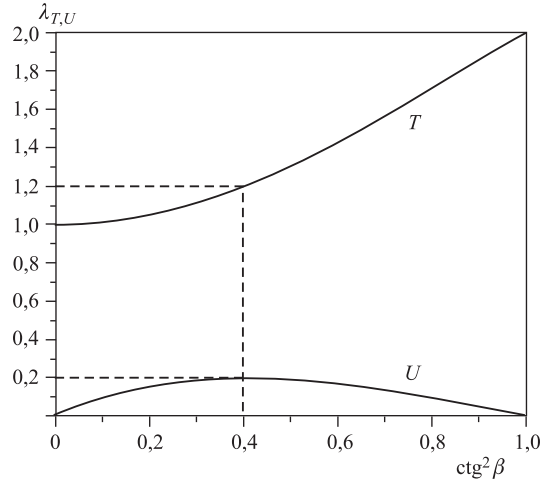


Рис. 8

достигается при немного большем значении параметра смешивания $\text{ctg}^2\beta = \sqrt{2} - 1 \approx 0,41$. Другими словами, мы совсем неожиданно фиксировали величину отношения вакуумных средних

$$\text{tg}\beta = \sqrt{1 + \sqrt{2}} \approx 1,55 \quad (5.23)$$

нейтральных компонент двух дублетов хиггсовских частиц.

Значение $\text{tg}\beta$ находится в прекрасном согласии с результатами анализа возможных значений параметров минимальной суперсимметричной модели с объединением констант связи и масс [151] при учете, что масса t -кварка лежит в интервале $m_t = (174 \pm 10_{-12}^{+13})$ ГэВ [152]. Такое большое значение массы t -кварка могло бы приводить к дополнительному вкладу в его ширину распада от тензорных частиц, если бы их масса была меньше массы t -кварка [153], и, соответственно, к большому сечению их рождения на адронном коллайдере тэватрон, чем предсказания стандартной модели. Интересно также заметить, что такое значение $\text{tg}\beta$ соответствует углу смешивания φ полей U_{mn} и T_{mn} : $\sin^2\varphi = (1 - 1/\sqrt{3})/2 \approx 0,211$, который удивительно близок углу Вайнберга θ_W . Находясь в рамках стандартной модели, нельзя понять такое совпадение численных значений углов смешивания в калибровочном и материальном секторах. Вероятно, этот факт найдет свое объяснение в объединенной суперсимметричной модели с материальными антисимметричными тензорными частицами.

Для феноменологических приложений в области низких энергий выпишем все эффективные взаимодействия лептонов и кварков, обусловленных обменом антисимметричными тензорными частицами. Например, в случае

распада мюона на электрон и (анти)нейтрино кроме обычного $V-A$ -взаимодействия необходимо учесть также тензорное взаимодействие:

$$\mathcal{L}_{\mu e} = -\sqrt{2}G_F f_T \bar{\nu}_{\mu L} \sigma_{ml} \mu_R \frac{4q^m q_n}{q^2} \bar{e}_R \sigma^{nl} \nu_{eL} + \text{h. c.}, \quad (5.24)$$

где q_m — 4-импульс передачи между мюонной и электронной парами, а положительная безразмерная константа

$$f_T = \frac{\sqrt{2}}{G_F} \frac{t^2}{(1 - \text{tg}^2 \beta) M^2} > 0 \quad (5.25)$$

определяет относительную силу новых тензорных взаимодействий по отношению к обычным слабым взаимодействиям. Дополнительное взаимодействие для полуплептонных распадов имеет вид

$$\mathcal{L}_{qe} = -\sqrt{2} G_F f_T \bar{u} \sigma_{ml} d^\theta \frac{4q^m q_n}{q^2} \bar{e}_R \sigma^{nl} \nu_L + \text{h. c.}, \quad (5.26)$$

где $d_i^\theta = V_{ij} d_j$ — смешанные состояния для нижних типов кварков. Более богатая структура тензорного взаимодействия возникает в чисто кварк-кварковом секторе:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ud} = -\sqrt{2} G_F f_T [& \bar{u}_L \sigma_{ml} d_R^\theta \cdot \bar{d}_R^\theta \sigma^{nl} u_L + \bar{u}_L \sigma_{ml} d_R^\theta \cdot \bar{d}_L^\theta \sigma^{nl} u_R + \\ & + \bar{u}_R \sigma_{ml} d_L^\theta \cdot \bar{d}_R^\theta \sigma^{nl} u_L + \text{tg}^2 \beta \bar{u}_R \sigma_{ml} d_L^\theta \cdot \bar{d}_L^\theta \sigma^{nl} u_R] \frac{4q^m q_n}{q^2}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

6. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

В данном разделе мы изучим основные низкоэнергетические следствия новых эффективных взаимодействий, полученных в предыдущем разделе. Здесь необходимо отметить, что поиск новых взаимодействий в низкоэнергетических процессах ведется с давних пор. Однако ввиду отсутствия конкретных указаний на вид таких взаимодействий предполагается наиболее общая их структура. Такой подход, с одной стороны, ведет к большому числу новых параметров, которые должны быть определены из экспериментальных данных. С другой стороны, невозможно написать самый общий вид новых взаимодействий, и здесь всегда имеется элемент каких-нибудь предположений, которые явно или неявно присутствуют при так называемом общем подходе. Например, в данном разделе будет рассмотрен конкретный вид новых эффективных тензорных взаимодействий, которые никогда раньше не использовались и не

проверялись экспериментально. Хотя, как было показано в предыдущих разделах, их вид однозначно следует из самых общих принципов симметрии Лоренца и квантовой теории поля. Киральная структура и относительная слабость новых взаимодействий затрудняет их обнаружение во многих современных экспериментах. Они, как показано в [154] и [155], избегают также космологических ограничений. Однако, используя киральные свойства новых взаимодействий, все же можно указать некоторые системы, где вклад известных взаимодействий существенно подавлен, а эффект новых взаимодействий максимален. Одной из таких систем является радиационный распад пиона, с которого мы и начнем следующий пункт.

6.1. Радиационный распад пиона. Все эффективные тензорные взаимодействия, полученные в предыдущем разделе, содержат лишь одну неизвестную константу взаимодействия f_T . Естественно попытаться фиксировать или наложить ограничение на ее значение из современных экспериментов. Наиболее чувствительным в этом отношении является слабый распад пиона на легкую лептонную пару, который сильно подавлен из-за закона сохранения момента количества движения. Например, если бы оба лептона были бы безмассовыми, пион никогда бы не смог распасться.

Действительно, матричный элемент распада пиона пропорционален массе лептона m_ℓ [156]. Поэтому амплитуда этого процесса обращается в нуль при $m_\ell \rightarrow 0$. Это свойство связано с тем, как мы только что отметили, что слабое взаимодействие сохраняет спиральность, а распад мезона с нулевым спином на левое нейтрино и правый антилептон, летящие в противоположные стороны, запрещен сохранением углового момента. С другой стороны, вклад псевдоскалярного кваркового тока, который имеет другую киральную структуру нежели стандартное слабое $V-A$ -взаимодействие, в распад пиона на электрон и антинейтрино

$$i\langle 0|\bar{u}\gamma^5 d|\pi\rangle = \frac{m_\pi^2}{(m_d + m_u)m_e} m_e F_\pi \simeq 3,8 \cdot 10^3 m_e F_\pi \quad (6.1)$$

многократно усилен по сравнению со стандартной моделью. Это накладывает строгие ограничения на существование псевдоскалярных частиц [149], таких как заряженные хиггсовские бозоны*.

Здесь следовало бы также ожидать, что тензорные взаимодействия, имея тоже другую по сравнению со стандартным слабым $V-A$ -взаимодействием киральную структуру, будут давать основной вклад в слабый распад пиона. Однако матричный элемент тензорного кваркового тока $\langle 0|\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d|\pi(p)\rangle$ равен нулю ввиду того, что невозможно построить антисимметричный тензор

*Здесь интересно отметить, что скалярные частицы не дают вклада в распад псевдоскалярного мезона по кинематическим соображениям, и поэтому избегают каких-либо экспериментальных ограничений.

второго ранга, используя лишь один вектор — импульс пиона p . Поэтому новые тензорные взаимодействия в противоположность псевдоскалярным избегают экспериментальных ограничений из двухчастичного распада пиона, который прекрасно описывается стандартной моделью. Однако сюрприз все же был обнаружен, но только в трехчастичном радиационном распаде пиона $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ [25].

Надо отметить, что радиационный распад пиона на электрон и антинейтрино — очень редкий распад. Даже уже двухчастичный распад пиона на электрон и антинейтрино, как мы отмечали, имеет относительную вероятность 10^{-4} из-за кирального подавления. Относительная же вероятность радиационного распада пиона на электрон и антинейтрино всего лишь 10^{-7} из-за дополнительной малости константы постоянной тонкой структуры электромагнитного взаимодействия. Атака на эти распады началась уже более 50 лет тому назад. Сначала Локанатан и Штайнбергер [157] в 1955 г. поставили ограничение на электронную моду распада пиона на уровне 10^{-3*} . Потом эксперимент [160] вплотную подошел к обнаружению радиационного распада мюона, поставив верхнее ограничение на его относительную вероятность на уровне 10^{-5} .

Впервые радиационный распад пиона на электрон и антинейтрино был обнаружен в ЦЕРН в 1963 г. [161]. В узкой кинематической области по энергиям электрона и γ -кванта было зарегистрировано 143 события, которые были интерпретированы как излучение фотонов благодаря составной природе пиона. Дальнейшее изучение этого процесса было продолжено в работах [162–165]. Здесь надо отметить, что опять исследования проводились в узкой кинематической области, включающей лишь процессы структурно-зависимого излучения, которые благодаря наличию дополнительной третьей частицы — фотона — уже не являются кирально подавленными. Единственным параметром, который подлежал определению, было отношение $\gamma = F_A/F_V$ аксиального к векторному формфактору, которое модельно-зависимо, и теоретические предсказания того времени давали различные значения даже по знаку [166, 167].

В 1990 г. группа Болотова, используя установку ИСТРА [168] на ускорительном комплексе Института физики высоких энергий в Протвино, исследовала распады отрицательно заряженных пионов $\pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}\gamma$ на лету. Геометрия установки позволяла исследовать этот процесс в широкой кинематической области, что не было изучено ранее. Такой анализ привел к выводам, что эти результаты [25] невозможно было интерпретировать, оста-

*Заметим, что этот результат был получен еще до предсказания нарушения четности [158] и выбора $V-A$ -варианта слабого взаимодействия [99, 159], хотя его результаты однозначно указывали на $V-A$ -киральную структуру.

ваясь в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий [169] и ее суперсимметричных расширений [170]. Более того, как следует из нашего предыдущего анализа, псевдоскалярный кварковый ток не мог бы быть причиной этой аномалии, так как он также давал бы существенный вклад в двухчастичный распад пиона. *Скалярный* же кварковый ток, который не дает вклада в двухчастичный распад *псевдоскалярного* пиона, по тем же соображениям четности не дает вклада и в радиационный распад пиона.

Единственной возможностью объяснения этой аномалии остается наличие примеси новых тензорных токов, которые, как мы покажем ниже, и приводят к самосогласованному объяснению. Кроме того, такое объяснение подкрепляется еще и тем фактом, что отклонение от стандартной модели наблюдается только в определенной кинематической области высоких энергий γ -квантов $E_\gamma > 50$ МэВ и низких энергий электронов $E_e < 50$ МэВ. Зарегистрированный в этой области дефицит событий мог произойти только в результате деструктивной интерференции между стандартными и новыми взаимодействиями.

Хорошо известно [146], что доминирующий вклад в радиационный распад пиона дает процесс тормозного излучения около границы $E_\gamma + E_e \simeq m_\pi/2$ кинематически допустимой области, которая включает в себя область высоких энергий γ -квантов и низких энергий электронов, где и был зарегистрирован дефицит событий. Мы предположим, что новые взаимодействия деструктивно интерферируют именно с этим процессом, приводя к дефициту событий. Следовательно, новые взаимодействия должны иметь ту же киральную структуру, что и тормозное излучение, которая отлична от $V-A$ -варианта. Поэтому новые взаимодействия не интерферируют со стандартными слабыми взаимодействиями в случае исчезающе малых масс лептонов и кварков первого поколения. Это также является одной из причин, почему такого типа взаимодействия трудно зарегистрировать и почему они не были обнаружены раньше.

Примерно в то же самое время был анонсирован другой аномальный результат [171], который в какой-то мере подтверждал старый результат о наличии ненулевого тензорного и скалярного формфакторов в полулептонных распадах заряженных каонов [172]. Это послужило автору данного обзора поводом для написания первой работы [150] по расширению стандартной модели антисимметричными тензорными полями и их феноменологического приложения в трехчастичных распадах пионов и каонов. В правильной в целом работе автор пытался примирить численные значения формфакторов из радиационного распада пиона с неправильным аномально большим значением формфактора из полулептонных распадов каонов. Если такое значение формфактора действительно имело бы место, то оно бы могло объяснить [173] и аномальный результат коллаборации H1 [174], который, как известно в настоящее время, оказался просто статистической флуктуацией.

Величина тензорного формфактора, который в стандартной модели пренебрежимо мал, достигала 20–30 % от основного векторного формфактора стандартной модели. Такого большого значения формфактора не могло быть получено, если эффективная константа связи тензорного взаимодействия порядка 1 %. Так как в полуплептонных распадах каонов киральное подавление отсутствует, величина нового формфактора должна была быть порядка силы нового взаимодействия, т. е. порядка нескольких процентов. Однако использование модельно-зависимых расчетов эффектов сильного взаимодействия на оценку тензорного формфактора и большие экспериментальные ошибки позволили сделать вывод о том, что оба значения не противоречат друг другу. С точки зрения состояния современной экспериментальной физики благодаря новым измерениям [175] в распадах каонов возможность анонсированного аномально большого значения тензорного формфактора закрыта. Однако его небольшое значение порядка нескольких процентов все еще допустимо.

Чтобы объяснить аномалию в радиационном распаде пиона, в [140] было предложено новое кварк-лептонное взаимодействие

$$\mathcal{L}_T^{\text{loc}} = -\sqrt{2}f_T G \bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d \bar{e}\sigma_{\alpha\beta}\nu_L + \text{h. c.} \quad (6.2)$$

с эффективной константой связи

$$f_T \simeq 10^{-2}, \quad (6.3)$$

где $G = G_F V_{ud}$. Безразмерная константа связи f_T определяет силу нового тензорного взаимодействия по отношению к обычным слабым взаимодействиям, определяемым размерной константой Ферми G_F . Хотя данное взаимодействие, введенное руками, объясняло аномалию в радиационном распаде пиона, в работе [148] было замечено, что необходимая величина константы взаимодействия f_T (6.3) противоречит двухчастичному распаду пиона $\pi \rightarrow e\nu$. Это происходит в результате электромагнитных поправок к псевдотензорному кварковому току $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}\gamma^5 d$, ведущих к генерации псевдоскалярного кваркового тока $\bar{u}\gamma^5 d$, к которому двухчастичный распад пиона очень чувствителен.

Присутствия псевдотензорного кваркового тока $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}\gamma^5 d$ невозможно избежать для локальных четырехфермионных взаимодействий без производных, даже если мы стартуем с сохраняющего четность кваркового тока $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d$, как в уравнении (6.2). Из-за тождества (5.20) $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d_R \bar{e}\sigma_{\alpha\beta}\nu_L \equiv 0$ лагранжиан (6.2) эффективно переписывается в виде

$$\mathcal{L}_T^{\text{loc}} = -\sqrt{2}f_T G \bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d_L \bar{e}\sigma_{\alpha\beta}\nu_L + \text{h. c.}, \quad (6.4)$$

где киральная структура тензорных взаимодействий проявляет себя в киральной структуре кваркового тока.

Решение этой проблемы было найдено в [150] через введение нелокального тензорного взаимодействия, явно зависящего от импульса передачи Q_α между кварковой и лептонной парами (5.26):

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_T &= -\sqrt{2}f_T G \bar{u}\sigma_{\lambda\beta}d_L \bar{e}\sigma_{\lambda\beta}\nu_L - \sqrt{2}f'_T G \bar{u}\sigma_{\lambda\alpha}d_R \frac{4Q_\alpha Q_\beta}{Q^2} \bar{e}\sigma_{\lambda\beta}\nu_L + \text{h. c.} = \\ &= -\sqrt{2}f'_T G \bar{u}\sigma_{\lambda\alpha}d \frac{4Q_\alpha Q_\beta}{Q^2} \bar{e}\sigma_{\lambda\beta}\nu_L + \text{h. c.}, \quad (6.5)\end{aligned}$$

где $f'_T = f_T$ — одинаковые положительные безразмерные константы связи (5.25). В этом случае второй член в первой строчке уравнения (6.5) уже не равняется тождественно нулю, несмотря на различные киральные структуры в кварковом и лептонном токах. И благодаря тождеству (5.20)

$$\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d_L \bar{e}\sigma_{\alpha\beta}\nu_L \equiv \bar{u}\sigma_{\lambda\alpha}d_L \frac{4Q_\alpha Q_\beta}{Q^2} \bar{e}\sigma_{\lambda\beta}\nu_L \quad (6.6)$$

он может компенсировать противоположную киральную структуру в кварковом токе первого члена. В результате этого псевдотензорный кварковый ток $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}\gamma^5 d$ в уравнении (6.5) сокращается, а тензорный кварковый ток $\bar{u}\sigma_{\alpha\beta}d$ не дает вклада в распад псевдоскалярного пиона благодаря сохранению четности в электромагнитных взаимодействиях.

Два различных члена в эффективном лагранжиане (6.5) возникают от обмена новыми бозонами со спином единица $T_{\alpha\beta}^\pm, U_{\alpha\beta}^\pm$ и с противоположными киральными зарядами, которые были введены, чтобы избежать появления киральных аномалий. Особенная лоренцевская структура новых тензорных взаимодействий отражает лоренцевскую структуру пропагаторов киральных бозонов (5.18). Такая структура может быть естественно получена, например, из однопетлевых радиационных поправок к собственной энергетической части тензорных полей с использованием юкавских взаимодействий (5.15). Это следует из факта, что в случае безразмерных констант связи теория формально перенормируема, и радиационные поправки должны воспроизводить лоренцевскую структуру кинетических членов [176] в затравочном лагранжиане тензорных полей.

В общем случае константы взаимодействия f_T и f'_T могут быть различны, однако мы предполагаем их равенство, чтобы избежать экспериментального ограничения из двухчастичного распада пиона. Их равенство может быть также обусловлено какой-либо симметрией. В дальнейшем мы сохраним различные обозначения для этих констант, чтобы сравнить потом эффекты от двух различных лагранжианов (6.2) и (6.5).

Наиболее общий вид матричного элемента для радиационного распада пиона $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}\gamma$

$$M = M_{IB} + M_{SD} + M_T + M'_T \quad (6.7)$$

помимо матричных элементов тормозного

$$M_{IB} = i \frac{eG}{\sqrt{2}} F_\pi m_e \varepsilon_\alpha \bar{e} \left[\frac{2p_\alpha}{pq} - \frac{2k_\alpha - i\sigma_{\alpha\beta} q_\beta}{kq} \right] \nu_L \quad (6.8)$$

и структурно-зависимого

$$M_{SD} = i \frac{\sqrt{2}eG}{m_\pi} \varepsilon_\alpha \{ F_A [(pq)g_{\alpha\beta} - p_\alpha q_\beta] + iF_V \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} p_\rho q_\sigma \} \bar{e} \gamma_\beta \nu_L \quad (6.9)$$

излучения стандартной модели включает также новые вклады тензорных взаимодействий

$$M_T = -\sqrt{2}eGF_T \varepsilon_\alpha q_\beta \bar{e} \sigma_{\alpha\beta} \nu_L \quad (6.10)$$

и

$$M'_T = -\sqrt{2}eGF'_T (q_\alpha \varepsilon_\lambda - q_\lambda \varepsilon_\alpha) \frac{Q_\lambda Q_\beta}{Q^2} \bar{e} \sigma_{\alpha\beta} \nu_L. \quad (6.11)$$

Здесь ε_α — вектор поляризации фотона, а p , k и q — четырехимпульсы пиона, электрона и фотона соответственно.

Первый член в уравнении (6.7) M_{IB} описывает калибровочно-инвариантный процесс электромагнитного излучения фотона внешней заряженной частицей и свободен от эффектов сильных взаимодействий. Он описывается только одним хорошо известным феноменологическим параметром сильных взаимодействий: константой распада пиона $F_\pi = (130,7 \pm 0,4)$ МэВ.

Второй член M_{SD} соответствует излучению фотона адронными промежуточными состояниями, которые полностью описываются физикой сильных взаимодействий. Этот процесс параметризуется двумя формфакторами F_V и F_A матричных элементов $\pi - \gamma$ -перехода для векторного

$$\langle \gamma(q) | \bar{u} \gamma_\alpha d | \pi^-(p) \rangle = -\frac{e}{m_\pi} \varepsilon_\beta F_V \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} p_\rho q_\sigma \quad (6.12)$$

и аксиально-векторного

$$\langle \gamma(q) | \bar{u} \gamma_\alpha \gamma^5 d | \pi^-(p) \rangle = i \frac{e}{m_\pi} \varepsilon_\beta F_A [(pq)g_{\alpha\beta} - q_\alpha p_\beta] + ie \varepsilon_\alpha F_\pi \quad (6.13)$$

кварковых токов.

По гипотезе сохранения векторного тока (CVC) и изотопической инвариантности векторный формфактор F_V напрямую связан с амплитудой процесса $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [177] и может быть оценен из экспериментальной ширины этого распада

$$F_V = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{2\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{\pi m_{\pi^0}}} = 0,0262 \pm 0,0009. \quad (6.14)$$

Эта величина находится в прекрасном согласии с расчетами в релятивистской кварковой модели [96, 178] и с ведущим порядком киральной теории возмущений (СНРТ) [179]:

$$F_V = \frac{1}{4\pi^2} \frac{m_\pi}{F_\pi} \approx 0,0270. \quad (6.15)$$

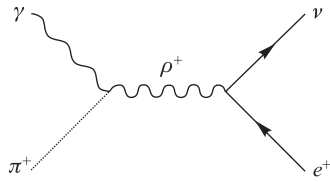


Рис. 9

Аналогичный результат можно получить, используя гипотезу векторной доминантности с промежуточным состоянием ρ -мезона (рис. 9):

$$F_V(Q^2) = \frac{f_\rho m_\rho f_{\rho\pi\gamma} m_\pi}{m_\rho^2 - Q^2} = \frac{F_V(0)}{1 - aQ^2/m_\pi^2}, \quad (6.16)$$

где константы связи $f_\rho = (208 \pm 10)$ МэВ и $f_{\rho\pi\gamma} = (0,73 \pm 0,04)$ ГэВ⁻¹ определяются из двухпионной относительной ширины распада τ -лептона и радиационного распада $\rho \rightarrow \pi\gamma$ $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi\gamma) = (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ соответственно [94]. В этом случае имеем $F_V \equiv F_V(0) = 0,0275 \pm 0,0020$, что опять находится в согласии с вышеполученными результатами (6.14) и (6.15). Кроме полученного значения формфактора при нулевых передачах данный подход дает возможность получить его зависимость от небольших Q^2 , а именно, параметр наклона $a = m_\pi^2/m_\rho^2 \simeq 0,031$, который также находится в согласии с экспериментальными данными по измерению электромагнитного формфактора нейтрального пиона $a^{\text{exp}} = 0,0326 \pm 0,0026 \pm 0,0026$ [180].

Величина аксиального формфактора сильно зависит от модели, и ее определение является предметом экспериментального измерения. Отношение аксиального к векторному формфактору $\gamma = F_A/F_V$ измерялось в предыдущих экспериментах [161, 163–165, 181] в кинематической области, где вклад новых тензорных взаимодействий несуществен. Средняя величина $\gamma = 0,448 \pm 0,062$ при фиксированном значении векторного формфактора $F_V = 0,0259 \pm 0,0005$ [94] также в согласии с вычислениями в киральной теории возмущений [182].

Матричные элементы M_T и M'_T возникают в результате новых взаимодействий (6.5) между тензорными токами кварков и лептонов. Матричный элемент для кваркового тензорного тока

$$\langle \gamma(q) | \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} \gamma^5 d | \pi^-(p) \rangle = -\frac{e}{2} F_T^0 (q_\alpha \varepsilon_\beta - q_\beta \varepsilon_\alpha) \quad (6.17)$$

может быть вычислен [170] с применением техники правил сумм КХД и гипотезы частичного сохранения аксиального тока (PCAC). Таким образом,

$$F_T^0 = \frac{2}{3} \frac{\chi \langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle}{F_\pi} \approx 0,4 \quad (6.18)$$

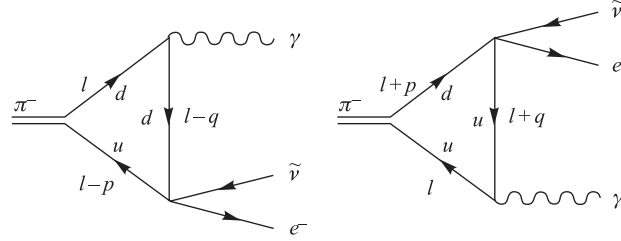


Рис. 10

выражается через магнитную восприимчивость [131, 183] $\chi = -(5,7 \pm 0,6) \text{ ГэВ}^{-2}$ кваркового конденсата и его вакуумного ожидания $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \approx -(0,24 \text{ ГэВ})^3$. Тогда тензорные формфакторы в уравнениях (6.10) и (6.11) можно выразить как $F_T = -(f_T + f'_T)F_T^0$ и $F'_T = -2f'_T F_T^0$.

Здесь следует отметить, что вычисление этих матричных элементов в рамках релятивистской кварковой модели (рис. 10) приводит к соотношению $F_T^0 = (e_d + e_u)F_\pi/m \approx 0,13$, где $m \approx 340 \text{ МэВ}$ — конститuentная масса легкого кварка. Данное значение F_T^0 почти в три раза отличается от величины, полученной в рамках правил сумм КХД и гипотезы частичного сохранения аксиального тока (6.18). К сожалению, мы не можем оценить точность вычислений релятивистской кварковой модели, однако точность предыдущих вычислений совпадает с точностью обычной гипотезы PCAC, и они являются более надежными. Поэтому в дальнейшем будем использовать значение (6.18) для оценки формфактора $\pi - \gamma$ -перехода через тензорный кварковый ток.

В общем случае все формфакторы зависят от квадрата переданного импульса лептонной паре $Q^2 = (p - q)^2$. Однако эта зависимость очень слабая (см., например, (6.16)), и, следовательно, мы можем рассматривать их как константы.

Дифференциальная ширина радиационного распада пиона

$$\frac{d^2 \Gamma_{\pi \rightarrow \ell \nu \gamma}}{dx dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\Gamma_{\pi \rightarrow \ell \nu}}{(1 - r_\ell)^2} \rho(x, y) \quad (6.19)$$

может быть выражена через ширину двухчастичного распада пиона на лептонную пару $\Gamma_{\pi \rightarrow \ell \nu}$, где мы ввели кинематические переменные $x = 2pq/m_\pi^2$, $y = 2pk/m_\pi^2$ и отношение $r_\ell = (m_\ell/m_\pi)^2$. Плотность распределения диаграммы Далитца определяется как

$$\begin{aligned} \rho(x, y) = & \rho_{IB}(x, y) + \rho_{SD}(x, y) + \rho_{IBSD}(x, y) + \\ & + \rho_T(x, y) + \rho_{SDT}(x, y) + \rho_{IBT}(x, y), \quad (6.20) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \rho_{IB} &= IB(x, y), \\
 \rho_{SD} &= a^2 [(1 + \gamma)^2 SD^+(x, y) + (1 - \gamma)^2 SD^-(x, y)], \\
 \rho_{IBSD} &= 2a\sqrt{r_\ell} [(1 + \gamma)G^+(x, y) + (1 - \gamma)G^-(x, y)], \\
 \rho_T &= a^2 T(x, y), \\
 \rho_{SDT} &= 2a^2\sqrt{r_\ell} [(1 + \gamma)J^+(x, y) + (1 - \gamma)J^-(x, y)], \\
 \rho_{IBT} &= 2a I(x, y).
 \end{aligned} \tag{6.21}$$

Явный вид функций $IB(x, y)$, $SD^\pm(x, y)$, $G^\pm(x, y)$, $T(x, y)$, $J^\pm(x, y)$ и $I(x, y)$ дается аналитическими выражениями

$$\begin{aligned}
 IB(x, y) &= \frac{y_1(1 - r_\ell)}{x^2(x - y_1)} \left[\frac{x^2}{1 - r_\ell} + 2(1 - x) - \frac{2r_\ell x}{x - y_1} \right], \\
 SD^+(x, y) &= (x - y_1) [(x - y_1)(1 - x) - r_\ell x], \\
 SD^-(x, y) &= y_1 [y_1(1 - x) + r_\ell x], \\
 G^+(x, y) &= \frac{y_1}{x(x - y_1)} [(x - y_1)(1 - x) - r_\ell x], \\
 G^-(x, y) &= \frac{y_1}{x(x - y_1)} [y_1(1 - x) - (1 - r_\ell)x], \\
 T(x, y) &= 2 [(\gamma_T - \gamma'_T)^2 + \gamma_T^2] y_1(x - y_1) + \gamma_T'^2 \frac{r_\ell x}{1 - x} \left[x - 2y_1 - \frac{r_\ell x}{1 - x} \right], \\
 J^+(x, y) &= -\gamma'_T x \left[x - y_1 - \frac{r_\ell x}{1 - x} \right], \\
 J^-(x, y) &= (\gamma'_T - 2\gamma_T) x y_1, \\
 I(x, y) &= \gamma'_T y_1 + 2(\gamma_T - \gamma'_T) y_1 \left[\frac{1}{x} - \frac{r_\ell}{x - y_1} \right],
 \end{aligned} \tag{6.22}$$

где $y_1 = 1 - y + r_\ell$, $\gamma_T = F_T/F_V$ и $\gamma'_T = F'_T/F_V$.

Константа

$$a_\ell = \frac{m_\pi^2}{2f_\pi m_\ell} F_V = \frac{m_\pi^3}{8\pi^2 f_\pi^2 m_\ell} \tag{6.23}$$

определяет силу вклада тормозного излучения по отношению ко всем другим вкладам и является очень важной для анализа чувствительности различных распадов к наличию примеси тензорных взаимодействий. В радиационном распаде пиона на позитрон/электрон и нейтрино/антинейтрино $\pi_e 2\gamma$ константа $a_e^\pi \approx 4$ и плотности ρ_{IB} и ρ_{SD} дают примерно тот же самый вклад в ширину распада. Плотности ρ_{IBSD} и ρ_{SDT} пренебрежимо малы по киральным соображениям из-за малости отношения $r_e \approx 1,34 \cdot 10^{-5}$. Только интерференционный член ρ_{IBT} и прямой вклад тензорного взаимодействия

ρ_T не подавлены кирально и могут приводить к существенному искажению энергетического распределения радиационного распада пиона. Однако вклад прямого тензорного взаимодействия ρ_T подавлен квадратично малой константой нового взаимодействия, и реально только интерференционный член ρ_{IBT} приводит к отрицательному вкладу в ширину радиационного распада пиона. Именно такой эффект деструктивной интерференции наблюдался в эксперименте [25].

Радиационный распад пиона на более тяжелый лептон — мюон — имеет очень маленькое, примерно в двести раз меньшее, значение $a_\mu^\pi \approx 0,02$, и основной вклад определяется тормозным излучением, а все другие эффекты, связанные со структурно-зависимым излучением, подавлены этим малым параметром. В распаде каона $K \rightarrow e\nu\gamma$ константа $a_e^K \approx 120$ в тридцать раз больше, чем соответствующая величина a_e^π для распада пиона. Это ведет к значительному уменьшению относительного вклада ρ_{IB} и, соответственно, интерференционного члена ρ_{IBT} . В случае радиационного распада каона на мюон $K \rightarrow \mu\nu\gamma$ константа $a_\mu^K \approx 0,5$ и ведущий вклад идет в основном, как и в случае радиационного распада пиона на мюон, от тормозного излучения ρ_{IB} . В этом распаде интерференционный вклад ρ_{IBSD} существен из-за большой массы мюона $r_\mu \approx 0,57$, а ρ_{IBT} подавлен маленькой константой a_μ^K .

Поэтому мы можем сделать следующее заключение: радиационный распад пиона $\pi_{e2\gamma}$ является идеальным процессом, где тензорные взаимодействия проявляют себя в полную силу. В то время как в радиационном распаде каона $K_{\ell 2\gamma}$ эффект тензорных взаимодействий подавлен [184]. Кроме того, в радиационный распад каона сильный фон дает полулептонный распад $K_{\ell 3}$. Поэтому, чтобы избежать доминирующего вклада последнего процесса, выбирается узкая область кинематических переменных $y \approx 1 + r_\ell$. Однако в этой кинематической области вклад тензорных взаимодействий в радиационный распад каона пренебрежим и реально эксперимент чувствителен только к SD^+ -члену. В случае $K_{\mu 2\gamma}$ -распада вклады от нескольких членов SD^+ , J^+ и T соизмеримы по величине и к тому же имеют почти то же самое распределение по переменной x при $y \simeq 1 + y_\mu$, и поэтому их нельзя различить.

Здесь есть еще одна причина, по которой невозможно сделать однозначное заключение на предмет присутствия тензорных токов при анализе радиационного распада каона. В результате большого энерговыделения резонансы с обменом странности [185] могут дать существенные вклады в векторный и аксиальный формфакторы, однако эти вклады на сегодняшний день известны лишь приблизительно [186]. Поэтому, чтобы идентифицировать эффект тензорных взаимодействий, необходимо в первую очередь надежно установить вклад эффектов высшего порядка в киральной теории возмущений. А это непростая задача сделать оценки с необходимой точностью. Хотя, конечно, теоретические работы, связанные с поиском тензорных взаимодействий в распадах каонов, существуют [187].

Базируясь на предыдущем рассмотрении, мы обсудим сейчас новые экспериментальные данные коллаборации RIBETA, где аналогичный дефицит событий был анонсирован [26]. Замечательно то, что аномалия была зарегистрирована в эксперименте с совершенно другой систематикой, нежели на установке ИСТРА, но в той же самой кинематической области для распада положительных пионов в покое $\pi^+ \rightarrow e^+\nu\gamma$. Кроме того, в эксперименте RIBETA дополнительно измерялись одновременно абсолютные ширины распадов $\pi \rightarrow e\nu$, $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+\nu$, $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, а также дифференциальное распределение распада $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$, которые оказались в прекрасном согласии с предсказаниями стандартной модели с точностью лучше 1% [188].

Чтобы исследовать наиболее интересную часть радиационного распада пиона, связанную с физикой сильных взаимодействий, а именно, структурно-зависимый формфактор SD , и определить γ , все предыдущие эксперименты [161, 163–165] были выполнены в узкой кинематической области, совпадающей с областью A эксперимента RIBETA (рис. 11, a) и являющейся пересечением областей B и C .

На первом рисунке (рис. 11, a) показаны изолинии предсказаний стандартной модели ($F_T = F'_T = 0$). Тормозное излучение (IB) доминирует вблизи границы $x + y \simeq 1$ кинематически разрешенной области, а структурное излучение SD^+ достигает своего максимума около точки $(2/3, 1)$, в то время как их интерференция и вклад структурного излучения SD^- пренебрежимо малы.

Впервые почти целая кинематически разрешенная область (рис. 11, a) была исследована на установке ИСТРА [168]. Там был обнаружен большой дефицит событий $(33 \pm 10)\%$ по сравнению с предсказанием стандартной модели. Даже на скромной статистике порядка 100 событий возможно было идентифицировать область, в которой оказывался этот дефицит. Эта область соответствует нижней части области B эксперимента RIBETA, где только ожидается вклад тормозного излучения (IB) и малый вклад структурного излучения SD^- .

Введение тензорного матричного элемента M_T (6.10) с $F_T \simeq -0,01$ [140, 141] объясняет дефицит событий именно в этой области и ведет к существенно лучшему χ^2 -фиту. Однако такая большая величина тензорного формфактора вступает в противоречие [148] с современными экспериментальными данными. Более того, чтобы объяснить $(19,1 \pm 2,5)\%$ -й дефицит событий в области B эксперимента RIBETA, использовался точно такой же матричный элемент (6.10), что привело к на порядок меньшему значению тензорного формфактора $F_T = -0,0016(3)$ [189]. Эти два различных значения указывают на неадекватное описание новых взаимодействий только одним тензорным матричным элементом (6.10).

Чтобы исследовать проблему глубже, давайте сравним относительную силу тензорных вкладов по отношению к вкладу стандартной модели для

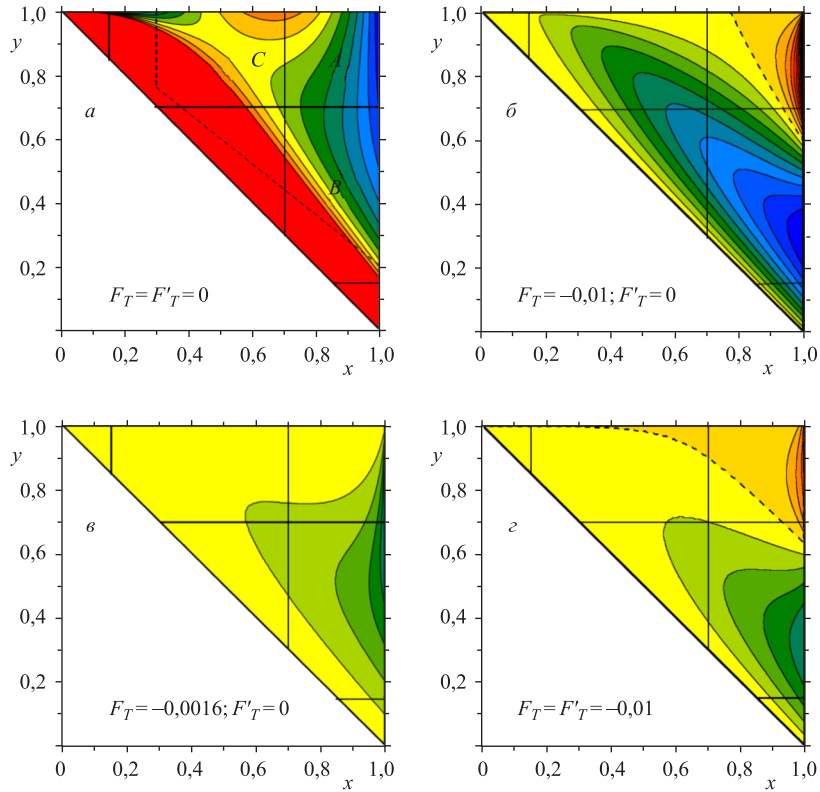


Рис. 11. *a*) Далитц-диаграмма распределений в стандартной модели (область ИСТРА отмечена пунктирной линией); *b*–*d*) изолинии с 10%-м шагом, соответствующие относительной силе тензорного вклада, для различных значений F_T и F'_T (штриховая линия отвечает нулевому вкладу)

двух различных значений тензорного формфактора F_T (рис. 11, *b* и *c*). Главная разница между этими двумя диаграммами следующая. При больших значениях формфактора $|F_T|$ присутствуют как отрицательные, так и положительные вклады в зависимости от кинематической области, в то время как для $|F_T| \lesssim 2f_\pi m_e/m_\pi^2 \approx 0,0069$ тензорный матричный элемент ведет только к отрицательному вкладу в целой кинематически разрешенной области.

Как можно видеть из рис. 11, *b*, тензорный матричный элемент с большим значением формфактора $|F_T|$, кроме области *B*, приводит также к значительным вкладам в областях *A* и *C*. Последнее находится в противоречии с результатами эксперимента РИВЕТА. Меньшее абсолютное значение формфактора F_T позволяет избежать этой проблемы, однако приводит к скрытой трудности в определении отношения γ .

В самом деле, RIBETA дает два различных значения для отношения аксиального к векторному формфакторам $\gamma = 0,443 \pm 0,015$ и $\gamma = 0,480 \pm 0,016$. Первое значение соответствует фиту с использованием плотности распределения стандартной модели с одним свободным параметром [26] по всем данным, полученным в эксперименте по радиационному распаду пиона, в то время как второе значение получено из анализа данных лишь в кинематической области A . Однако неприемлемое противоречие относительной ширины радиационного распада пиона в кинематической области B с предсказанием стандартной модели требует введения новых тензорных членов для правильного определения отношения γ . Так, в результате поправок на деструктивную интерференцию необходимо увеличить относительную экспериментальную вероятность распада в области A . Это приводит к увеличению значения γ , как можно заключить из верхнего рис. 4 работы [26]. Однако, если мы доверяем расчетам в киральной теории возмущений [182], то отношение γ должно, наоборот, уменьшиться. Другими словами, фит, сделанный без учета тензорного вклада с $F'_T = 0$, неприемлем.

Так, случай $F_T = F'_T \simeq -0,01$ позволяет одновременно описать аномалии, обнаруженные в экспериментах ИСТРА и RIBETA, без противоречия с экспериментальными данными. Соответствующий тензорный вклад имеет почти незаметный наклон в области нулевых значений, где он меняет свой знак (рис. 11, ε), и не приводит к изменению предсказаний стандартной модели для кинематических областей A и C в соответствии с результатами эксперимента RIBETA. Более того, в противоположность фиту RIBETA в области A главное то, что положительный вклад тензорных членов в этой кинематической области приводит к правильной коррекции отношения γ , соответствующей его меньшему значению. В то время как тензорный вклад в кинематической области B может приводить к 40% дефицита событий при максимальных значениях энергий фотона.

Ненулевые значения формфакторов F_T и F'_T указывают на существование кварк-лептонных тензорных взаимодействий (6.5) с эффективными константами связи

$$f_T = f'_T \simeq 0,013. \quad (6.24)$$

Хотя такой тип взаимодействий может быть сгенерирован радиационными поправками, они не могут превышать значений $10^{-9}-10^{-8}$ в стандартной модели [169] и $10^{-4}-10^{-3}$ в ее суперсимметричных расширениях [170]. Здесь следует также отметить, что специфическая форма тензорных взаимодействий (6.5) не может быть получена в результате преобразований Фирца из лепто-кваркового обмена [190]. Поэтому единственным натуральным источником происхождения тензорных взаимодействий (6.5) является обмен новыми киральными бозонами [150], аномально взаимодействующими с материей.

Учет нового тензорного кварк-кваркового взаимодействия (5.27) в чисто нелептонных процессах затрудняется присутствием непертурбативных квантовых хромодинамических эффектов. Однако успех стандартной модели в объяснении разности масс $K_L - K_S$ [191] является вызовом любому ее расширению. Хотя неопределенность в теоретических оценках разности масс $K_L - K_S$ довольно большая (до 50 %) [192], эта разность остается основным источником получения ограничений на параметры новых взаимодействий. В [193] было показано, что вклад в разность масс $K_L - K_S$ от нового тензорного взаимодействия (5.27) с константой f_T (6.24) и параметром $\tan \beta$ (5.23) имеет правильный знак и составляет половину ее экспериментальной величины. Интересным, на наш взгляд, и пока не исследованным вопросом остается анализ правила $\Delta T = 1/2$ в свете новых тензорных кварк-кварковых взаимодействий (5.27).

6.2. Бета-распад нейтрона. Естественно, что новое тензорное кварк-лептонное взаимодействие (6.5) будет давать вклад как в ядерный β -распад, так и в свободный распад нейтрона. Тщательный анализ старых экспериментальных данных [140, 190, 194] показывает, что тензорное взаимодействие с константой $f_T \sim 10^{-2}$ не противоречит существующим экспериментам. В этом пункте рассмотрим подробно процесс β -распада в ядрах и свободный распад неполяризованного и поляризованного нейтронов [195], а также результаты последних экспериментов.

Стандартная модель включает в себя три поколения кварковых дублетов. Однако наш мир состоит только из самых легких u - и d -кварков первого поколения. Это получается в результате кваркового смешивания между поколениями для заряженных слабых переходов, когда более тяжелые кварки второго и третьего поколений могут распадаться на более легкие кварки первого поколения. Кварковое смешивание не может быть предсказано в рамках стандартной модели и является предметом экспериментальных измерений и теоретических спекуляций.

Если существует только три поколения кварков, то вероятность перехода, например, верхнего типа кварка u во все нижние типы кварков d , s и b должна равняться единице:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1, \quad (6.25)$$

где матричные элементы V_{ud} , V_{us} и V_{ub} есть амплитуды соответствующих переходов. В более общем случае могут быть получены и другие соотношения, которые следуют из унитарности матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [196, 197]. Эти соотношения проверяются экспериментально, что является на сегодняшний день предметом интенсивных усилий со стороны экспериментаторов. Соотношение (6.25) является одним из хорошо установленных с точки зрения экспериментальной точности.

Уже в 90-х годах прошлого века было замечено [198] его небольшое отклонение от унитарности. Поэтому эта проблема привлекла большое внимание и было проведено много экспериментов, чтобы понять это отклонение. При современной точности определения V_{ud} и V_{us} третьим матричным элементом V_{ub} в (6.25) можно пренебречь благодаря его малому значению. Таким образом, проблема редуцируется к проверке простого тригонометрического тождества

$$\cos^2 \vartheta_C + \sin^2 \vartheta_C = 1 \quad (6.26)$$

для угла Кабиббо ϑ_C [196]. Поэтому независимые и самосогласованные определения первых двух матричных элементов имеют важное значение.

В настоящее время после первого указания из эксперимента E865 [199], что величина V_{us} может быть выше, чем обычно принимаемое значение 0,2196(23) [94], другие эксперименты [200, 201] также подтвердили этот результат. Независимый повторный анализ данных гиперонных распадов [202] также приводит к немного большей величине $V_{us} \simeq \sin \vartheta_C = 0,2250(27)$, которая находится в лучшем согласии с условием унитарности (6.26). Это значение находится в удивительном согласии с величиной 0,2238(30) [203], определяемой из отношения экспериментальных ширин распадов каона и пиона $\Gamma(K \rightarrow \mu\nu) / \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$ [94] при использовании решеточных расчетов для определения отношения их псевдоскалярных констант распада f_K/f_π [204] в предположении унитарности (6.26). Все эти факты указывают на большую величину матричного элемента V_{us} , и, следовательно, проблема унитарности уже не стоит так актуально на сегодняшний день, как раньше.

В то же время различные эксперименты были посвящены независимым измерениям первого матричного элемента V_{ud} . Наиболее точный результат $V_{ud} \simeq \cos \vartheta_C = 0,97425(22)$ следует из серии экспериментов по изучению сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ ферми-переходов [205]. Однако недавно величина первого матричного элемента $V_{ud} = 0,9713(13)$ была измерена в распаде поляризованного нейтрона [206] со сравнимой точностью. Согласованный, но менее точный результат $V_{ud} = 0,9728(30)$ [207] был достигнут при измерении редкого бета-распада пиона.

Хотя проблема с унитарностью на сегодняшний день определенно решена, другая проблема, видимо, может появиться в связи с очень точными измерениями первого матричного элемента в сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ ферми-переходах и в распадах поляризованных нейтронов. Настоящие измерения уже указывают на различие 2σ в определении V_{ud} . Ситуация может проясниться в будущих экспериментах по измерению углового корреляционного коэффициента a и параметра асимметрии A на уровне точности 10^{-3} [208].

Этот пункт посвящен предсказанию возможного несоответствия измеренных значений V_{ud} из сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ ферми-переходов и из

распадов поляризованных нейтронов. Ключевая разница между этими двумя методами измерения заключается в том, что поляризационные явления очень чувствительны к другой киральной структуре, нежели $V-A$. Поэтому возможные новые тензорные взаимодействия (6.5), которые объясняют аномалию в радиационном распаде пиона [209], могут также быть ответственными за несоответствие в определении V_{ud} .

Определение силы кварковых переходов $u \leftrightarrow d$ по отношению к чистым лептонным переходам $e \leftrightarrow \nu_e$ может быть выполнено с измерением абсолютных величин, таких как частичные ширины или времена жизни. Так как нейтрон имеет только одну моду распада $n \rightarrow p e \bar{\nu}(\gamma)$, точное измерение его времени жизни абсолютно необходимо. Тем не менее знание только этого параметра не позволяет определить V_{ud} , так как в стандартной модели время жизни нейтрона τ_n

$$\tau_n^{-1} \propto |V_{ud}|^2 G_F^2 (1 + 3|\lambda|^2) \quad (6.27)$$

зависит также от феноменологического параметра λ , отношения аксиальной и векторной констант связи*.

К счастью, в распаде нейтрона существует несколько наблюдаемых, которые доступны прямым экспериментальным измерениям и которые также зависят от того же параметра λ . Например, вероятность распада поляризованного нейтрона может быть записана как [211]

$$\frac{d\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_{\bar{\nu}}} \propto 1 + a \frac{\mathbf{p}_e \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} + \langle \boldsymbol{\sigma}_n \rangle \left[A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} \right], \quad (6.28)$$

где $\langle \boldsymbol{\sigma}_n \rangle$ — поляризация нейтрона. Корреляционные коэффициенты a , A , B и D в стандартной модели даются соотношениями

$$\begin{aligned} a &= \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2}, & A &= -2 \frac{|\lambda|^2 + \operatorname{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, \\ B &= 2 \frac{|\lambda|^2 - \operatorname{Re}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}, & D &= 2 \frac{\operatorname{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}. \end{aligned} \quad (6.29)$$

Ненулевое значение тройного корреляционного коэффициента D означало бы нарушение T -инвариантности, и поэтому в стандартной модели его предсказываемое значение исчезающе мало. Современные эксперименты подтверждают это предсказание на уровне около 0,1%. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать параметр λ как реальную константу.

*Для простоты и прозрачности дальнейших рассуждений будем пренебрегать всеми эффектами радиационных поправок и дополнительными членами, связанными с отдачей, и такими, как слабый магнетизм. Однако все они должны быть учтены в высокоточных измерениях распада нейтрона [210].

Принимая во внимание современное мировое среднее параметра $\lambda = -1,2694(28)$ [94], можем оценить чувствительность различных корреляционных параметров к нему:

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{8\lambda^2}{(\lambda^2 - 1)(1 + 3\lambda^2)} \frac{\delta\lambda}{\lambda} \simeq 3,6 \frac{\delta\lambda}{\lambda}, \quad (6.30)$$

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{(1 - \lambda)(1 + 3\lambda)}{(1 + \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{\delta\lambda}{\lambda} \simeq 4,1 \frac{\delta\lambda}{\lambda}, \quad (6.31)$$

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{(1 + \lambda)(1 - 3\lambda)}{(1 - \lambda)(1 + 3\lambda^2)} \frac{\delta\lambda}{\lambda} \simeq -0,1 \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \quad (6.32)$$

Наиболее чувствительными параметрами к λ являются угловой корреляционный коэффициент a и параметр асимметрии A . Поэтому в дальнейшем сосредоточим наше внимание лишь на этих корреляционных коэффициентах.

Результаты последних экспериментов по радиационному распаду пиона [25, 26] серьезно указывают на существование аномального взаимодействия [209]

$$\mathcal{L}_T = -f_T \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \bar{u} \sigma_{\lambda\alpha} d \frac{4q_\alpha q_\beta}{q^2} \bar{e} \sigma_{\lambda\beta} (1 - \gamma^5) \nu_e + \text{h. c.} \quad (6.33)$$

с безразмерной эффективной константой связи $f_T \simeq 0,013$, где q_α — импульс передачи между кварками и лептонами. Очевидно, что то же самое взаимодействие будет влиять на измеряемые значения всех наблюдаемых в распаде нейтрона: времена жизни (6.27) и численные значения корреляционных коэффициентов в распределении (6.28).

Чтобы учесть это взаимодействие в распаде нейтрона, мы должны оценить матричный элемент

$$\langle p | \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} d | n \rangle = g_T \bar{p} \sigma_{\alpha\beta} n. \quad (6.34)$$

Используя технику, которая предложена в [140], получаем значение эффективной константы $g_T \simeq 4,7(m_u + m_d)/(m_n + m_p) = 0,029(8)$ для токовых масс кварков $m_u + m_d = (11,5 \pm 3,4)$ МэВ при 1 ГэВ [94]. Это ведет к новому матричному элементу для распада нейтрона

$$\mathcal{M}_T = -F_T \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \bar{p} \sigma_{\lambda\alpha} n \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \bar{e} \sigma_{\lambda\beta} (1 - \gamma^5) \nu_e \quad (6.35)$$

с эффективной константой связи $F_T = 4f_T g_T = 1,5(4) \cdot 10^{-3}$, которая по порядку величины сравнима с эффектом отдачи $(m_n - m_p)/m_n \equiv \Delta/m_n \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$.

Здесь полезно заметить, что матричный элемент (6.35), по существу, содержит два различных члена с противоположными значениями киральности

нуклона

$$\mathcal{M}_T = -F_T \frac{G_F V_{ud}}{4\sqrt{2}} \bar{p}_R \sigma_{\lambda\beta} n_L \bar{e} \sigma_{\lambda\beta} (1 - \gamma^5) \nu_e - \quad (6.36)$$

$$- F_T \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \bar{p}_L \sigma_{\lambda\alpha} n_R \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \bar{e} \sigma_{\lambda\beta} (1 - \gamma^5) \nu_e. \quad (6.37)$$

Первый член (6.36) представляет собой обычный *локальный* тензорный матричный элемент, который был использован в литературе для поиска возможного присутствия новых взаимодействий. Второй член (6.37) является новым *нелокальным* тензорным матричным элементом, который возникает из *нелокального* кваркового взаимодействия (6.33).

Давайте сначала рассмотрим распад неполяризованного нейтрона в присутствии новых тензорных взаимодействий (6.33). При использовании явного вида нуклонного матричного элемента (6.35) дифференциальное энергетическое распределение неполяризованного нейтрона будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma_0}{dE_e dq^2} \propto & 2E_e (E_m - E_e) (1 + \lambda^2) - \frac{q^2 - m_e^2}{2} (1 - \lambda^2) + \\ & + 2F_T \left[2E_e (E_m - E_e) \frac{m_e}{E_e} - \frac{q^2 - m_e^2}{q^2} m_e E_m \right] \lambda + \\ & + F_T^2 \left\{ 2E_e (E_m - E_e) - \frac{q^2 + m_e^2}{4} - \left[E_m (E_m - 2E_e) - \frac{m_e^2}{2} \right] \frac{m_e^2}{q^2} - E_m^2 \frac{m_e^4}{q^4} \right\}, \end{aligned} \quad (6.38)$$

где $E_m = (m_n^2 - m_p^2 + m_e^2)/(2m_n) \approx \Delta$ — максимальная энергия электрона и $q^2 = \Delta^2 - 2m_n T$ — квадрат импульса передачи, который связан с кинетической энергией протона T или может быть выражен также через электрон-антинейтринную угловую корреляцию $q^2 = m_e^2 + 2(E_e E_{\bar{\nu}} - \mathbf{p}_e \cdot \mathbf{p}_{\bar{\nu}})$.

Первая строчка в правой части уравнения (6.38) представляет вклад стандартной модели в пределе нерелятивистских нуклонов. Вторая строчка — новый вклад, возникающий в результате интерференции между матричным элементом стандартной модели и новым тензорным матричным элементом (6.35). Как ожидается, этот вклад пропорционален константе λ , так как тензорное взаимодействие интерферирует только с амплитудой перехода Гамова–Теллера. Он состоит из двух членов: хорошо известного интерференционного члена Фирца и нового вклада тензорного взаимодействия с противоположной киральностью нуклона (6.37). Третья строчка является квадратом нового матричного элемента (6.35), и ей можно пренебречь без потери точности из-за малости нового параметра F_T .

С одной стороны, измерение угловых корреляций имеет то преимущество, что для определения параметра λ нет необходимости иметь дело с поляри-

зованными нейтронами и, следовательно, дополнительным измерением его поляризации. С другой стороны, так как антинейтрино не регистрируется в эксперименте, измерение его кинематических характеристик возможно лишь опосредованно через детектирование низкоэнергетических протонов отдачи. Настоящая точность измерения параметра a не превышает 5%, которая соответствует худшей точности определения λ : $\Delta\lambda \simeq 0,0139$, чем при более точном измерении параметра асимметрии A [94].

Однако в настоящее время планируются новые эксперименты [212, 213] по измерению углового корреляционного параметра с более высокой точностью, в которых будут использоваться различные экспериментальные методики. Целью коллаборации [212] является улучшение точности измерения параметра на более чем два порядка величины с применением установки a SPECT, фиксирующей распад нейтрона по точному измерению кинетического спектра протона отдачи. Тем не менее даже такая точность является недостаточной, чтобы детектировать вклад нового матричного элемента (6.35).

Интересно отметить, что интегрирование по электронному энергетическому спектру приводит к нулевому вкладу интерференционного члена из второй строчки уравнения (6.38), так как два вклада от различных членов сокращают друг друга. Поэтому новое тензорное взаимодействие (6.35) не изменяет спектр протона отдачи и не дает вклада во время жизни нейтрона. Результаты эксперимента a SPECT должны совпадать с предсказаниями стандартной модели. Это является особенным свойством нового тензорного взаимодействия (6.33), которое удивительным образом избегает его прямого обнаружения, в отличие от наивного локального взаимодействия, на силу которого в литературе уже имеется много ограничений.

Другая ситуация может оказаться в случае прямого измерения параметра a по спектру электронов, излученных в ограниченной области углов, по отношению к импульсам протонов отдачи [213]. Однако и в этом случае ожидаемой 1%-й точности измерения параметра a , вероятно, будет недостаточно для обнаружения эффекта новых тензорных взаимодействий (6.33) из-за малости константы взаимодействия F_T .

Перейдем теперь к рассмотрению распада поляризованного нейтрона. В этом случае мы можем определить параметр λ , используя только хорошо измеряемый энергетический спектр электрона:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{d\Gamma_0}{dE_e} + \langle \sigma_n \rangle \cdot \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} \frac{d\Gamma_A}{dE_e}, \quad (6.39)$$

где изотропная часть спектра

$$\frac{d\Gamma_0}{dE_e} \propto E_e (E_m - E_e) (1 + 3\lambda^2) + 2m_e F_T \left[E_m - 2E_e + E_m \frac{m_e^2}{2b} \ln \left| \frac{a+b}{a-b} \right| \right] \lambda \quad (6.40)$$

может быть получена из уравнения (6.38) в пренебрежении последним членом и интегрированием по q^2 . Здесь функции $a = 2E_e(E_m - E_e) + m_e^2$ и $b = 2(E_m - E_e)|\mathbf{p}_e|$ определяют максимум $q_{\max}^2 = a + b$ и минимум $q_{\min}^2 = a - b$ квадрата импульса передачи.

Анизотропная часть распределения (6.39) в присутствии нового тензорного взаимодействия (6.35) может быть легко получена:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_A}{dE_e} \propto & -2E_e(E_m - E_e)(\lambda^2 + \lambda) - \\ & - \frac{m_e F_T E_e}{E_e^2 - m_e^2} \left\{ E_e(E_m - E_e) + \frac{m_e^2}{2} - \left[E_m(E_m - E_e) + \frac{m_e^2}{4} \right] \frac{m_e^2}{b} \ln \left| \frac{a+b}{a-b} \right| - \right. \\ & \left. - \left[E_e(E_m + E_e) - \frac{m_e^2}{2} - \left(E_m^2 - \frac{m_e^2}{4} \right) \frac{m_e^2}{b} \ln \left| \frac{a+b}{a-b} \right| \right] \lambda \right\}, \quad (6.41) \end{aligned}$$

где только вклад стандартной модели и ведущий член по новой константе взаимодействия F_T сохранены для компактности. Новый член, в отличие от изотропной части, связанной с распадом неполяризованного нейтрона, возникает только благодаря интерференции между матричными элементами стандартной модели и нового тензорного взаимодействия для перехода правополяризованного нейтрона в левополяризованный протон (6.37). Такой вклад отсутствует для обычного случая локального тензорного матричного элемента перехода левополяризованного нейтрона в правополяризованный протон (6.36).

Новый вклад в уравнении (6.41) отрицателен в целой области электронного спектра и эффективно приводит к большему абсолютному значению измеряемого параметра асимметрии A , чем предсказание стандартной модели для той же величины параметра λ . Поэтому чтобы определить правильное значение параметра λ , экспериментально измеренная асимметрия должна быть фитирована с использованием формул (6.39), (6.40) и (6.41), которые учитывают вклад нового тензорного взаимодействия.

Чтобы наглядно представить себе эффект нового взаимодействия, на рис. 12 мы привели кривую отношения параметра асимметрии $A = d\Gamma_A/d\Gamma_0$ к его значению A_0 в случае отсутствия тензорного взаимодействия $F_T = 0$ в области электронного спектра, где был выполнен фит данных коллаборации PERKEO II [206]. Из рис. 12 видно, что эффект нового взаимодействия зависит от энергии излученного электрона и может достигать до 1% на верхнем крае фитируемой области электронного спектра. В среднем же мы предсказываем около 0,7% систематического вклада тензорного взаимодействия, который по порядку величины совпадает с экспериментальной точностью. Поэтому реальное значение измеряемого параметра $\lambda = -1,2720(19)$ может быть получено из экспериментального значения $\lambda^{\text{exp}} = -1,2739(19)$ смещением его центрального значения на величину экспериментальной точности $\Delta\lambda = 0,0019$, что корригирует систематический эффект нового взаимодействия.

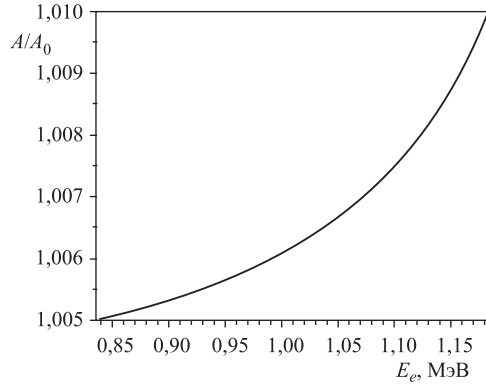


Рис. 12. Отношение параметра асимметрии $A = d\Gamma_A/d\Gamma_0$ к его значению A_0 в случае отсутствия тензорного взаимодействия $F_T = 0$ в области электронного спектра, где был выполнен фит данных коллаборации PERKEO II

Принимая во внимание все эффекты, связанные с радиационными поправками, и фактор фазового объема, а также факт, что новое тензорное взаимодействие не влияет на время жизни нейтрона в первом приближении, уравнение (6.27) можно переписать точно для определения матричного элемента [214]

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4908 \pm 4s}{\tau_n (1 + 3\lambda^2)}. \quad (6.42)$$

Используя общепринятое значение времени жизни нейтрона $\tau_n = 885,7(8)$ [94] и исправленное значение $\lambda = 1,2720(19)$, приходим к новому значению матричного элемента $V_{ud} = 0,9729(13)$, определяемому из распада поляризованного нейтрона, которое находится в лучшем согласии со значением $V_{ud} = 0,9740(5)$, определяемым из сверхразрешенных ядерных бета-распадов.

Таким образом, при достигнутой современной экспериментальной точности мы еще не можем однозначно сделать заключение о наличии тензорных взаимодействий в распаде нейтрона. Единственным указанием на их проявление на сегодняшний день является частичное объяснение 2σ -различия в определении матричного элемента V_{ud} из поляризованного распада нейтрона и сверхразрешенных ядерных бета-распадов. Вероятно, новые эксперименты, такие как UNCA и abBA, в которых используются новые нейтронные источники и целью которых является проведение высокоточных измерений параметров распада нейтрона, могут с определенностью подтвердить или опровергнуть предсказание искажения электронного спектра в результате новых тензорных взаимодействий. Недавно группа UNCA объявила о своем первом результате измерения параметра угловой корреляции

$A = -0,1138(52)$ с использованием ультрахолодных нейтронов, который привел к $\lambda = -1,260(14)$ [215].

Предполагая универсальность нового тензорного взаимодействия, можем расширить область экспериментального поиска этих предполагаемых взаимодействий. Так, например, используя их универсальность по отношению к различным типам лептонов, можем заменить электронный тензорный ток на лептонный ток, который включает самый тяжелый лептон третьего поколения τ . Такая модификация взаимодействия с той же самой эффективной константой позволяет объяснить [216] одно из самых больших (4σ !) отклонений от предсказаний стандартной модели на сегодняшний день в двухпионных спектральных функциях, извлекаемых из e^+e^- -аннигиляции и τ -распада. Предполагая далее кварк-лептонную универсальность, можно исследовать эффект новых тензорных взаимодействий и в чисто лептонных распадах [217]. Однако, как мы увидим в следующем пункте, даже при современном уровне экспериментальной точности будет не так легко обнаружить их в обычном распаде мюона [218, 219].

6.3. Чисто лептонные распады. Наиболее прямым методом поиска проявления тензорных взаимодействий может явиться анализ энергетического спектра электронов в распаде мюона [220]. Надо отметить, что этот распад был обойден вниманием как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Свободный от трудностей, связанных с учетом сильных взаимодействий, он может быть рассчитан с любой точностью. Однако до недавнего времени электромагнитные радиационные поправки к этому распаду оставались вычисленными лишь в одной петле [221], а основной параметр распада — ρ -параметр Мишеля [222] — не измерялся с 1969 г. [223]. Кроме того, ситуация даже с однопетлевыми электромагнитными поправками остается до конца не ясной [224].

Распад мюона является основным процессом слабых взаимодействий. Константа Ферми G_F определяется из теоретической формулы [225] для времени жизни мюона, полученной в рамках стандартной модели, и используется как основной параметр при анализе радиационных поправок электрослабых взаимодействий. Однако ее точность зависит от точности измерения основных параметров распада мюона, о чем очень часто забывают, и в настоящий момент неоправданно завышена [226].

Новые тензорные взаимодействия (5.24) приводят к новым параметрам в распаде мюона, которые раньше не учитывались при теоретическом анализе и экспериментальной обработке данных. Обычно предполагалось, что эффективное четырехфермионное взаимодействие лептонов не зависит от импульсов. Однако, так как оно возникает в результате обмена промежуточным бозоном с 4-импульсом q_m , ничто не мешает ему зависеть от импульса передачи. Именно такой тип взаимодействий и порождают антисимметричные тензорные частицы.

Наиболее общий вид гамильтониана распада мюона параметризуется 12 комплексными константами $g_{\epsilon\chi}^i$:

$$\mathcal{H} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\substack{i=S,V,T \\ \epsilon,\chi=R,L}} \left\{ g_{\epsilon\chi}^i [\bar{e}_\epsilon \Gamma^i \nu_n^e] [\bar{\nu}_m \Gamma^i \mu_\chi] + \text{h. c.} \right\}, \quad (6.43)$$

где скалярное, векторное и тензорное взаимодействия определены как

$$\Gamma^S \otimes \Gamma^S \equiv \mathbf{1} \otimes \mathbf{1}, \quad \Gamma^V \otimes \Gamma^V \equiv \gamma_m \otimes \gamma^m, \quad \Gamma^T \otimes \Gamma^T \equiv \frac{1}{2} \sigma^{ml} \otimes \sigma_{nl} \frac{4q_m q^n}{q^2}. \quad (6.44)$$

Если использовать старое определение $\Gamma^T \otimes \Gamma^T \equiv 1/2 \sigma^{mn} \otimes \sigma_{mn}$, то в силу тождеств (5.20) нормировка констант g_{RL}^T и g_{LR}^T не изменится, а две константы g_{RR}^T и g_{LL}^T можно положить тождественно равными нулю. В этом смысле новое определение (6.44) является обобщением старого и вводит новые параметры.

Эти контактные эффективные взаимодействия возникают при малых импульсах передачи в результате обмена тяжелыми промежуточными бозонами. Так, хорошо известное взаимодействие Ферми для слабых процессов в случае распада мюона имеет вид

$$\mathcal{L}_V = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\mu}_L \gamma_\alpha \nu_\mu) (\bar{\nu}_e \gamma_\alpha e_L) + \text{h. c.}, \quad (6.45)$$

где константа Ферми $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$ выражается через калибровочную константу g группы $SU(2)_L$ и массу M_W калибровочного заряженного бозона W^\pm . Отметим, что это взаимодействие сохраняет спиральности входящих и выходящих фермионов.

Хиггсовские частицы необходимы для нарушения симметрии стандартной модели. Они описываются (псевдо)скалярными полями H , которые трансформируются по бесспиновому (0,0)-представлению группы Лоренца. В расширениях стандартной модели, которые включают более чем один дублет хиггсовских частиц, новые заряженные (псевдо)скалярные частицы могут также давать вклад в распад мюона

$$\mathcal{L}_S = -g_{RR}^S \frac{4G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\mu}_R \nu_\mu) (\bar{\nu}_e e_R) + \text{h. c.} \quad (6.46)$$

с отрицательной безразмерной эффективной константой связи $g_{RR}^S = -\sqrt{2}h^2/(8M_H^2 G_F)$, где h — юкавская константа связи лептонного тока с заряженным хиггсовским бозоном с массой M_H . Безразмерная константа связи g_{RR}^S введена в соответствии с обозначениями работы [227] и определяет силу новых взаимодействий по отношению к обычным слабым взаимодействиям (6.45), регулируемым универсальной константой Ферми G_F .

Скалярные взаимодействия (6.46) содержат переходы между правополяризованными заряженными лептонами и левополяризованными нейтрино, и поэтому они не сохраняют спиральности фермионов. В общем случае другие (псевдо)скалярные взаимодействия, включающие правополяризованные нейтрино, могут быть записаны, но так как массы нейтрино очень маленькие, они не интерферируют со стандартным слабым взаимодействием (6.45) и их вклад пренебрежимо мал.

Данный обзор посвящен изучению нового типа промежуточных бозонов, которые преобразуются по киральным (1,0) и (0,1) представлениям группы Лоренца и описываются антисимметричным тензором второго ранга $T_{\mu\nu}$. Обмен такими массивными частицами может эффективно привести к новому четырехфермионному взаимодействию.

Локальное четырехфермионное тензорное взаимодействие было исследовано впервые в распаде мюона в [222]. Однако такое взаимодействие включает правополяризованное нейтрино и не интерферирует со стандартным слабым взаимодействием (6.45). Локальное тензорное взаимодействие, включающее одновременно оба левополяризованных нейтрино, не может быть записано из-за тождества $(\bar{\mu}_R \sigma_{\alpha\beta} \nu_\mu) (\bar{\nu}_e \sigma_{\alpha\beta} e_R) \equiv 0$. Однако, если мы допустим, что эффективное тензорное взаимодействие возникает в результате обмена новыми киральными бозонами, то его лоренцевская структура должна соответствовать лоренцевской структуре пропагатора таких частиц. Как было показано в [150], помимо локальных тензорных взаимодействий также должны быть введены новые нелокальные тензорные взаимодействия, зависящие от импульса передачи. Для распада мюона это ведет к новому тензорному взаимодействию, которое включает только левополяризованные нейтрино,

$$\mathcal{L}_T = -g_{RR}^T \sqrt{2} G_F (\bar{\mu}_R \sigma_{\alpha\lambda} \nu_\mu) \frac{4q_\alpha q_\beta}{q^2} (\bar{\nu}_e \sigma_{\beta\lambda} e_R) + \text{h. c.}, \quad (6.47)$$

где g_{RR}^T — новая положительная эффективная константа связи. Такого типа взаимодействия могут интерферировать со стандартным слабым взаимодействием (6.45) и являются более чувствительными для экспериментального обнаружения.

В предыдущем пункте мы уже обсудили кварк-лептонное тензорное взаимодействие, которое может объяснить аномалию в радиационном распаде пиона. Если мы допустим универсальность взаимодействия новых киральных бозонов с лептонами и кварками, то эффективная константа связи нового тензорного взаимодействия (6.47) может быть фиксирована на уровне $g_{RR}^T \approx 0,013$, который необходим для объяснения аномалии в радиационном распаде пиона.

Здесь опять отметим, что «самый общий» вид локального четырехфермионного взаимодействия, используемого в литературе, не содержит тензорного взаимодействия (6.47) и не может дать модельно-независимого описания экс-

периментальных данных распада мюона. Как было показано в [220], самый общий вид четырехфермионного взаимодействия, зависящего от импульса передачи, расширяет локальное взаимодействие добавлением только двух новых тензорных взаимодействий с эффективными константами связи g_{RR}^T и g_{LL}^T (6.43). Это приводит к новой параметризации даже в случае распада неполяризованного нейтрона.

В данном пункте представим вычисления энергетического распределения и поляризации позитрона, испущенного в результате распада поляризованного мюона в присутствии новых (псевдо)скалярных (6.46) и тензорных (6.47) взаимодействий, которые более чувствительны для экспериментального обнаружения, чем другие взаимодействия, включающие правополяризованные нейтрино. Покажем, как можно различить вклад от скалярного и тензорного взаимодействий. Например, в соответствии с анализом Мишеля аномально большая компонента P_{T_1} означала бы наличие ненулевого параметра η и присутствие скалярного взаимодействия (6.46). В то же время тензорное взаимодействие (6.47) также приводит к аналогичному вкладу в P_{T_1} , и поэтому эти два вклада невозможно различить в этом случае. Однако скалярное и тензорное взаимодействия ведут к различным энергетическим распределениям в изотропной части позитронного спектра, а его анизотропная часть содержит только вклад интерференции между тензорным и обычным $V-A$ -взаимодействиями. Поэтому одновременный анализ энергетических распределений и поляризаций позитрона может дать информацию о типе новых взаимодействий.

Основной целью данного пункта является предсказание отклонения от стандартной модели в энергетическом спектре и поляризации позитрона, испущенного поляризованным мюоном в присутствии новых тензорных взаимодействий (6.47) с известной эффективной константой связи g_{RR}^T . Такой анализ очень актуален на сегодняшний день, так как эти предсказания могут быть проверены в ближайшем будущем на текущих экспериментах в PSI [228] и TRIUMF [229] на уровне по крайней мере 3σ .

Учитывая лишь доминантный вклад обычного $V-A$ -взаимодействия (6.45) и дополнительные вклады скалярного (6.46) и тензорного (6.47) взаимодействий, мы можем легко вычислить дифференциальную вероятность распада поляризованного мюона в покое. В пренебрежении радиационными поправками, массами нейтрино, а также второй и высшими степенями отношения $x_0 = 2m_e/m_\mu \approx 9,7 \cdot 10^{-3}$ ее общая форма [226] с точностью до нормировочного множителя A имеет вид

$$\frac{d^2\Gamma}{dx d \cos \vartheta} = \frac{m_\mu^5}{32\pi^3} \frac{A}{16} G_F^2 x [F_{IS}(x) + |\mathbf{P}_\mu| \cos \vartheta F_{AS}(x)] \left[1 + \hat{\zeta} \cdot \mathbf{P}_e(x, \vartheta) \right], \quad (6.48)$$

где $x = 2E_e/m_\mu$ — нормированная энергия позитрона, излученного в направлении $\hat{\mathbf{x}}_3$ под углом ϑ по отношению к вектору поляризации мюона \mathbf{P}_μ

и со спином, характеризующимся произвольным вектором $\hat{\zeta}$. Три компоненты поляризаационного вектора электрона $\mathbf{P}_e(x, \vartheta)$ определяются как

$$\mathbf{P}_e(x, \vartheta) = P_{T_1} \hat{\mathbf{x}}_1 + P_{T_2} \hat{\mathbf{x}}_2 + P_L \hat{\mathbf{x}}_3, \quad (6.49)$$

где $\hat{\mathbf{x}}_1$, $\hat{\mathbf{x}}_2$ и $\hat{\mathbf{x}}_3$ — правая тройка ортогональных единичных векторов, определенных как

$$\frac{\hat{\mathbf{x}}_3 \times \mathbf{P}_\mu}{|\hat{\mathbf{x}}_3 \times \mathbf{P}_\mu|} = \hat{\mathbf{x}}_2, \quad \hat{\mathbf{x}}_2 \times \hat{\mathbf{x}}_3 = \hat{\mathbf{x}}_1. \quad (6.50)$$

Нормировочный множитель

$$A = 16 \left(1 + \frac{1}{4} |g_{RR}^S|^2 + 3 |g_{RR}^T|^2 \right) \quad (6.51)$$

пропорционален сумме относительных вероятностей распада мюона в позитрон и два нейтрино посредством соответствующих взаимодействий. Часто забывается или особо не подчеркивается, что добавка какого-либо нового взаимодействия ведет эффективно к переопределению константы взаимодействия Ферми G_F для чистых $V-A$ -взаимодействий.

Будем допускать, что эффективные константы связи g_{RR}^S и g_{RR}^T являются реальными константами. Это будет означать, что CP -инвариантность сохраняется и поперечная компонента поляризации позитрона P_{T_2} , которая перпендикулярна плоскости, образованной спином мюона и импульсом позитрона, равна нулю.

В присутствии новых тензорных взаимодействий (6.47) изотропная $F_{IS}(x)$ и анизотропная $F_{AS}(x)$ части позитронного энергетического спектра имеют почти стандартный вид

$$F_{IS}(x) = x(1-x) + \frac{2}{9} \rho (4x^2 - 3x) + \eta x_0(1-x) + \kappa x_0, \quad (6.52)$$

$$F_{AS}(x) = \frac{1}{3} \xi x \left[1 - x + \frac{2}{3} \delta (4x - 3) \right] + \kappa x_0(2-x), \quad (6.53)$$

где параметры ρ , ξ и δ :

$$\rho = \frac{3}{4} \{ 1 + |g_{RR}^-|^2 \} \frac{16}{A}, \quad (6.54)$$

$$\xi = \left\{ 1 - \frac{7}{4} |g_{RR}^-|^2 + \frac{3}{4} |g_{RR}^+|^2 \right\} \frac{16}{A}, \quad (6.55)$$

$$\xi \delta = \frac{3}{4} \{ 1 - |g_{RR}^-|^2 \} \frac{16}{A}, \quad (6.56)$$

могут быть выражены с использованием лишь двух линейных комбинаций эффективных констант связи g_{RR}^S и g_{RR}^T : $g_{RR}^- = (1/2)g_{RR}^S - g_{RR}^T$ и $g_{RR}^+ = (1/2)g_{RR}^S + 3g_{RR}^T$.

Так называемый низкоэнергетический спектральный параметр формы

$$\eta = \frac{1}{2} g_{RR}^S \frac{16}{A} \quad (6.57)$$

дает вклад лишь в изотропную часть энергетического спектра (6.52) и не влияет на форму его анизотропной части (6.53). Данный вклад обусловлен интерференцией между векторным (6.45) и скалярным (6.46) взаимодействиями.

Основное свойство нового тензорного взаимодействия (6.47) заключается в том, что аналогичный параметр

$$\kappa = g_{RR}^T \frac{16}{A}, \quad (6.58)$$

который также возникает в результате интерференции между векторным (6.45) и тензорным (6.47) взаимодействиями, вносит изменение в форму как изотропной (6.52), так и анизотропной (6.53) частей спектра.

Здесь следует отметить, что настоящая точность экспериментального значения параметра η ведет к неопределенности в величине константы взаимодействия Ферми G_F в 20 раз большей, чем следует из самого точного измерения времени жизни мюона [226]. Более того, новый параметр κ еще никогда не был включен в фит данных и до сих пор не измерялся. Поэтому его измерения, как и новые измерения параметра η , крайне необходимы для модельно-независимого определения основного параметра слабых взаимодействий — константы Ферми G_F .

Ненулевые компоненты поляризационного вектора позитрона \mathbf{P}_e даются следующими соотношениями:

$$P_{T_1}(x, \vartheta) = \frac{P_\mu \sin \vartheta F_{T_1}(x)}{F_{IS}(x) + P_\mu \cos \vartheta F_{AS}(x)}, \quad (6.59)$$

$$P_L(x, \vartheta) = \frac{F_{IP}(x) + P_\mu \cos \vartheta F_{AP}(x)}{F_{IS}(x) + P_\mu \cos \vartheta F_{AS}(x)}, \quad (6.60)$$

где мы использовали обозначение $P_\mu = |\mathbf{P}_\mu|$ и где

$$F_{IP}(x) = \xi' x(1-x) + \frac{2}{9} \rho_L (4x^2 - 3x) + \kappa x_0 x \quad (6.61)$$

и

$$F_{AP}(x) = \frac{1}{3} \xi'' x \left[1 - x + \frac{2}{3} \delta_L (4x - 3) \right] - \eta \frac{x_0}{3} (1-x) + \kappa \frac{x_0}{3} (1+2x) \quad (6.62)$$

могут быть представлены в виде, аналогичном $F_{\text{IS}}(x)$ и $F_{\text{AS}}(x)$, и которые параметризуются параметрами ξ' , ρ_L , ξ'' и δ_L :

$$\xi' = \left\{ 1 - \frac{3}{4}|g_{RR}^-|^2 - \frac{1}{4}|g_{RR}^+|^2 \right\} \frac{16}{A}, \quad (6.63)$$

$$\rho_L = \frac{3}{4} \left\{ 1 - |g_{RR}^-|^2 \right\} \frac{16}{A}, \quad (6.64)$$

$$\xi'' = \left\{ 1 + \frac{7}{4}|g_{RR}^-|^2 - \frac{3}{4}|g_{RR}^+|^2 \right\} \frac{16}{A}, \quad (6.65)$$

$$\xi'' \delta_L = \frac{3}{4} \left\{ 1 + |g_{RR}^-|^2 \right\} \frac{16}{A}. \quad (6.66)$$

Поперечная функция $F_{T_1}(x)$ дается выражением

$$F_{T_1}(x) = -\frac{x_0}{6}(1-x)\frac{16}{A} - \eta\frac{x}{3} + \kappa\frac{x}{3}, \quad (6.67)$$

где пренебрежимо малые члены $\mathcal{O}(x_0|g_{RR}^\pm|^2)$ опущены.

Первый член в правой части уравнения (6.67) представляет собой вклад стандартной модели, который является очень маленьким из-за подавляющего фактора x_0 , в то время как последующие члены, представляющие вклады скалярного и тензорного взаимодействий, пропорциональны новым эффективным константам связи g_{RR}^S и g_{RR}^T без подавления. Интересно заметить, что измерение только поперечной компоненты поляризационного вектора позитрона P_{T_1} не позволяет различить эти два новых вклада.

Так как нет экспериментальных указаний на существование (псевдо)скалярных взаимодействий в слабых процессах и их сила очень сильно ограничена из отношения $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)/\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$ по проверке лептонной универсальности [149], мы не будем рассматривать их в дальнейшем. Предыдущее рассмотрение, включающее (псевдо)скалярное взаимодействие (6.46), было проведено лишь с иллюстративной целью сравнения его эффекта с эффектом новых тензорных взаимодействий (6.47). Например, сохранение только параметра η и нерассмотрение нового члена с κ может приводить к неправильному фиту изотропного энергетического распределения. Ниже будем рассматривать точно противоположный случай ненулевого значения κ и $\eta = 0$. В дальнейшем мы также покажем, что эффект нового члена с параметром κ в анизотропной части энергетического спектра позитрона является крайне существенным и должен быть принят во внимание.

Взаимодействие (6.47) является эффективным и не может быть использовано при любых энергиях. Так же как и эффективное взаимодействие Ферми, оно неприменимо при высоких энергиях, однако оно также неприменимо, когда квадрат импульса передачи равен нулю: $q^2 = 0$. Этот нефизический полюс должен сокращаться при введении дополнительных полей

и взаимодействий в полной теории взаимодействующих киральных бозонов, как, например, это случается в спонтанно нарушенных калибровочных теориях, или посредством механизма, связанного с асимптотическим ростом константы взаимодействия и выходом за рамки теории возмущения, который мы обсуждали в предыдущих разделах. С феноменологической точки зрения новые тензорные взаимодействия могут определенно применяться для процессов распада, где квадрат импульса передачи q^2 всегда положителен. Однако, используя взаимодействие (6.47), невозможно вычислить сечение процесса рассеяния $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ («обратный распад мюона»), где квадрат импульса передачи может принимать нулевые значения, без какого-либо предписания, как обойти полюсную проблему.

Давайте теперь для полноты изложения обсудим проблему включения правополяризованных нейтрино. Обычное слабое взаимодействие инертно по отношению к ним, и такие состояния часто называются стерильными. С другой стороны, новое тензорное взаимодействие (6.5) включает как левополяризованные, так и правополяризованные кварки. Поэтому в общем случае мы должны также ввести тензорные взаимодействия, включающие правополяризованные нейтрино. Так как взаимодействия, включающие правополяризованные нейтрино, не интерферируют с обычным слабым взаимодействием, они не могут приводить к деструктивной интерференции, наблюдаемой экспериментально в радиационном распаде пиона. Поэтому введение правополяризованных нейтрино для кварк-лептонных тензорных взаимодействий не может привести к объяснению аномалии в радиационном распаде пиона, и их введение здесь кажется бесполезным. Однако в общем случае мы должны ввести взаимодействия такого типа:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_T^{q\ell R} = & -\sqrt{2}f_T G (\bar{d}_R \sigma_{\beta\lambda} u) (\bar{\nu}_e \sigma_{\beta\lambda} e_L) - \\ & -\sqrt{2}f_T'' G (\bar{d}_L \sigma_{\alpha\lambda} u) \frac{4q_\alpha q_\beta}{q^2} (\bar{\nu}_e \sigma_{\beta\lambda} e_L) + \text{h. c.}, \quad (6.68) \end{aligned}$$

где эффективная константа связи f_T в первом члене в правой части уравнения (6.68) должна быть такой же, как для взаимодействия (6.5). Допуская кварк-лептонную универсальность, отношение $f_T''/f_T = 2,28 \pm 0,21$ может быть фиксировано из экспериментального значения разницы масс нейтральных каонов $K_S - K_L$ [193]. Примерно то же самое значение $f_T''/f_T = 1 + \sqrt{2} \approx 2,41$ можно получить, используя чисто теоретические соображения, базирующиеся на принципе минимальной энергии обмена новыми массивными киральными бозонами [104].

Далее, предполагая кварк-лептонную универсальность тензорных взаимодействий, допустим, что эффективная константа связи g_{RR}^T для чисто лептонного взаимодействия (6.47) должна иметь ту же самую величину, что и f_T . Соответствующие дополнительные взаимодействия для чисто лептонного сек-

тора могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_T^R = & -g_{RL}^T \sqrt{2} G_F (\bar{\mu}_L \sigma_{\alpha\beta} \nu_\mu) (\bar{\nu}_e \sigma_{\alpha\beta} e_R) - \\ & - g_{LR}^T \sqrt{2} G_F (\bar{\mu}_R \sigma_{\alpha\beta} \nu_\mu) (\bar{\nu}_e \sigma_{\alpha\beta} e_L) - \\ & - g_{LL}^T \sqrt{2} G_F (\bar{\mu}_L \sigma_{\alpha\lambda} \nu_\mu) \frac{4q_\alpha q_\beta}{q^2} (\bar{\nu}_e \sigma_{\beta\lambda} e_L) + \text{h. c.} \end{aligned} \quad (6.69)$$

Если легкие правополяризованные нейтрино существуют, то они могут давать вклад в распад мюона. Однако, так как левополяризованные нейтрино практически безмассовы, взаимодействия (6.69), включающие правополяризованные нейтрино, не интерферируют ни с обычными $V-A$ слабыми взаимодействиями (6.45), ни с тензорным взаимодействием (6.47), ни между собой. Поэтому они не могут привести к CP -нарушению, и их вклад в распад мюона всегда пропорционален квадрату абсолютного значения их эффективных констант связи.

В общем случае, когда все возможные тензорные взаимодействия (6.47) и (6.69) дают вклад в распад мюона, параметры Мишеля можно представить в виде

$$A = 16 \{1 + 3|g_{RR}^T|^2 + 3|g_{RL}^T|^2 + 3|g_{LR}^T|^2 + 3|g_{LL}^T|^2\}, \quad (6.70)$$

$$\rho = \frac{3}{4} \{1 + |g_{RR}^T|^2 + |g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2 + |g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.71)$$

$$\xi = \{1 + 5|g_{RR}^T|^2 - 5|g_{RL}^T|^2 + 5|g_{LR}^T|^2 - 5|g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.72)$$

$$\xi\delta = \frac{3}{4} \{1 - |g_{RR}^T|^2 + |g_{RL}^T|^2 - |g_{LR}^T|^2 + |g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.73)$$

$$\xi' = \{1 - 3|g_{RR}^T|^2 - 3|g_{RL}^T|^2 + 3|g_{LR}^T|^2 + 3|g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.74)$$

$$\rho_L = \frac{3}{4} \{1 - |g_{RR}^T|^2 - |g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2 + |g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.75)$$

$$\xi'' = \{1 - 5|g_{RR}^T|^2 + 5|g_{RL}^T|^2 + 5|g_{LR}^T|^2 - 5|g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}, \quad (6.76)$$

$$\xi''\delta_L = \frac{3}{4} \{1 + |g_{RR}^T|^2 - |g_{RL}^T|^2 - |g_{LR}^T|^2 + |g_{LL}^T|^2\} \frac{16}{A}. \quad (6.77)$$

Первые два члена в правой части уравнения (6.69) известны как локальные тензорные взаимодействия Мишеля, которые могут быть представлены в той же самой форме, что и последний член в уравнении (6.69) или взаимодействии (6.47), благодаря тождеству (5.20). Эта форма взаимодействий позволяет введение двух новых тензорных констант g_{RR}^T и g_{LL}^T , которые были положены равными нулю в подходе Мишеля. Здесь важно также заметить, что новые взаимодействия приводят к тому же самому энергетическому распределению для изотропного спектра (6.70), (6.71), что и известные тензорные

взаимодействия, кроме интерференционного вклада с параметром κ в случае тензорного взаимодействия с двумя левополяризованными нейтрино.

Однако, если мы допустим существование легких правополяризованных нейтрино, взаимодействия (6.68) дадут вклад в обычный распад пиона через радиационные электромагнитные поправки [148] из-за различия эффективных констант связи f_T и f_T'' . Это приведет к противоречию с современными экспериментальными данными для принятого значения f_T . Чтобы избежать этой проблемы, будем предполагать, что все правополяризованные нейтрино очень тяжелые в соответствии с механизмом «see-saw» [230] и последними результатами осцилляционных экспериментов. Поэтому они не дают вклада ни в распад пиона, ни в мюонный распад. Следовательно, только одна новая эффективная константа связи g_{RR}^T имеет отношение к низкоэнергетической физике.

Теперь, основываясь на предыдущих рассмотренных, сравним существующие экспериментальные данные по параметрам Мишеля с предсказаниями, следующими из нашей гипотезы о наличии небольшой примеси новых тензорных взаимодействий (6.47) в распаде мюона. Покажем, что эта гипотеза не противоречит современным экспериментальным данным; более того, она указывает, где мы должны искать возможное отклонение от стандартной модели.

Заканчивая этот пункт, сделаем количественные предсказания возможных отклонений от стандартной модели, которые могут быть обнаружены в текущих экспериментах в PSI [228] и TRIUMF [229]. Будем предполагать, что все экспериментальные данные по распаду мюона могут быть описаны только одним новым параметром g_{RR}^T известной величины.

Сначала рассмотрим хорошо известные параметры Мишеля ρ и η для изотропной части энергетического спектра (6.52). Первый параметр ρ не измерялся с 1969 г. [223], в то время как самое точное его измерение $\rho = 0,7503 \pm 0,0026$ датируется 1966 г. [231]. В соответствии с уравнениями (6.71) и (6.70) отклонение от предсказания стандартной модели в величине ρ может быть оценено как

$$\rho = \frac{3}{4} \{1 + |g_{RR}^T|^2\} \frac{16}{A} \approx \frac{3}{4} \{1 - 2|g_{RR}^T|^2\} \simeq \frac{3}{4} \{1 - 3,4 \cdot 10^{-4}\}, \quad (6.78)$$

которое на порядок величины меньше, чем настоящая экспериментальная точность.

Недавно были опубликованы промежуточные результаты эксперимента TWIST по измерению параметра ρ [218]

$$\rho = 0,75014 \pm 0,00017(\text{стат.}) \pm 0,00044(\text{сист.}) \pm 0,00011(\eta), \quad (6.79)$$

точность которых в пять раз лучше, чем настоящая экспериментальная точность. Экспериментальное значение параметра ρ определяется при допуще-

нии $\eta = 0$, так как параметры ρ и η имеют значительную статистическую корреляцию при их определении из фита ограниченной части энергетического спектра. Чувствительность по отношению к настоящей неопределенности в параметре η выражается в последней ошибке формулы (6.79). Отсюда видно, что даже при планируемой точности порядка 10^{-4} на параметры Мишеля, эксперимент TWIST не сможет обнаружить отклонение параметра ρ от стандартной модели.

А что можно сказать о влиянии нового параметра κ на ρ ? Во-первых, это влияние, как и возможное воздействие на параметр η , подавлено малым параметром x_0 . Можно показать, что, когда экспериментальное распределение сравнивается с относительным распределением плотности событий теоретического спектра, эффект нового члена полностью незаметен. Поэтому практически невозможно обнаружить эффект нового взаимодействия из анализа изотропной части энергетического распределения позитрона.

Однако неподавленный вклад интерференционного члена между обычным $V-A$ и новым взаимодействиями может быть обнаружен в энергетическом распределении для поперечной компоненты P_{T_1} (6.59), (6.67) поляризационного вектора позитрона. При современной точности измеренное распределение поляризационной поперечной компоненты P_{T_1} не зависит от энергии и совместимо с нулем. Самые точные экспериментальные результаты пока лишь накладывают ограничения на среднее значение поперечной компоненты P_{T_1}

$$\langle P_{T_1} \rangle = 0,016 \pm 0,023 [232], \quad \langle P_{T_1} \rangle = 0,005 \pm 0,016 [228]. \quad (6.80)$$

Последнее значение является предварительным результатом эксперимента μ_{PT} в PSI. Недавно этот результат был перепроверен более внимательно, и новое среднее значение P_{T_1}

$$\langle P_{T_1} \rangle = (6,3 \pm 7,7 \pm 3,4) \cdot 10^{-3} \quad (6.81)$$

было опубликовано [233].

Комбинируя эти результаты, получим $\langle P_{T_1} \rangle = 0,007 \pm 0,007$. Чтобы выделить эффект новой физики, мы должны вычесть вклад стандартной модели, который хотя и мал, но не равен нулю. Оба эксперимента были выполнены примерно в той же самой кинематической области, где вклад стандартной модели имеет следующее значение: $\langle P_{T_1}^{SM} \rangle \simeq -0,005$. Поэтому возможный вклад новой физики оценивается как $\langle P_{T_1}^{NP} \rangle = 0,012 \pm 0,007$. Это значение можно сравнить с нашим предсказанием $\langle P_{T_1}^{\kappa} \rangle \simeq 0,015$, полученным при учете вклада нового тензорного взаимодействия (6.47) с эффективной константой связи $\kappa \approx g_{RR}^T = 0,013$. Это удивительное согласие может быть проверено в будущем на уровне трех стандартных отклонений при сравнении с ожидаемыми окончательными результатами эксперимента μ_{PT} .

Если ненулевой эффект новой физики все же будет обнаружен при измерении P_{T_1} , то следующий вопрос немедленно возникнет при его интерпретации. Какими новыми силами вызван этот эффект: или это проявление (псевдо)скалярных взаимодействий (6.46), ведущих к ненулевому параметру η , или он обязан существованию тензорных взаимодействий (6.47), эффективно описываемых наличием ненулевого параметра κ ? Чтобы ответить на этот вопрос, обсудим анизотропную часть энергетического спектра позитрона (6.53), которая обычно параметризуется только двумя параметрами Мишеля ξ и δ . В нашем случае имеем еще дополнительный вклад, связанный с интерференцией между взаимодействиями стандартной модели и новым тензорным взаимодействием, в то время как такая интерференция отсутствует в случае (псевдо)скалярных взаимодействий. Покажем, что параметр δ является очень чувствительным к наличию дополнительного вклада тензорного взаимодействия.

Чтобы определить параметры ξ и δ , следующая функция асимметрии:

$$\mathcal{A}(x) = P_\mu \frac{F_{AS}(x)}{F_{IS}(x)}, \quad (6.82)$$

измеряется в распаде поляризованного мюона. Отклонение от стандартного значения параметра δ (см. уравнения (6.73) и (6.72))

$$\delta = \frac{3}{4} \{1 + \Delta\delta\} = \frac{3}{4} \frac{1 - |g_{RR}^T|^2}{1 + 5|g_{RR}^T|^2} \approx \frac{3}{4} \{1 - 6|g_{RR}^T|^2\} \simeq \frac{3}{4} \{1 - 10,1 \cdot 10^{-4}\} \quad (6.83)$$

и ненулевое значение параметра κ могут быть установлены независимо от параметра ξ и поляризации мюона P_μ из прецизионных измерений нулевой точки асимметрии $x_z = 1/2 + \Delta x_z$, для которой $\mathcal{A}(x_z) = 0$. Здесь интересно заметить, что оба эффекта и в параметре δ , и в изменении формы анизотропного спектра от дополнительного вклада с параметром κ действуют в одном направлении, ведущем к заметному отклонению значения x_z от его стандартной величины:

$$\Delta x_z \approx \frac{1}{2} \Delta\delta - 9\kappa x_0 \simeq -16,4 \cdot 10^{-4}. \quad (6.84)$$

Данное отклонение находится на пределе точности предыдущих экспериментов в TRIUMF [234] для его обнаружения, в то же время в настоящем эксперименте TWIST имеется возможность установить этот факт на уровне точности 8σ благодаря высокой абсолютной точности 10^{-4} калибровки энергетической шкалы при $x = 1$.

Так как новое тензорное взаимодействие (6.5) не дает вклада в обычный распад пиона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, поляризация мюона P_μ остается равной ее значе-

нию в стандартной модели. Отклонение от стандартного значения параметра ξ

$$\xi = \{1 + 5|g_{RR}^T|^2\} \frac{16}{A} \approx 1 + 2|g_{RR}^T|^2 \simeq 1 + 3,4 \cdot 10^{-4} \quad (6.85)$$

имеет ту же самую величину и противоположный знак, как для параметра ρ . Эта величина является опять-таки очень маленькой, чтобы быть обнаруженной даже в высокоточном эксперименте TWIST при фитировании измеренной асимметрии к теоретически предсказанной (6.82). В то же самое время эффект членов с параметрами δ и κ должен быть заметным благодаря большому предсказанному отклонению в параметре δ (6.83) и большому коэффициенту при дополнительном члене с параметром κ в уравнении (6.84). Например, уже предыдущий эксперимент в TRIUMF [234] обнаружил $1,6\sigma$ -эффект в параметре δ с правильным знаком, как предсказывается формулой (6.83), однако авторы статьи тем не менее приписали этот эффект чисто статистическому отклонению.

Параметр ξ может быть определен также при анализе интегральной асимметрии

$$A' = P_\mu \frac{\int F_{AS}(x) dx}{\int F_{IS}(x) dx}. \quad (6.86)$$

Хотя параметры ρ и δ не дают вклада в это отношение и предсказанное отклонение в параметре ξ очень мало, интерференционный член, определяемый параметром κ , приводит здесь к доминирующему вкладу

$$\begin{aligned} A' &\approx \frac{1}{3} P_\mu \xi \frac{1 + 24\kappa x_0}{1 + 6\kappa x_0} \approx \frac{1}{3} P_\mu \{1 + 18x_0 g_{RR}^T + 2|g_{RR}^T|^2\} \simeq \\ &\simeq \frac{1}{3} P_\mu \{1 + 26,0 \cdot 10^{-4}\}. \end{aligned} \quad (6.87)$$

Предсказанное значение не противоречит лучшим современным измерениям:

$$\begin{aligned} P_\mu \xi &= 1,0027 \pm 0,0079 \pm 0,0030 \text{ [235]}, \\ P_\mu \xi &= 1,0013 \pm 0,0030 \pm 0,0053 \text{ [236]}, \end{aligned} \quad (6.88)$$

и может быть проверено с лучшей точностью в эксперименте TWIST из определения наклона прямой экспериментального распределения по переменной $\cos \vartheta$.

В заключение нашего анализа распада мюона рассмотрим влияние нового тензорного взаимодействия на полную ширину распада мюона Γ и определение константы слабого распада Ферми G_F и как это связано с проблемой унитарности первого ряда матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Как было показано в работе [220] и как следует из формулы (6.48) при $\eta = 0$,

полная ширина распада мюона с учетом нового тензорного взаимодействия имеет вид

$$\Gamma = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3} \{1 + 6x_0 g_{RR}^T + 3|g_{RR}^T|^2\}. \quad (6.89)$$

Тогда в присутствии нового тензорного взаимодействия экспериментальное значение $G_F^{\text{exp}} = (1,16637 \pm 0,00001) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, полученное из времени жизни мюона, связано с константой Ферми G_F как

$$G_F^{\text{exp}} = \sqrt{1 + 6x_0 g_{RR}^T + 3|g_{RR}^T|^2} G_F \simeq 1,00063 G_F. \quad (6.90)$$

Поэтому реальное значение G_F должно быть на одну вторую миллионной части меньше, чем принимается обычно. Матричный элемент $V_{ud}^{\text{exp}} = 0,97425 \pm 0,00022$ [205] определяется из сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов Ферми с использованием современного экспериментального значения G_F^{exp} . Поэтому, чтобы получить его реальное значение

$$V_{ud} = \frac{G_F^{\text{exp}}}{G_F} V_{ud}^{\text{exp}} \simeq 0,97486 \pm 0,00022, \quad (6.91)$$

должна быть сделана коррекция на величину G_F . Данное значение V_{ud} может быть принято как его реальная величина, так как новое тензорное взаимодействие (6.5) дает вклад только в переходы Гамова–Теллера и не влияет на определение V_{ud}^{exp} .

Используя этот факт, мы можем вычислить матричный элемент V_{us} из условия унитарности (6.25)

$$V_{us} = \sqrt{1 - |V_{ud}|^2 - |V_{ub}|^2} = 0,2228 \pm 0,0010, \quad (6.92)$$

где вкладом матричного элемента V_{ub} можно спокойно пренебречь из-за его малого значения по отношению к точности определения V_{ud} . Это значение удивительно хорошо согласуется с величиной $0,2238(30)$ [203], определяемой из отношения экспериментальных ширин распадов каона и пиона $\Gamma(K \rightarrow \mu\nu) / \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$ [94], при использовании расчетов на решетке отношения констант распада псевдоскалярных мезонов f_K / f_π [204] и допущении унитарности. Здесь мы должны заметить, что новое тензорное взаимодействие не дает вклада в двухчастичные распады псевдоскалярных мезонов. Поэтому данное определение V_{us} остается достоверным и в случае новых тензорных взаимодействий. Этот факт подтверждает недавно полученный результат коллаборации E865 по парциальной ширине распада K_{e3}^+ [199], так как определяемое из него значение матричного элемента $V_{us} = 0,2238(33)$ [237] находится в хорошем согласии с унитарностью и определением матричного элемента V_{ud} из ядерных сверхразрешенных бета-распадов. Кроме всего прочего, так как

величина матричного элемента V_{us} довольно маленькая, эффект новых тензорных взаимодействий на распады каонов если и существует, то приводит к на порядок меньшему отклонению в V_{us} , чем экспериментальная точность его определения.

В последнее время уже во многих экспериментах, изучающих каонные распады, подтверждается вышесказанное и продолжается их изучение с все более высокой точностью, проверяется стандартная модель. На этом мы заканчиваем исследование эффектов нового тензорного взаимодействия в низкоэнергетической физике. В следующем разделе перейдем к вопросам прямого рождения и детектирования киральных бозонов на адронных ускорителях, что уже возможно на сегодня.

7. РОЖДЕНИЕ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КИРАЛЬНЫХ БОЗОНОВ НА АДРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

В этом разделе займемся исследованием прямого рождения киральных бозонов и их детектирования на адронных коллайдерах как самых мощных ускорительных комплексах для поиска новой физики. Адронные коллайдеры благодаря своей огромной энергии в системе центра масс и своим относительно компактным размерам еще остаются основным инструментом открытия очень тяжелых частиц. Так, в 1983 г. в двух специально посвященных для этой цели экспериментах UA1 [238] и UA2 [239] открыли промежуточные векторные бозоны на коллайдере SPS в ЦЕРН. Причем энергия столкновения 540 ГэВ была специально выбрана, чтобы удовлетворить требованию грубой оценки минимальной энергии в центре масс, в шесть раз большей предсказанных масс слабых бозонов. Фактор шесть учитывает факт, что взаимодействующие глюоны, кварки и антикварки переносят только часть импульса протона, которая и реализуется в соударении. При таких энергиях сечения производства W - и Z -бозонов достигают уровня нескольких нанобарн. Поэтому здесь приходится иметь дело с очень большим фоном сильных взаимодействий.

Чтобы обнаружить рождение тяжелых бозонов, выбирались только события с их чисто лептонными распадами в изолированные состояния с большими поперечными импульсами и без ассоциированной большой струйной активности. Такая селекция предоставляет почти бесфоновое детектирование резонансно-рожденных заряженных W -бозонов и на три порядка величины более слабый, чем сигнал, фон от процесса Дрелла–Яна под пиком нейтрального Z -бозона. В свою очередь, сигнал от распада этих бозонов будет играть роль фона при настоящем поиске новых тяжелых промежуточных бозонов W' и Z' с аналогичными константами связи с кварками и лептонами.

В любом случае, кроме простой демонстрации существования слабых бозонов необходимо детальное изучение их свойств, следующих из стандартной модели. Эта задача была прекрасно выполнена на большом электрон-позитронном коллайдере (LEP) в ЦЕРН и стэнфордском линейном коллайдере (SLC) в SLAC. К сожалению, массы t -кварка и еще неоткрытого бозона Хиггса превышают возможности этих коллайдеров и не были открыты там. Тем не менее точность измерения электрослабых взаимодействий на лептонных коллайдерах была столь высока, что предсказанная из радиационных петлевых поправок масса топ-кварка $m_t = 180_{-9}^{+8} {}_{-20}^{+17}$ ГэВ [240] была найдена в соответствии и со сравнимой точностью в первых ее прямых измерениях при рождении t -кварка на тэватроне в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми коллаборациями CDF [241] $m_t = (176 \pm 8 \pm 10)$ ГэВ и D0 [242] $m_t = (199_{-21}^{+19} \pm 22)$ ГэВ.

Несмотря на сильный фон при рождении топ-анти топ кварковых пар в сильных взаимодействиях на адронных коллайдерах, неопределенность в определении массы t -кварка $m_t = (173,1 \pm 0,6 \pm 1,1)$ ГэВ [243] была существенно редуцирована в последнее время. Более того, совсем недавно стало возможным обнаружение единичного рождения t -кварка [244] в результате слабых взаимодействий и прямое измерение матричного элемента $|V_{tb}|$ на адронном коллайдере тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми. Другим достижением высокоточных измерений на адронных коллайдерах является измерение массы W -бозона коллаборацией CDF $m_W = (80,413 \pm 0,048)$ ГэВ [245] и коллаборацией D0 $m_W = (80,401 \pm 0,043)$ ГэВ [246] со сравнимой с LEP экспериментальной точностью, которые на сегодня являются самыми точными измерениями в единственном эксперименте. Все эти измерения позволяют наложить еще более строгие ограничения на массу хиггсовской частицы, открытие которой является приоритетной задачей действующего коллайдера тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми и нового большого адронного коллайдера (LHC) в ЦЕРН.

Последние тридцать лет экспериментальной физики высоких энергий отмечены только открытием предсказанных теоретически тяжелых частиц и установлением стандартной модели без каких-либо сюрпризов. Поэтому пуск LHC связан не только с открытием предсказанной частицы Хиггса, но также с надеждой найти новую физику вне стандартной модели. Не стоит говорить, что открытие новых частиц и новых взаимодействий на адронных коллайдерах требует использования точных теоретических моделей, чтобы отделить полезный сигнал от огромного фона сильных взаимодействий.

Целью настоящего раздела является описание сигнатуры резонансного рождения тяжелых *киральных* бозонов единичного спина и их распадов, которые еще не являются широко известными и коренным образом отличаются от свойств калибровочных бозонов. Так, уже стало нарицательным (см., на-

пример, монографию [247]), что *якобиевский пик* в распределениях по поперечному импульсу/энергии является неотъемлемой характеристикой всех двухчастичных распадов. Однако это не так для случая распада новых киральных бозонов [248].

В следующем пункте дадим описание основных модельно-независимых свойств киральных бозонов и, чтобы сделать наши предсказания более определенными, предложим простую количественную модель расширения стандартной модели. После обсудим ее главные феноменологические следствия [249], основанные на рассмотренных нами в предыдущих разделах объяснениях аномалий в прецизионных низкоэнергетических экспериментах как ведущем принципе для обнаружения таких бозонов и их идентификации на адронных коллайдерах, таких как тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми и LHC в ЦЕРН. В последующем пункте представим различные распределения рождения и распада киральных бозонов с использованием пакета программ CalcHEP [250] и укажем на первые сигналы рождения легчайших киральных бозонов на действующем коллайдере тэватрон [251]. В заключительном пункте опишем перспективу для физики LHC и модификацию программы RUTHIA [252] для генерации рождения киральных бозонов и их распадов, близких к реальным экспериментальным условиям.

7.1. Свойства киральных бозонов. Трилинейные взаимодействия, где различные токовые билинейные комбинации фермионов взаимодействуют с соответствующими бозонами с безразмерными константами связи, играют ключевую роль в физике элементарных частиц. Они включают в себя как калибровочные взаимодействия (аксиально-)векторных фермионных токов с (аксиально-)векторными бозонами, так и юкавские взаимодействия (псевдо)скалярных фермионных токов с (псевдо)скалярными бозонами. До настоящего времени только такие взаимодействия применялись в феноменологических приложениях. Например, они были использованы как эффективные взаимодействия различных мезонов с кварками/барионами при модельном описании сильных адронных взаимодействий. На более фундаментальном уровне элементарных частиц калибровочные взаимодействия и юкавское взаимодействие бозона Хиггса с фермионными полями материи составляют базис стандартной модели. Последние взаимодействия являются на сегодня одной из предпочитаемых возможностей приобретения масс начально безмассовыми фермионами.

Здесь мы рассмотрим дополнительные трилинейные взаимодействия, которые естественно возникают при анализе полного набора локальных взаимодействий фермионных токов с бозонами и которые не использовались в общепринятых феноменологических приложениях. Рассмотрим все возможные билинейные эрмитовы комбинации фермионных полей. В релятивистском случае фермионные поля со спином $1/2$ описываются четырехкомпонентным

биспинором Дирака ψ . Поэтому здесь имеется 16 независимых билинейных комбинаций $\bar{\psi}\mathcal{O}\psi$:

$$\begin{aligned} S &= \bar{\psi}\psi, & P &= i\bar{\psi}\gamma^5\psi, & \mathcal{V}^\mu &= \bar{\psi}\gamma^\mu\psi, \\ A^\mu &= \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi, & T^{\mu\nu} &= \bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi, \end{aligned} \quad (7.1)$$

которые могут взаимодействовать соответственно со скалярным S , псевдоскалярным P , векторным V_μ , аксиально-векторным A_μ и антисимметричным тензорным второго ранга $T_{\mu\nu}$ полями

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= g_S \bar{\psi}\psi S + ig_P \bar{\psi}\gamma^5\psi P + g_V \bar{\psi}\gamma^\mu\psi V_\mu + \\ &+ g_A \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi A_\mu + \frac{t}{2} \bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi T_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (7.2)$$

с безразмерными константами связи.

Все эти билинейные комбинации представляют состояния со спином ноль или единица в соответствии с формулой $(1/2) \otimes (1/2) = \mathbf{0} \oplus \mathbf{1}$. Однако по сравнению с нерелятивистским случаем здесь существуют *два различных* типа фермионов со спином $1/2$: левополяризованные $\psi_L = 1/2(1 - \gamma^5)\psi$ и правополяризованные $\psi_R = 1/2(1 + \gamma^5)\psi$, которые преобразуются по *неэквивалентным* представлениям группы Лоренца $(1/2, 0)$ и $(0, 1/2)$ соответственно. Поэтому число независимых комбинаций увеличивается в два раза по сравнению с нерелятивистским случаем. Новые скалярные $\bar{\psi}\gamma^0\psi$ и псевдоскалярные $\bar{\psi}\gamma^0\gamma^5\psi$ компоненты ассоциируются с четвертыми компонентами релятивистских векторного $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ и аксиально-векторного $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ токов и не приводят к каким-либо новым физическим состояниям со спином ноль. В то время как новые векторное $\bar{\psi}\sigma^{0i}\psi$ и аксиально-векторное $\bar{\psi}\sigma^{ij}\psi$ состояния со спином единица вводятся как компоненты независимого антисимметричного тензорного тока второго ранга $\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$.

Другими словами, в релятивистском случае имеются *два различных* состояния со спином единица, которые преобразуются по *неэквивалентным* векторному $(1/2, 1/2)$ и *киральному* $(0, 1) + (1, 0)$ представлениям группы Лоренца. Первое четырехкомпонентное представление ассоциируется с хорошо известными (аксиально-)векторными бозонами A_μ и V_μ , в то время как последнее шестикомпонентное представление требует введения нового антисимметричного тензорного поля второго ранга $T_{\mu\nu}$, которое описывает одновременно трехкомпонентные векторный и аксиально-векторный бозоны.

Новое юкавское тензорное взаимодействие (7.2) может быть переписано в явно кирально-инвариантной форме

$$\mathcal{L}_Y^T = \frac{t}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_L \sigma^{\mu\nu} \psi_R T_{\mu\nu}^+ + \frac{t}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_R \sigma^{\mu\nu} \psi_L T_{\mu\nu}^-, \quad (7.3)$$

где мы ввели киральные компоненты $T_{\mu\nu}^{\pm} = 1/\sqrt{2}(T_{\mu\nu} \pm i\tilde{T}_{\mu\nu})$ антисимметричного тензорного поля $T_{\mu\nu}$ и дуального к нему $\tilde{T}_{\mu\nu} = 1/2\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}T^{\alpha\beta}$. Эти компоненты связаны преобразованиями зарядового сопряжения C и пространственной инверсией P в пространстве Минковского и являются (анти)самодуальными тензорами в евклидовом пространстве.

Чтобы найти свободный лагранжиан для нового антисимметричного тензорного поля второго ранга, достаточно вычислить однопетлевую радиационную поправку в его собственно энергетическую часть, состоящую из виртуальных фермионных пар с известными пропагаторами. Так как юкавская константа связи t безразмерна, теория является формально перенормируемой, и структура квантовых поправок должна воспроизводить затравочный свободный лагранжиан. Простые вычисления, представленные в разд. 5, ведут к конформно-инвариантному лагранжиану

$$\mathcal{L}_0^T = \frac{1}{4} \partial_\rho T_{\mu\nu} \partial^\rho T^{\mu\nu} - \partial_\mu T^{\mu\rho} \partial^\nu T_{\nu\rho} \quad (7.4)$$

для антисимметричного тензорного поля с конформной массовой размерностью единица [18]. Его свойства были исследованы в предыдущих разделах. Здесь мы лишь упомянем одно из них, что в противоположность калибровочным бозонам, которые имеют поперечные физические компоненты, безмассовые векторный и аксиально-векторный бозоны, описываемые антисимметричным тензорным полем, имеют продольные физические компоненты.

Интересно отметить, что массовый член $T_{\mu\nu}T^{\mu\nu}$ не генерируется радиационными поправками, так как он не инвариантен по отношению к киральным преобразованиям

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \exp[i\theta\gamma^5]\psi, & \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi} \exp[i\theta\gamma^5], \\ T_{\mu\nu}^+ &\rightarrow \exp[-2i\theta]T_{\mu\nu}^+, & T_{\mu\nu}^- &\rightarrow \exp[+2i\theta]T_{\mu\nu}^-, \end{aligned} \quad (7.5)$$

симметрия по отношению к которым и предохраняет его появление. В то же самое время кирально-инвариантное взаимодействие

$$\mathcal{L}_4^T = \lambda (T_{\mu\nu}T^{\mu\nu}T_{\alpha\beta}T^{\alpha\beta} - 4T_{\mu\nu}T^{\nu\alpha}T_{\alpha\beta}T^{\beta\mu}) \quad (7.6)$$

генерируется даже в случае *действительного* антисимметричного тензорного поля благодаря его киральным свойствам [24].

Киральная симметрия может быть локализована введением параметра преобразования $\theta \rightarrow \theta(x)$, зависящего от координат, и включением аксиально-векторного калибровочного поля A_μ с преобразованиями

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{g_A} \partial_\mu \theta(x). \quad (7.7)$$

В этом случае дополнительные калибровочные взаимодействия антисимметричного тензорного поля должны быть учтены [24]

$$\mathcal{L}_A^T = 2g_A \left(\tilde{T}^{\mu\nu} \partial^\rho T_{\rho\nu} - T^{\mu\nu} \partial^\rho \tilde{T}_{\rho\nu} \right) A_\mu + g_A^2 \left(A_\rho A^\rho T_{\mu\nu} T^{\mu\nu} - 4A_\mu A^\nu T^{\mu\rho} T_{\nu\rho} \right). \quad (7.8)$$

Эти взаимодействия приводят к отрицательному вкладу в β -функцию для калибровочной константы связи g_A , которая имеет *асимптотически свободное* поведение даже в *абелевом* случае.

Киральные бозоны приобретают массу подобно калибровочным бозонам посредством механизма, аналогичного хиггсовскому, причем сгенерированный массовый член является *нелокальным* [150]. С использованием соотношения [253]

$$T_{\mu\nu} = \hat{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \hat{B}^{\alpha\beta}, \quad (7.9)$$

где $\hat{R}_{\mu\nu} = \hat{\partial}_\mu R_\nu - \hat{\partial}_\nu R_\mu$, $\hat{B}_{\mu\nu} = \hat{\partial}_\mu B_\nu - \hat{\partial}_\nu B_\mu$ и $\hat{\partial}_\mu = \partial_\mu / \sqrt{-\partial^2}$, свободный лагранжиан (7.4) для антисимметричного тензорного поля может быть записан в более привычной форме

$$\mathcal{L}_0^T = -\frac{1}{4} R_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^2 + \frac{M_T^2}{2} (R_\mu^2 + B_\mu^2) \quad (7.10)$$

через тензоры напряженности для нового векторного $R_\mu = \hat{\partial}^\nu T_{\nu\mu}$ и аксиально-векторного $B_\mu = \hat{\partial}^\nu \tilde{T}_{\nu\mu}$ полей, где массовый член приобретает обычную *локальную* форму в этом представлении.

Новые поля автоматически удовлетворяют условиям Лоренца $\partial^\mu R_\mu = 0$ и $\partial^\mu B_\mu = 0$ и могут быть рассмотрены как обычные поля единичного спина. Единственное различие с калибровочными полями состоит в совершенно другой структуре Лоренца трилинейных взаимодействий

$$\mathcal{L}_Y^T = t \hat{\partial}_\nu (\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi) R_\mu + it \hat{\partial}_\nu (\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 \psi) B_\mu, \quad (7.11)$$

а векторный R_μ и аксиально-векторный B_μ бозоны характеризуются одной и той же константой связи t и одинаковой массой M_T . Поэтому эти взаимодействия автоматически обладают киральной симметрией с преобразованиями

$$\begin{pmatrix} R_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix}. \quad (7.12)$$

С другой стороны, требование киральной симметрии полного лагранжиана (7.2) при киральных преобразованиях (псевдо)скалярных полей

$$\begin{pmatrix} S \\ P \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S \\ P \end{pmatrix} \quad (7.13)$$

накладывает условия равенства констант связи $g_S = g_P$ и масс $M_S = M_P$ бозонов нулевого спина.

Обмен промежуточными массивными бозонами с импульсом передачи q_μ генерирует все возможные кирально-инвариантные эффективные четырехфермионные взаимодействия в борновском приближении

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & \frac{g_S^2}{2(M_S^2 - q^2)} \bar{\psi}(1 + \gamma^5)\psi \bar{\psi}(1 - \gamma^5)\psi - \\ & - \frac{g_V^2}{2(M_V^2 - q^2)} (\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)^2 - \frac{g_A^2}{2(M_A^2 - q^2)} (\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi)^2 - \\ & - \frac{t^2}{2(M_T^2 - q^2)} \bar{\psi}\sigma^{\mu\rho}(1 + \gamma^5)\psi \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \bar{\psi}\sigma_{\nu\rho}(1 - \gamma^5)\psi. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Специфика эффективных тензорных взаимодействий заключается в особенной их зависимости от импульса передачи через фактор $q_\mu q_\nu / q^2$.

С одной стороны, этот фактор обуславливает хорошее ультрафиолетовое поведение и не приводит к нарушению унитарности при высоких энергиях. С другой стороны, он имеет полюс при $q^2 = 0$ и может привести к инфракрасной проблеме при низких энергиях. Общего и последовательного решения этой проблемы еще не найдено, и в предыдущих разделах мы лишь ограничились небольшими замечаниями о ее возможных решениях. Однако в этом разделе, как и в предыдущих, будем рассматривать только процессы с $q^2 \neq 0$, которые не приводят к инфракрасной проблеме.

Имея полный набор эффективных взаимодействий (7.14), интересно сравнить угловые распределения резонансного s -канального рассеяния частицы на античастице через различные промежуточные бозоны. Адекватным инструментом описания частиц при достаточно высоких энергиях является формализм спиральностей, так как спиральность является хорошим квантовым числом для безмассовых или высокоэнергетических частиц.

Например, угловое распределение распада резонанса со спином j и спиральностью λ ($-j \leq \lambda \leq j$) в его системе центра масс в две безмассовые частицы со спиральностями λ_1 и λ_2 может быть представлено в виде [254]

$$\frac{d\Gamma^j}{d\cos\vartheta d\phi} = \frac{1}{64\pi^2 M} |\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2}^{j\lambda}(\vartheta, \phi)|^2, \quad (7.15)$$

где спиральная амплитуда

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2}^{j\lambda}(\vartheta, \phi) = \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} e^{i(\lambda-\delta)\phi} d_{\lambda\delta}^j(\vartheta) \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2}^j \quad (7.16)$$

выражается через разность $\delta \equiv \lambda_1 - \lambda_2$ и редуцированную амплитуду распада $\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2}^j$, которая является только функцией j и спиральностей конечных частиц, но не зависит от полярного ϑ и азимутального ϕ углов.

Так, для рассеяния через (псевдо)скалярные бесспиновые бозоны $j = 0$, которые не имеют какого-либо выделенного направления в пространстве, угловое распределение изотропно

$$\frac{d\Gamma_S}{d\cos\vartheta} \propto |d_{00}^0|^2 \sim 1, \quad (7.17)$$

где ϑ — угол рассеяния в системе центра масс между входящей и исходящей частицами. В то время как обмен (аксиально-)векторными бозонами со спином единица ведет к хорошо известному распределению

$$\frac{d\Gamma_V}{d\cos\vartheta} \propto |d_{11}^1|^2 + |d_{-11}^1|^2 \sim 1 + \cos^2\vartheta \quad (7.18)$$

с точностью до линейной зависимости от члена $\cos\vartheta$, который учитывает несохранение P -четности.

Тензорные взаимодействия тоже происходят вследствие обмена через резонансные состояния (аксиально-)векторных бозонов, однако они приводят к другой форме углового распределения в отличие от предыдущего случая [255]

$$\frac{d\Gamma_T}{d\cos\vartheta} \propto |d_{00}^1|^2 \sim \cos^2\vartheta. \quad (7.19)$$

В данном случае имеется характеристическая плоскость, перпендикулярная оси пучка, где эмиссия пар частиц в конечном состоянии запрещена. Не стоит говорить, что события с большими поперечными импульсами p_T являются основной сигнатурой рождения новых резонансов на коллайдерах. Поэтому регистрация киральных бозонов с тензорными взаимодействиями — это трудная задача из-за отсутствия якобиевского *пика* и наличия *впадины* в распределении по быстротам [248].

Другой модельно-независимой особенностью тензорных взаимодействий является отсутствие интерференции с обычными калибровочными взаимодействиями в случае безмассовых фермионов. В реальном случае легких фермионных ароматов пренебрежимо слабая интерференция с известными калибровочными взаимодействиями также приводит к трудностям их обнаружения в низкоэнергетических прецизионных измерениях и экспериментах на коллайдерах, что позволяет им избегать строгих экспериментальных ограничений.

Билинейные фермионные комбинации (7.1) определяют квантовые числа J^{PC} бозонных состояний S , P , V_μ , A_μ , R_μ и B_μ как 0^{++} , 0^{-+} , 1^{--} , 1^{++} , 1^{--} и 1^{+-} соответственно. Все эти квантовые числа могут быть приписаны существующим кварк-антикварковым мезонным состояниям (см. таблицу).

Квантовые числа изоскалярных $I = 0$ и изовекторных $I = 1$ нейтральных мезонных состояний

Мезонные состояния	J^{PC}				
	0^{++}	0^{-+}	1^{--}	1^{++}	1^{+-}
$I = 0$	f_0	η, η'	$\omega, \phi, \omega', \phi'$	f_1	h_1
$I = 1$	a_0	π	ρ, ρ'	a_1	b_1

Так, с одной стороны, новые CP -нечетные киральные бозоны B_μ обладают квантовыми числами 1^{+-} , которые, без сомнения, должны быть приписаны существующим h_1 - и b_1 -бозонам. С другой стороны, квантовые числа 1^{--} новых CP -четных киральных бозонов R_μ совпадают с квантовыми числами векторного бозона V_μ . Поэтому эти состояния могут смешиваться, приводя к появлению физических состояний с квантовыми числами 1^{--} парами: $\omega - \omega'$, $\phi - \phi'$ и $\rho - \rho'$. Однако прямое взаимодействие *кирально-нейтрального* векторного бозона V_μ и *кирально-заряженного* бозона R_μ запрещено киральной симметрией и может быть реализовано лишь только в результате спонтанного нарушения симметрии $\langle S \rangle_0 \neq 0$, возникающего из *кирально-инвариантного* трилинейного взаимодействия бозонов

$$\mathcal{L}_\chi = g_\chi \left(ST_{\mu\nu} + P\tilde{T}^{\mu\nu} \right) F^{\mu\nu}, \quad (7.20)$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$.

Соответствующая модель была развита в [256], где дано простое объяснение динамических свойств мезонов единичного спина и получены новые массовые соотношения между ними. Результаты этого подхода находятся в хорошем согласии с правилами сумм КХД, расчетами на решетке и экспериментальными данными. Представим сейчас, по аналогии с идеей о техницвете, что подобное явление может быть экстраполировано к высоким энергиям шкалы Ферми, где наряду с известными калибровочными электрослабыми бозонами со спином единица γ, Z, W^\pm и бесспиновым хиггсовским бозоном H присутствуют дополнительные *киральные* бозоны единичного спина T .

Так как киральные свойства новых бозонов единичного спина подобны хиггсовским бозонам, они должны вводиться как дублеты $T_\mu = (T_\mu^+ \ T_\mu^0)$ с сохранением симметрии стандартной модели $SU(2)_W \times U(1)_Y$. Однако кирально-инвариантное трилинейное взаимодействие типа (7.20) и калибровочные взаимодействия (7.8) приводят к новым киральным аномалиям [150]. Чтобы сократить эти аномалии, также должны быть введены дополнительные дублеты $U_\mu = (U_\mu^0 \ U_\mu^-)$ с противоположными к T_μ гиперзарядами Y . Это относится и к хиггсовским бозонам, число дублетов которых также должно быть удвоено $H_1 = (H_1^+ \ H_1^0)$ и $H_2 = (H_2^0 \ H_2^-)$.

Поэтому по сравнению со стандартной моделью необходимо ввести дополнительные бозонные степени свободы. В бесспиновом секторе кроме «легкого» хиггсовского бозона стандартной модели h нейтральный CP -четный H , CP -нечетный A и заряженные H^\pm бозоны должны присутствовать как в минимальной суперсимметричной модели (MSSM). Новые киральные бозоны добавляют еще восемь состояний со спином единица: нейтральные CP -четные $T_\mu^R = \sqrt{2} \operatorname{Re} T_\mu^0$, $U_\mu^R = \sqrt{2} \operatorname{Re} U_\mu^0$, CP -нечетные $T_\mu^I = \sqrt{2} \operatorname{Im} T_\mu^0$, $U_\mu^I = \sqrt{2} \operatorname{Im} U_\mu^0$ и заряженные T_μ^\pm , U_μ^\pm бозоны. Так как бесспиновый сектор с дополнительным дублетом Хиггса хорошо исследован в MSSM, сконцентрируем свое внимание только на секторе новых киральных бозонов со спином единица.

Трилинейное кирально-инвариантное взаимодействие новых киральных бозонов с кварками $Q^a = (u_L^a, d_L^a)$, u_R^a , d_R^a и лептонами $L^a = (\nu_L^a, e_L^a)$, ν_R^a , e_R^a

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^T = & [t_{ab}^q (\bar{Q}^a \sigma^{\alpha\beta} d_R^b) + t_{ab}^\ell (\bar{L}^a \sigma^{\alpha\beta} e_R^b)] \begin{pmatrix} \hat{\partial}_\alpha T_\beta^+ \\ \hat{\partial}_\alpha T_\beta^0 \end{pmatrix} + \\ & + [u_{ab}^q (\bar{Q}^a \sigma^{\alpha\beta} u_R^b) + u_{ab}^\ell (\bar{L}^a \sigma^{\alpha\beta} \nu_R^b)] \begin{pmatrix} \hat{\partial}_\alpha U_\beta^0 \\ \hat{\partial}_\alpha U_\beta^- \end{pmatrix} + \text{h. c.} \quad (7.21) \end{aligned}$$

однозначно фиксируется принципами симметрии. Здесь a, b — индексы поколений, а $t_{ab}^q, t_{ab}^\ell, u_{ab}^q, u_{ab}^\ell$ — в общем-то произвольные юкавские константы связи. В отличие от юкавского взаимодействия (5.15) здесь для общности рассмотрения ввели дополнительное взаимодействие с правополяризованными состояниями нейтрино, которые являются нейтральными и не взаимодействуют с калибровочными бозонами стандартной модели, но естественным образом взаимодействуют с новыми киральными бозонами. Эти взаимодействия могут играть важную роль в физике нейтрино вне стандартной модели, а именно, лептогенезисе и осцилляциях. Однако в дальнейшем будем предполагать, что правополяризованные состояния нейтрино очень массивны ($m_{\nu_R} \gg m_t$) и отщепляются ниже шкалы слабых взаимодействий, т. е. мы можем положить $u_{ab}^\ell = 0$. Рассмотрение же вопросов, связанных со шкалой энергий великого объединения, выходит за рамки настоящего обзора.

Фермионный сектор остается таким же, как в стандартной модели, и содержит три поколения, обозначаемые индексом a , двухкомпонентных вейлевских спиноров ψ_a : левополяризованных лептонных L_a и цветных кварковых Q_a дублетов и правополяризованных лептонных e_{Ra} и цветных кварковых u_{Ra}, d_{Ra} синглетов. Здесь и далее будем опускать индексы цвета, так как новые киральные бозоны бесцветны и имеют одинаковые взаимодействия с кварками независимо от цвета. Локальная калибровочная симметрия электрослабых взаимодействий, которая реализуется посредством введения и вза-

имодействий триплета \mathbf{W}_α и синглета B_α калибровочных бозонов, и цветная группа $SU_C(3)$ также остаются без изменений.

Топологически взаимодействия (7.21) имеют тот же вид, что и электро-слабые взаимодействия:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = g (\bar{\psi}_a \gamma^\alpha \mathbf{T} \psi_a) \mathbf{W}_\alpha + g' \left(\bar{\psi}_a \gamma^\alpha \frac{Y}{2} \psi_a \right) B_\alpha, \quad (7.22)$$

где g и g' — калибровочные константы связи, а \mathbf{T} и Y — генераторы калибровочных групп $SU_L(2)$ и $U_Y(1)$ соответственно. Единственная принципиальная разница между ними заключается в том, что взаимодействия калибровочных бозонов сохраняют спиральности входящих и выходящих фермионов, в то время как взаимодействия киральных бозонов приводят к перевороту спиральности. Это свойство будет являться основной отличительной сигнатурой их поиска в экспериментах.

Явный вид взаимодействий (7.21) предоставляет возможность получить низкоэнергетический эффективный лагранжиан и исследовать сигнатуру рождения новых киральных бозонов при высоких энергиях. Чтобы быть более конкретными в своих предсказаниях, сделаем в дальнейшем ряд модельно-зависимых упрощений. Еще в самом начале допустим, что киральные бозоны очень массивны, чтобы рождаться в низкоэнергетических процессах, и их эффект возможен только посредством их виртуального обмена. Поэтому для этих целей будем использовать подход эффективного действия. Возможность легких (или даже безмассовых) киральных бозонов также может иметь место, но в этом случае будем иметь дело с объяснением их невероятно малой юкавской константы связи с материей, чтобы избежать противоречий с экспериментальными ограничениями.

Давайте теперь каким-либо модельно-зависимым образом получим соотношения между калибровочными константами g , g' и юкавскими константами t_{ab}^ℓ , t_{ab}^q и u_{ab}^q . Чтобы это сделать, применим гипотезу динамической генерации кинетических членов для бозонных полей [110]. Эта идея восходит к модели Намбу–Йона-Лазинио [73] с нелинейным четырехфермионным взаимодействием. В [92] был развит метод линеаризации четырехфермионных взаимодействий посредством введения вспомогательных бозонных полей* (без кинетических членов) с безразмерными константами связи, который явился более подходящим для последовательного квантования этой модели.

Сначала применим этот метод к калибровочным полям \mathbf{W}_α и B_α , предполагая, что они не имеют затравочных кинетических членов. Кинетические

*Интересно отметить, что в той же самой работе автор делает заключение о невозможности введения бозонных антисимметричных тензорных степеней свободы кирально-инвариантным образом.

члены для них должны быть сгенерированы посредством квантовых поправок к их собственно энергетическим частям, состоящим из фермионных петель. Последующая перенормировочная процедура приводит к правильной нормировке их кинетических членов и устанавливает соотношения между различными константами связи.

Так, в низшем однопетлевом приближении квантовые поправки к собственно энергетической части калибровочного поля \mathbf{W}_α имеют вид

$$\begin{aligned} \Pi_{W_{\alpha\beta}^{ij}}(q) &= ig^2(1 + N_C)N_g \text{Tr}(T^i T^j) \times \\ &\times \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[\gamma_\alpha \frac{1 - \gamma^5}{2} (\not{p} - \not{q})^{-1} \gamma_\beta \frac{1 - \gamma^5}{2} \not{p}^{-1} \right] = \\ &= -4g^2 I_0 (g_{\alpha\beta} q^2 - q_\alpha q_\beta) \delta^{ij} + \mathcal{O}(q^4), \end{aligned} \quad (7.23)$$

где $I_0 = -i/(2\pi)^4 \text{Reg} \int d^4 p/p^4$ является регуляризованным выражением логарифмически расходящегося интеграла. Аналогичные вычисления для абелева поля B_α дают

$$\Pi_{B_{\alpha\beta}}(q) = -\frac{20}{3} g'^2 I_0 (g_{\alpha\beta} q^2 - q_\alpha q_\beta) + \mathcal{O}(q^4). \quad (7.24)$$

Сравнение двух предыдущих выражений ведет к соотношению

$$\left(\frac{g'}{g} \right)^2 = \frac{3}{5} \quad (7.25)$$

между калибровочными константами связи и, следовательно, к предсказанию электрослабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W = 3/8$. Впервые этот результат был получен в [257]. Это значение совпадает с предсказаниями моделей великого объединения (которые включают простую калибровочную группу Ли $SU(5)$) на шкале объединения [258]. Благодаря различному эволюционному поведению калибровочных констант g и g' с энергией* эффект перенормировки ведет к меньшему значению $\sin^2 \theta_W$ при низких энергиях [259], приближая его к экспериментальной величине [94]

$$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 0,23152(14). \quad (7.26)$$

Отсутствие калибровочной симметрии для киральных тензорных взаимодействий (7.21) не позволяет фиксировать значения юкавских констант связи

*Калибровочная константа связи g неабелевой группы $SU(2)_W$ обладает асимптотически свободным поведением и растет с уменьшением энергии, в то время как калибровочная константа связи абелевой группы $U(1)_Y$ имеет обратное поведение.

t_{ab}^ℓ , t_{ab}^q и u_{ab}^q . Кроме того, на сегодня не существует какого-либо общепринятого принципа, как это сделать. Поэтому чтобы продвинуться дальше, мы должны сделать модельно-зависимые предположения. Простейшим, но, очевидно, не единственно возможным решением является допущение кварк-лептонной универсальности новых тензорных взаимодействий и их универсальности по отношению к различным фермионным генерациям

$$t_{ab}^q = t_{ab}^\ell = t \delta_{ab}, \quad u_{ab}^q = u \delta_{ab}. \quad (7.27)$$

Используя это предположение и явный вид взаимодействий (7.21), теперь легко вычислить квантовые однопетлевые поправки в собственно энергетические части для дублетов T_α

$$\Pi_{T_{\alpha\beta}}(q) = -4t^2 I_0 (g_{\alpha\beta} q^2 - q_\alpha q_\beta) + \mathcal{O}(q^4) \quad (7.28)$$

и U_α

$$\Pi_{U_{\alpha\beta}}(q) = -3u^2 I_0 (g_{\alpha\beta} q^2 - q_\alpha q_\beta) + \mathcal{O}(q^4). \quad (7.29)$$

Сравнение уравнений (7.23), (7.28) и (7.29) приводит к соотношению

$$g^2 = t^2 = \frac{3}{4} u^2 \quad (7.30)$$

между новыми тензорными юкавскими константами связи и калибровочной константой связи группы $SU(2)_W$. Чтобы убедиться в физической корректности такой процедуры, сошлемся на аналогичное соотношение (4.32) между юкавскими константами связи различных мезонных резонансов в кварковой модели, которое приводит к успешным феноменологическим следствиям.

Асимметрия в константах связи для дублетов киральных бозонов возникает благодаря абсолютной несимметричности их взаимодействий с лептонами при энергиях ниже шкалы великого объединения. При высоких энергиях, когда правополяризованные нейтрино становятся активны, симметрия между обоими взаимодействиями должна восстанавливаться. Можно также ожидать, что эволюция констант связи к низкоэнергетической шкале не должна сильно изменить соотношение (7.30), так как и калибровочная константа связи g и юкавские константы связи t и u обладают асимптотически свободным поведением [24]. Будем использовать это соотношение в дальнейшем для численного определения масс киральных бозонов.

Теория Ферми слабых взаимодействий [89] дает замечательный пример эффективной теории поля, которая прекрасно описывает низкоэнергетическую физику, используя только одну размерную константу связи $G_F = 1,16637(1) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$. Она возникает из обмена заряженными массивными промежуточными бозонами W^\pm при малых передачах импульса и в борновском (древесном) приближении выражается как

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \quad (7.31)$$

где M_W — масса бозона. В стандартной модели калибровочная константа связи g связана с электромагнитной постоянной тонкой структуры α и $\sin^2 \theta_W$ как $g^2 = 4\pi\alpha / \sin^2 \theta_W$. Это позволяет оценить массу промежуточного бозона $M_W \simeq 77,5$ ГэВ в древесном приближении с достаточно хорошей точностью.

Чтобы оценить массы новых промежуточных киральных бозонов, мы должны, как и в случае эффективной теории Ферми, сопоставить силу новых эффективных тензорных взаимодействий с их теоретически предсказанным выражением. Начнем со случая заряженных киральных бозонов, где их эффект скрывает лишь фон обычных слабых взаимодействий. Чтобы получить эффективное низкоэнергетическое тензорное взаимодействие в пределе тяжелых киральных бозонов, необходимо предположить некоторую форму нарушения киральной симметрии. Самый общий вид массового члена для двух заряженных бозонов можно записать в форме матрицы общего вида

$$M^2 = \begin{pmatrix} T_\alpha^+ & U_\alpha^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^2 & -\mu^2 \\ -\mu^2 & m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_\alpha^- \\ U_\alpha^- \end{pmatrix}, \quad (7.32)$$

где имеется только физическое условие положительности детерминанта $\Delta = M^2 m^2 - \mu^4 = M_L^2 M_H^2 > 0$, который определяет произведение собственных значений M_L^2 и M_H^2 , соответствующих квадратам масс легкого и тяжелого физических массовых состояний. Тогда эффективное тензорное кварк-лептонное взаимодействие имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_T^{\text{eff}} = & -\sqrt{2} f_T G_F \bar{u} \sigma_{\alpha\rho} d_L \frac{4q^\rho q_\beta}{q^2} \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} \nu_L - \\ & -\sqrt{2} f'_T G_F \bar{u} \sigma_{\alpha\rho} d_R \frac{4q^\rho q_\beta}{q^2} \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} \nu_L + \text{h. c.}, \end{aligned} \quad (7.33)$$

где

$$f_T = \frac{2M_W^2 \mu^2}{\sqrt{3} M_L^2 M_H^2} > 0, \quad f'_T = \frac{M_W^2 m^2}{M_L^2 M_H^2} > 0 \quad (7.34)$$

— положительные безразмерные эффективные константы связи, которые определяют силу новых тензорных взаимодействий по отношению к обычному слабому взаимодействию Ферми.

Как мы уже обсуждали в предыдущих разделах, чтобы избежать экспериментальных ограничений, связанных с появлением CP -нечетного тензорного кваркового тока $q^\beta \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} \gamma^5 d$, необходимо потребовать равенства эффективных констант связи $f_T = f'_T$. Это достигается в случае равенства $\mu^2 = \sqrt{3} m^2 / 2$.

С учетом последнего равенства диагонализация массовой матрицы (7.32) дает два массовых состояния

$$M_L^2 = \frac{M^2 + m^2 - \sqrt{(M^2 - m^2)^2 + 3m^4}}{2} \quad (7.35)$$

и

$$M_H^2 = \frac{M^2 + m^2 + \sqrt{(M^2 - m^2)^2 + 3m^4}}{2}, \quad (7.36)$$

которые выражаются только через два массовых параметра m и M . Если параметр M фиксирован, то максимальное значение легчайшего массового состояния достигается при $m^2 = M^2/2$, которое определяют физическую массу как $M_L = M/2$. Это значение соответствует энергетически выгодному обмену бозоном именно с такой массой. В этом случае тяжелое массовое состояние определяется как $M_H = \sqrt{5}M_L$. Принимая величину эффективной тензорной константы $f_T \approx 10^{-2}$, которая позволяет объяснить дефицит событий в радиационном распаде пиона, можно оценить массы заряженных киральных бозонов как

$$M_H = \sqrt{\frac{2}{f_T}} M_W \approx 1137 \text{ ГэВ}, \quad M_L \approx 509 \text{ ГэВ}. \quad (7.37)$$

Эти значения будут использоваться в следующих пунктах для количественных вычислений сечений рождения киральных бозонов на адронных коллайдерах.

Естественно, что все эти результаты модельно-зависимые и следуют из соотношений (7.27) и (7.30) для юкавских констант связи. Принимая, что эти константы по порядку величины совпадают с калибровочными константами связи, относительную слабость новых тензорных взаимодействий можно объяснить более тяжелыми массами киральных бозонов по сравнению с массами калибровочных бозонов (см. (7.34)). Интересно заметить, что масса тяжелого бозона не зависит от конкретной величины отношения t/u , в то время как масса легчайшего бозона очень к нему чувствительна. Так, например, в симметричном случае $t = u = g$, который имеет место, когда $u_{ab}^l \neq 0$, $M_L = M_H/\sqrt{6} \approx 464 \text{ ГэВ}$. В общем случае можно показать, что существует верхняя граница на массу легчайшего заряженного кирального бозона $M_L < M_H/\sqrt{2} \approx 804 \text{ ГэВ}$.

Допуская лептонную универсальность тензорных взаимодействий (7.33), можно попытаться применить эти взаимодействия также к адронным распадам τ -лептонов и исследовать их эффект на эти распады. В соответствии с этой гипотезой они должны воздействовать на адронные моды τ -распадов с той же самой эффективной константой связи f_T . По кинематическим соображениям они не будут давать вклад в двухчастичный распад τ -лептона с одним пионом в конечном состоянии $\tau \rightarrow \pi\nu$. В то же самое время двухпионный канал распада $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow 2\pi\nu$ через векторный мезон ρ должен значительно измениться до уровня $\mathcal{O}(10\%)$ из-за интерференции между тензорными токами новых взаимодействий и нетривиальным кварковым током ρ -мезона, а также большой массы τ -лептона [260]. С использованием гипотезы сохранения векторного тока [98, 99] парциальная ширина двухпионного распада

τ -лептона может быть выражена через сечение электромагнитного процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \rho \rightarrow 2\pi$, куда не дает вклада тензорное взаимодействие (7.33). Сравнение современных экспериментальных данных показывает, что предсказанная парциальная ширина двухпионного распада τ -лептона из сечения электромагнитного процесса электрон-позитронной аннигиляции оказывается на $4,5\sigma$ меньше, чем непосредственно измеренное значение в τ -распаде [261]. Это несоответствие является самым большим общепризнанным отклонением от стандартной модели.

Факт, что тензорное взаимодействие (7.33) с одной и той же эффективной константой связи f_T может объяснить одновременно деструктивную интерференцию в радиационном распаде пиона, аномально большое значение параметра асимметрии A в поляризованном распаде нейтрона, избыток событий в двухпионном распаде τ -лептона и в то же самое время избежать строгих ограничений из других экспериментов, показывает живучесть этой идеи. Наше решение несоответствия между двухпионным распадом τ -лептона и рождением в электромагнитном процессе электрон-позитронной аннигиляции подкрепляет другую проблему, связанную с разницей между предсказанным и измеренным значением аномального магнитного момента мюона.

В настоящее время экспериментальные данные τ -распада не используются для предсказания адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона из-за отмеченного выше несоответствия, в то время как экспериментальные данные e^+e^- -аннигиляции приводят к предсказанной величине [261], которая на $3,3\sigma$ меньше, чем измеренное значение [262]

$$\delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}} = (27,5 \pm 8,4) \cdot 10^{-10}. \quad (7.38)$$

Здесь надо отметить, что данное отклонение экспериментально измеряемой величины аномального магнитного момента мюона от его предсказанного теоретического значения является очень большим, так как оно почти в два раза больше, чем вклад массивных слабых бозонов W и Z , $a_\mu^{\text{weak}} = (15,4 \pm 0,2) \times 10^{-10}$. Поэтому, рассуждая наивно, вклад еще более тяжелых новых бозонов должен быть еще меньше и не может объяснить разницы (7.38).

Возможно ли все же объяснить эту разницу, включая в рассмотрение новые нейтральные бозоны T_μ^0 или U_μ^0 , которые взаимодействуют с материей аномально (7.21)? Конечно, имея в виду, что нейтральный сектор тензорных взаимодействий абсолютно неизвестен, на сегодняшний день невозможно дать количественную оценку их эффекта. Тем не менее знак разницы все еще может быть предсказан. Идея заключается в следующем.

Электромагнитное взаимодействие фотона A_α с заряженными лептонами ℓ может быть представлено в виде

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^\gamma = e \bar{\ell} \gamma^\alpha \ell A_\alpha + a_\ell \frac{e}{2m_\ell} \bar{\ell} \sigma^{\alpha\beta} \ell \partial_\alpha A_\beta, \quad (7.39)$$

где первый член описывает калибровочное взаимодействие, а второй член является эффективным взаимодействием фотона с аномальным магнитным моментом лептона. Киральная структура эффективного аномального взаимодействия фотона совпадает с киральной структурой новых тензорных взаимодействий (7.21)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^N = & \frac{t}{\sqrt{2}} (\bar{d}\sigma^{\alpha\beta}d + \bar{\ell}\sigma^{\alpha\beta}\ell) \hat{\partial}_\alpha T_\beta^R + i \frac{t}{\sqrt{2}} (\bar{d}\sigma^{\alpha\beta}\gamma^5d + \bar{\ell}\sigma^{\alpha\beta}\gamma^5\ell) \hat{\partial}_\alpha T_\beta^I + \\ & + \frac{u}{\sqrt{2}} (\bar{u}\sigma^{\alpha\beta}u) \hat{\partial}_\alpha U_\beta^R + i \frac{u}{\sqrt{2}} (\bar{u}\sigma^{\alpha\beta}\gamma^5u) \hat{\partial}_\alpha U_\beta^I, \end{aligned} \quad (7.40)$$

где только киральные бозоны T_α взаимодействуют с *заряженными* лептонами.

Поэтому дополнительный вклад в аномальный магнитный момент лептона может возникнуть при смешивании поля фотона A_α и кирального бозона T_α^R , которые имеют одинаковые квантовые числа. В кирально-симметричном пределе такое смешивание отсутствует. Однако оно может возникнуть в результате спонтанного нарушения киральной симметрии. Простые вычисления такого смешивания, к примеру, от вклада однопетлевых диаграмм с массивными фермионами приводят к следующему выражению:

$$\mathcal{L}_{\text{mix}}^{\gamma T} = -\kappa^{\gamma T} m_d^* (\partial^\alpha A^\beta - \partial^\beta A^\alpha) \hat{\partial}_\alpha T_\beta^R, \quad (7.41)$$

где

$$\kappa^{\gamma T} = \frac{\sqrt{2}et}{4\pi^2} \sum_{i=\ell,d} \frac{m_i}{m_d^*} \left(\ln \frac{\Lambda^2}{m_i^2} - 1 \right), \quad (7.42)$$

а m_d^* обозначает эффективную массу фермионов *нижнего* типа и Λ — эффективная константа ультрафиолетового обрезания.

В противоположность случаю заряженных киральных бозонов нейтральные состояния T_α^0 и U_α^0 не смешиваются между собой, так как они взаимодействуют с различными типами *верхних* и *нижних* фермионов (7.40). *CP*-нечетные состояния T_α^I и U_α^I также отщепляются от *CP*-четных состояний T_α^R и U_α^R в *CP*-симметричном случае благодаря различным сохраняющимся квантовым числам.

Поэтому полный свободный лагранжиан для нейтральных бозонов может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & \frac{1}{2} (A_\alpha \quad Z_\alpha \quad U_\alpha^R \quad T_\alpha^R) \mathcal{K}_{\text{even}}^{\alpha\beta} \begin{pmatrix} A_\beta \\ Z_\beta \\ U_\beta^R \\ T_\beta^R \end{pmatrix} + \\ & + \frac{1}{2} (U_\alpha^I \quad T_\alpha^I) \mathcal{K}_{\text{odd}}^{\alpha\beta} \begin{pmatrix} U_\beta^I \\ T_\beta^I \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7.43)$$

где

$$\mathcal{K}_{\text{even}}^{\alpha\beta} = \left(\frac{q^\alpha q^\beta}{q^2} - g^{\alpha\beta} \right) \times \begin{pmatrix} q^2 & \kappa^{\gamma Z} q^2 & \kappa^{\gamma U} m_u^* |q| & \kappa^{\gamma T} m_d^* |q| \\ \kappa^{\gamma Z} q^2 & q^2 - M_Z^2 & \kappa^{ZU} m_u^* |q| & \kappa^{ZT} m_d^* |q| \\ \kappa^{\gamma U} m_u^* |q| & \kappa^{ZU} m_u^* |q| & q^2 - M_{U_R}^2 & 0 \\ \kappa^{\gamma T} m_d^* |q| & \kappa^{ZT} m_d^* |q| & 0 & q^2 - M_{T_R}^2 \end{pmatrix} \quad (7.44)$$

и

$$\mathcal{K}_{\text{odd}}^{\alpha\beta} = \left(\frac{q^\alpha q^\beta}{q^2} - g^{\alpha\beta} \right) \begin{pmatrix} q^2 - M_{U_I}^2 & 0 \\ 0 & q^2 - M_{T_I}^2 \end{pmatrix}. \quad (7.45)$$

Смешивания между калибровочными и CP -четными киральными бозонами (7.41) очень малы, так как они пропорциональны легким массам фермионов обычной материи и малым эффективным константам смешивания (7.42). Поэтому матрица (7.44) является почти диагональной, и физические состояния CP -четных киральных бозонов \mathcal{T}_α^R , например, содержат небольшую, но не пренебрежимо малую примесь калибровочных бозонов

$$\mathcal{T}_\alpha^R \simeq T_\alpha^R - \kappa^{\gamma T} \frac{m_d^* |q|}{M_{T_R}^2} A_\alpha - \kappa^{ZT} \frac{m_d^* |q|}{M_{T_R}^2 - M_Z^2} Z_\alpha. \quad (7.46)$$

Это ведет к дополнительному *положительному* вкладу в аномальный магнитный момент лептона

$$\delta a_\ell \simeq \frac{\sqrt{2} t}{e} \kappa^{\gamma T} \frac{m_\ell m_d^*}{M_{T_R}^2} > 0. \quad (7.47)$$

Знак этого вклада совпадает со знаком разницы между экспериментально измеренным и теоретическим значениями аномального магнитного момента мюона (7.38) и при подходящем подборе параметров может объяснить и ее численную величину.

Так, например, допуская универсальность юкавских констант связи тензорных взаимодействий и принимая во внимание, что величина разницы (7.38) целиком обусловлена новым эффектом смешивания между фотоном и киральным бозоном, можно предсказать дополнительный вклад новых взаимодействий в аномальный магнитный момент электрона

$$\delta a_e \simeq (13,3 \pm 4,1) \cdot 10^{-12}. \quad (7.48)$$

Здесь следует отметить, что чувствительность к новой физике (в данном случае смешиванию с новым тяжелым бозоном) пропорциональна массе лептона,

а не ее квадрату, как следует из рассмотрения петлевых добавок. Благодаря такому стечению обстоятельств данный вклад намного превышает неэлектромагнитные вклады $a_e^{\text{HAD}} = 1,671(19) \cdot 10^{-12}$ и $a_e^{\text{EW}} = 0,030(01) \cdot 10^{-12}$ [263], а также экспериментальную точность $\delta a_e^{\text{exp}} = 0,76 \cdot 10^{-12}$ [264]. Поэтому, если принять этот вклад в качестве реального физического эффекта, то это приведет к существенной коррекции

$$\delta\alpha^{-1} \simeq (15,7 \pm 4,8) \cdot 10^{-7} \quad (7.49)$$

в определении постоянной тонкой структуры из аномального магнитного момента электрона с использованием расчетов квантовой электродинамики [265]. К сожалению, независимые измерения электромагнитной постоянной тонкой структуры α [266, 267] имеют ошибки, сравнимые с вкладом (7.49). Поэтому новые измерения α крайне необходимы. Это позволит выявить проблему с аномальным магнитным моментом мюона и наличием новых тензорных взаимодействий.

Физические массы нейтральных киральных бозонов не должны очень сильно изменяться в случае нарушения киральной симметрии. Более того, фотон, как и ожидается, остается безмассовым, предохраняемым калибровочно-инвариантным смешиванием (7.41). Массы нейтральных киральных бозонов

$$\begin{aligned} M_{T_R} \simeq M_{T_I} \simeq M &\approx 1017 \text{ ГэВ}, \\ M_{U_R} \simeq M_{U_I} \simeq m &\approx 719 \text{ ГэВ} \end{aligned} \quad (7.50)$$

выражаются через диагональные элементы массовой матрицы смешивания (7.32) для соответствующих дублетов заряженных киральных бозонов с точностью до пренебрежимо малых поправок порядка κ^2 . Эта ситуация совершенно противоположна случаю низколежащих адронных мезонных векторных состояний, где смешивание максимально и физические массы значительно отличаются от кирально-симметричного предела.

Итак, теперь мы имеем все необходимое, чтобы начать изучение рождения и регистрации распадов новых киральных бозонов на ускорителях.

7.2. Особенности рождения киральных бозонов. До этого места в обзоре мы обсуждали проявления эффектов тензорных взаимодействий в низкоэнергетических экспериментах как указание на существование фундаментальных промежуточных киральных бозонов. Однако решающим подтверждением их существования все же должно быть прямое рождение этих частиц на ускорителях с уникальной сигнатурой их распадов.

Из предыдущего рассмотрения следует, что масса легчайшего кирального бозона должна быть в районе 500 ГэВ. Так как это заряженные бозоны, то они должны рождаться парами на лептонных коллайдерах или в ассоциации с другими заряженными бозонами, такими как W . Легчайшие нейтральные киральные бозоны не взаимодействуют с заряженными лептонами и вообще не

могут рождаться на лептонных коллайдерах. Поэтому, чтобы родить пару легчайших заряженных киральных бозонов или тяжелый нейтральный киральный бозон, масса которого точно в два раза тяжелее, чем масса легчайшего бозона, необходим лептонный коллайдер с энергией выше 1 ТэВ. Международный линейный коллайдер (ILC) с такой энергией был бы идеальным местом рождения и изучения свойств этих частиц.

В принципе, поиск низкоэнергетического эффективного тензорного взаимодействия может быть также осуществлен на лептонных коллайдерах, таких как LEP и SLC, или на адрон-электронном ускорительном кольце (HERA). К сожалению, тензорные взаимодействия не интерферируют со стандартными $V-A$ -взаимодействиями обычных легких частиц и их вклад в сечения есть порядка квадрата малой эффективной константы связи $f_T^2 \sim 10^{-4}$. Это значение на порядок величины меньше, чем экспериментальная ошибка 0,1% на самых точных экспериментальных установках лептонных коллайдеров. Тем не менее тензорные взаимодействия все же могут существенно влиять на наблюдаемые, связанные с тяжелым τ -лептоном и b -кварком. Однако это требует специального рассмотрения, которое выходит за рамки настоящего обзора.

В настоящее время только адронный коллайдер тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми является достаточно мощным и имеет необходимую статистику, чтобы обнаружить по крайней мере легчайшие заряженные киральные бозоны, распады которых могут быть зарегистрированы двумя универсальными детекторами CDF и D0. Давайте рассмотрим эту возможность более подробно. Так как случай гипотетических калибровочных бозонов W' с такими же константами связи, как в стандартной модели, достаточно хорошо известен, в дальнейшем будем сравнивать их свойства со свойствами новых киральных бозонов.

Из-за смешивания в массовой матрице (7.32) физические состояния заряженных киральных бозонов представляются двумя ортогональными комбинациями $\mathcal{U}_m^\pm = (\sqrt{3}U_m^\pm + T_m^\pm)/2$ и $\mathcal{T}_m^\pm = (\sqrt{3}T_m^\pm - U_m^\pm)/2$, которые отвечают легкой и тяжелой массивным частицам соответственно. Их юкавские взаимодействия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^C = & \frac{g}{2} (\bar{u}_a \sigma^{mn} d_{Ra} + \bar{\nu}_a \sigma^{mn} e_{Ra}) \left(\hat{\partial}_m \mathcal{U}_n^+ + \sqrt{3} \hat{\partial}_m \mathcal{T}_n^+ \right) + \\ & + g (\bar{u}_a \sigma^{mn} d_{La}) \left(\hat{\partial}_m \mathcal{U}_n^+ - \frac{1}{\sqrt{3}} \hat{\partial}_m \mathcal{T}_n^+ \right) + \text{h. c.} \quad (7.51) \end{aligned}$$

Кроме описанного выше смешивания заряженные киральные бозоны, как и нейтральные, могут смешиваться с калибровочными бозонами W^\pm , приводя к аномальному моменту для заряженных слабых переходов [268]. Впервые экспериментальное ограничение на этот параметр было получено в [269] из

распадов τ -лептонов. Экспериментальные данные указывают на то, что и в случае заряженных киральных бозонов смешивание, если даже оно и существует, очень мало.

Соотношения (7.27) и (7.30) между юкавскими константами связи обеспечивают одинаковую полную ширину распадов в фермионы

$$\Gamma_{\text{tot}}^V = \frac{g^2}{4\pi} M_V \quad (7.52)$$

как для калибровочных, так и для киральных бозонов с одной и той же массой $M_V \gg m_t$. Это получается как следствие принципа динамической генерации кинетических членов бозонов, который базируется на условии равенства всех квантовых поправок (в данном случае однопетлевых фермионных вкладов) в собственную энергию бозонов, мнимая часть которых пропорциональна полной ширине распада соответствующего бозона. В дальнейшем в качестве первого приближения будем учитывать только фермионные каналы распадов и не будем рассматривать распады бозонов на известные калибровочные и хиггсовские бозоны.

Соотношения между лептонными и кварковыми парциальными ширинами распадов зависят от типа бозона и модели

$$\begin{aligned} \Gamma_{ud}^{W'} &= \Gamma_{cs}^{W'} = \Gamma_{tb}^{W'} = 3 \Gamma_{e\nu_e}^{W'} = 3 \Gamma_{\mu\nu_\mu}^{W'} = 3 \Gamma_{\tau\nu_\tau}^{W'}, \\ \Gamma_{ud}^{\mathcal{U}} &= \Gamma_{cs}^{\mathcal{U}} = \Gamma_{tb}^{\mathcal{U}} = 15 \Gamma_{e\nu_e}^{\mathcal{U}} = 15 \Gamma_{\mu\nu_\mu}^{\mathcal{U}} = 15 \Gamma_{\tau\nu_\tau}^{\mathcal{U}}, \\ \Gamma_{ud}^{\mathcal{T}} &= \Gamma_{cs}^{\mathcal{T}} = \Gamma_{tb}^{\mathcal{T}} = \frac{13}{3} \Gamma_{e\nu_e}^{\mathcal{T}} = \frac{13}{3} \Gamma_{\mu\nu_\mu}^{\mathcal{T}} = \frac{13}{3} \Gamma_{\tau\nu_\tau}^{\mathcal{T}} \end{aligned} \quad (7.53)$$

или

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{tot}}^{W'} &= 4 \Gamma_{ud}^{W'} = 12 \Gamma_{\ell\nu}^{W'}, \\ \Gamma_{\text{tot}}^{\mathcal{U}} &= \frac{16}{5} \Gamma_{ud}^{\mathcal{U}} = 48 \Gamma_{\ell\nu}^{\mathcal{U}}, \\ \Gamma_{\text{tot}}^{\mathcal{T}} &= \frac{48}{13} \Gamma_{ud}^{\mathcal{T}} = 16 \Gamma_{\ell\nu}^{\mathcal{T}}. \end{aligned} \quad (7.54)$$

В этих расчетах мы использовали диагональные матрицы смешивания кварков как для W' , так и для киральных бозонов. Основной интерес представляют численные значения сечений рождения легчайших киральных бозонов и их парциальные ширины распадов в лептоны и кварки.

Используя юкавское взаимодействие (7.51), можно вычислить лептонную

$$\Gamma_\ell \equiv \Gamma(\mathcal{U} \rightarrow \ell\nu) = \frac{g^2 M_L}{192\pi} = \frac{\Gamma(W \rightarrow \ell\nu)}{\sqrt{40} f_T} \approx 360 \text{ МэВ} \quad (7.55)$$

и кварковую

$$\Gamma_q \equiv \Gamma(\mathcal{U} \rightarrow \bar{u}d) = 15\Gamma_\ell \approx 5,4 \text{ ГэВ} \quad (7.56)$$

парциальные ширины распадов заряженного кирального бозона \mathcal{U}^\pm . Допуская наличие только трех поколений фермионов с массами легче чем M_L , можем оценить полную ширину его распада как $\Gamma = 48\Gamma_\ell \approx 17,2$ ГэВ.

Сечение резонансного рождения промежуточных бозонов на партонном уровне пропорционально их парциальной ширине распада в кварковую пару

$$\hat{\sigma}(u\bar{d} \rightarrow V^+) = \frac{4\pi^2}{3M_V} \Gamma_{ud}^V \delta(\hat{s} - M_V^2) = \frac{\pi g^2}{3} \mathcal{B}(V^+ \rightarrow u\bar{d}) \delta(\hat{s} - M_V^2), \quad (7.57)$$

где $\hat{s} = (p_u + p_{\bar{d}})^2$ — инвариантная мандельштамовская переменная. Здесь и далее будем обозначать переменные в системе центра масс партонов со «шляпкой».

Если пренебречь малым вкладом морских кварков на адронном $p\bar{p}$ -коллайдере тэватрон, то полное сечение рождения массивного бозона V может быть представлено в виде

$$\sigma_V^{\text{TeV}} = \frac{\pi g^2}{3s} \mathcal{B}(V \rightarrow u\bar{d}) \int_{\tau}^1 u(x, M_L) d\left(\frac{\tau}{x}, M_L\right) \frac{dx}{x}, \quad (7.58)$$

где s есть квадрат полной энергии в системе центра масс и $\tau = M_V^2/s$ — безразмерный масштабный параметр. Из соотношений (7.54) и (7.52) следует, что кварковые относительные ширины распадов $\mathcal{B}(W' \rightarrow u\bar{d}) \simeq 25,0\%$, $\mathcal{B}(\mathcal{U} \rightarrow u\bar{d}) \simeq 31,3\%$ и $\mathcal{B}(\mathcal{T} \rightarrow u\bar{d}) \simeq 27,1\%$ не отличаются очень сильно друг от друга, т.е. почти не зависят от типа бозонов, и поэтому полное сечение рождения калибровочных и киральных бозонов с той же самой массой имеет приблизительно одинаковые значения.

Численное значение полного сечения рождения, например, легчайшего кирального бозона на адронном $p\bar{p}$ -коллайдере тэватрон при использовании структурных функций партонных распределений СТЕQ6М [270] оценивается как

$$\sigma_{\mathcal{U}^\pm}^{\text{TeV}} = \frac{4\pi^2 \Gamma_q \tau}{3M_L^3} \int_{\tau}^1 u(x, M_L) d\left(\frac{\tau}{x}, M_L\right) \frac{dx}{x} \approx \begin{cases} 8,4 \text{ пб} & \text{RUN I,} \\ 11,7 \text{ пб} & \text{RUN II.} \end{cases} \quad (7.59)$$

Такое большое значение полного сечения моментально вошло бы в противоречие с настоящими экспериментальными данными, если бы не необыкновенные свойства киральных бозонов.

Действительно, наиболее чистым способом регистрации рождения тяжелых промежуточных бозонов на адронных коллайдерах является поиск их практически бесфоновых распадов в лептоны. В связи с этим интересно заметить, что лептонная относительная ширина распада легчайшего кирального бозона $\mathcal{B}(\mathcal{U} \rightarrow \ell\bar{\nu}) \simeq 2,1\%$ значительно меньше, чем для других бозонов,

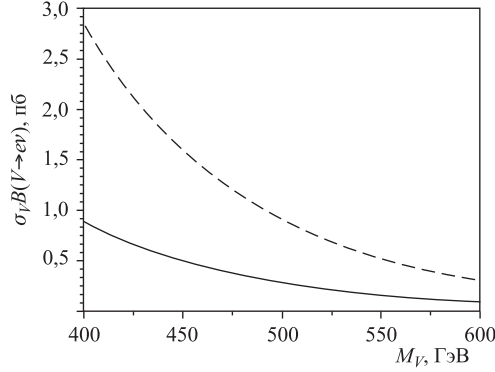


Рис. 13. Сечения рождения калибровочного W' (штриховая кривая) и кирального U (сплошная) бозонов как функции их масс

$\mathcal{B}(W' \rightarrow \ell \bar{\nu}) \simeq 8,3\%$ и $\mathcal{B}(T \rightarrow \ell \bar{\nu}) \simeq 6,3\%$. Это ведет к значительно меньшему сечению рождения, наблюдаемого в лептонном канале (рис. 13).

Лептонная ширина распада легчайшего кирального бозона (7.55) подавлена в пользу большего значения в кварковом канале (7.56). Следовательно, легчайший заряженный киральный бозон проявляет свойства лептофобии, что отражено в редуцированном значении его сечения рождения в лептонном канале

$$\sigma_{\ell^\pm}^{\text{TeV}} = \sigma_{U^\pm}^{\text{TeV}} \times \mathcal{B}(U \rightarrow \ell \nu) \approx \begin{cases} 0,18 \text{ пб} & \text{RUN I,} \\ 0,26 \text{ пб} & \text{RUN II,} \end{cases} \quad (7.60)$$

который является основным каналом поиска тяжелых бозонов на адронных коллайдерах. Сечение рождения калибровочного бозона W' с той же самой массой $M_V = M_L \approx 509 \text{ ГэВ}$ (7.37)

$$\sigma_{W'} \times \mathcal{B}(W' \rightarrow \ell \bar{\nu}) \approx 0,82 \text{ пб} \quad (7.61)$$

оказывается в $16/5$ раза больше, чем сечение легчайшего кирального бозона. Этот факт означает, что регистрация легчайшего кирального бозона является более трудной задачей, чем поиск новых калибровочных бозонов с той же самой массой.

Однако не только этот факт препятствует открытию новых киральных бозонов на сегодня. Ведь сечения (7.60) все еще достаточно большие, чтобы остаться незамеченными на адронном коллайдере тэватрон. Здесь имеет место другое необычное и неожиданное свойство киральных бозонов, связанное с их аномальными взаимодействиями (7.21) с фермионами. Давайте сравним нормированные угловые распределения лептонов в результате распадов кали-

бровочного W^-

$$\frac{dN_W}{d\Omega} = \begin{cases} \frac{3}{16\pi}(1 \mp \cos \theta^*)^2, & \lambda = \pm 1, \\ \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^*, & \lambda = 0, \end{cases} \quad (7.62)$$

и кирального U^\pm

$$\frac{dN_U}{d\Omega} = \begin{cases} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^*, & \lambda = \pm 1, \\ \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta^*, & \lambda = 0, \end{cases} \quad (7.63)$$

бозонов, где θ^* — угол вылета лептона по отношению к продольной оси в системе покоя распадающегося бозона и λ — его спиральность.

Например, левополяризованный кварк d (из протона), взаимодействуя с правополяризованным антикварком \bar{u} (из антипротона), могут породить калибровочный бозон W^- с проекцией спина на направление протона в пучке -1 . Следовательно, лептоны распада будут распределены по закону $|d_{-1-1}^1|^2 \sim (1 + \cos \theta^*)^2$. А рождение киральных бозонов возникает при взаимодействии кварка и антикварка с одинаковыми спиральностями, которое приводит к нулевой поляризации рожденного бозона и вперед-назад симметричному $|d_{00}^1|^2 \sim \cos^2 \theta^*$ распределению лептонов [255].

В самом деле, сечение процесса $p + \bar{p} \rightarrow U + X \rightarrow \ell + X'$

$$d\sigma = \frac{1}{3} \int dx_1 dx_2 u(x_1, M_L) d(x_2, M_L) d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t}) \quad (7.64)$$

выражается через соответствующее дифференциальное сечение партонного подпроцесса $d + \bar{u} \rightarrow U^- \rightarrow \ell + \bar{\nu}$

$$E_\ell \frac{d^3 \hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d^3 p_\ell} = \frac{5g^4}{(32\pi)^2} \frac{(\hat{s} + 2\hat{t})^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})}{\hat{s} |\hat{s} - M_L^2 + iM_L \Gamma_{\text{tot}}^U|^2}, \quad (7.65)$$

где $\hat{s} = (p_d + p_{\bar{u}})^2$, $\hat{t} = (p_{\bar{u}} - p_\ell)^2$ и $\hat{u} = (p_d - p_\ell)^2$ — инвариантные мандельштамовские переменные. В системе центра масс партонов данное сечение имеет следующее угловое распределение:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} \propto (\hat{s} + 2\hat{t})^2 \propto \cos^2 \hat{\theta} = 1 - \frac{4\hat{p}_T^2}{\hat{s}}. \quad (7.66)$$

Здесь $\hat{\theta}$ — угол между импульсом лептона и продольным направлением партона в пучке, который совпадает с углом θ^* в системе покоя рожденного бозона, а \hat{p}_T^2 — квадрат поперечного импульса лептона. Следует отметить,

что последний является основной измеряемой наблюдаемой на адронных коллайдерах, в то время как продольный импульс по направлению пучка часто не может быть восстановлен, как и в нашем случае распада на лептон и нерегистрируемое нейтрино.

Так как поперечный импульс лептона является инвариантом по отношению к продольным бустам вдоль направления пучка, распределение (7.66) по \hat{p}_T сохраняется также и в лабораторной системе $p_T = \hat{p}_T$. Замена переменных в дифференциальном сечении от $\cos \hat{\theta}$ к p_T^2

$$\frac{d \cos \hat{\theta}}{dp_T^2} = -\frac{2}{\hat{s}} \left(\sqrt{1 - \frac{4p_T^2}{\hat{s}}} \right)^{-1} \quad (7.67)$$

ведет к кинематической сингулярности в крайней точке $p_T^2 = \hat{s}/4$, которая обуславливает хорошо известный якобиевский пик в распределении распада калибровочного бозона W по переменной поперечного импульса конечного лептона.

В противоположность этому кинематический полюс в распределении распада киральных бозонов сокращается динамическим множителем в матричном элементе и, более того, обращается в ноль в крайней точке $p_T^2 = \hat{s}/4$. Таким образом, распределение распада киральных бозонов имеет широкий гладкий горб с максимумом ниже кинематической крайней точки вместо острого якобиевского пика в этой точке (рис. 14). В идеализированном случае, когда киральный бозон рождается без поперечного импульса, поперечная масса лептонной пары выражается через p_T как $M_T(\ell\bar{\nu}) = 2p_T$ [271], и якобиевский пик отсутствует также и в распределении по M_T .

Поэтому распределения распада киральных бозонов по поперечному импульсу/массе сильно отличаются от аналогичных распределений кираль-

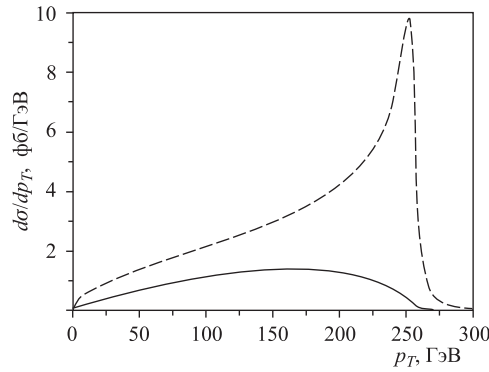


Рис. 14. Дифференциальные сечения для калибровочного W' (штриховая кривая) и для кирального U (сплошная) бозонов как функции поперечного импульса лептона

ных бозонов. Даже относительно узкая ширина распада киральных бозонов в этих распределениях выглядит скорее как широкий горб, чем резонанс, затрудняя их идентификацию как новых резонансных состояний на адронных коллайдерах. Форма распределения распадов киральных бозонов напоминает обнаруженные аномалии в инклюзивном распределении струй по E_T , опубликованных коллаборацией CDF [272] много лет тому назад. Хотя эта проблема была решена в рамках стандартной модели посредством изменения глюонных структурных функций [273], она, видимо, опять должна быть пересмотрена в свете новых форм распределений как реального физического сигнала от распадов киральных бозонов, как заряженных, так и нейтральных.

Анализируя волнообразный характер распределения струй по их поперечной энергии выше 200 ГэВ (рис. 15), можем увидеть конец первого возвышения в точке 250 ГэВ и сделать предположение о позиции конечной точки второго возвышения в районе минимума кривой около 350 ГэВ. Это наводит на мысль, что первый горб мы можем ассоциировать с адронными продук-

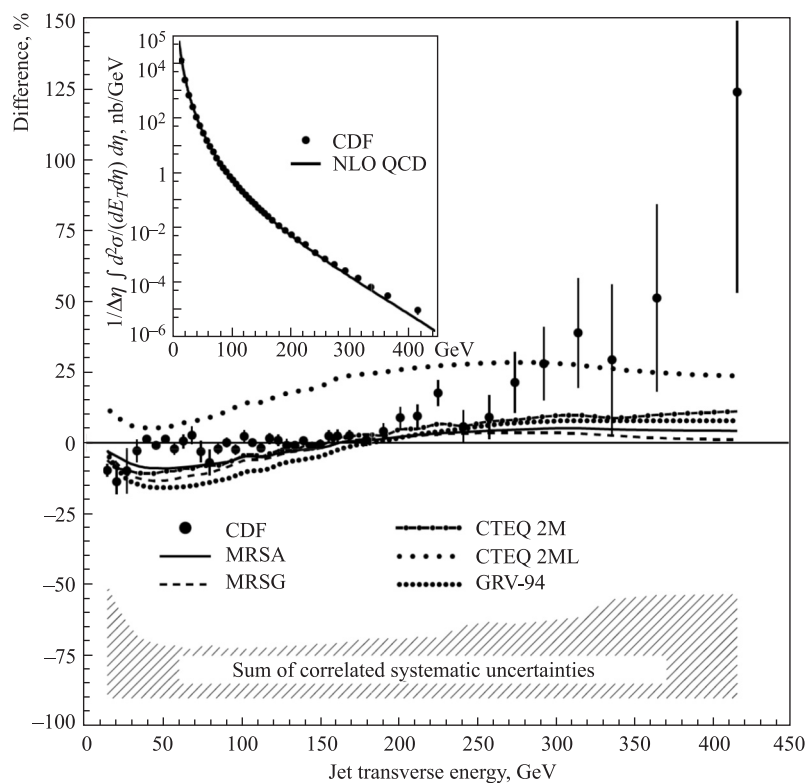


Рис. 15. Распределения струй по их поперечной энергии (рис. 1 из [272])

тами распада легчайшего заряженного кирального бозона, масса которого 500 ГэВ отвечает удвоенной энергии струи в конечной точке распределения, и которая в точности совпадает с оценкой, сделанной в (7.37). Наличие второго горба и второй конечной точки можем приписать адронному распаду кирального бозона с массой порядка 700 ГэВ, которая также находится в количественном согласии с оценками, сделанными в (7.50), для легкого лептофобного нейтрального кирального бозона. Однако из-за больших систематических ошибок в определении рождения струй такие выводы могли бы показаться преждевременными, если бы не последние данные из Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, которые на более высоком статистическом материале и при более строгой систематике подтверждают в различных каналах наши предположения. Но к этому мы перейдем немного позже, а пока обсудим более подробно наши предсказания.

Например, что касается легких нейтральных киральных бозонов U_α^R и U_α^I , то они могли бы прекрасно выполнять роль адронфильных бозонов, предложенных в [274], чтобы объяснить одновременно аномалии на LEP и тэватроне примерно с такими же массами. Действительно, эти бозоны не распадаются на заряженные лептоны и не могут быть обнаружены в лептонных каналах. В лучшем случае они могут иметь невидимую ширину распада в нейтрино, если правополяризованные нейтрино не так тяжелы. Однако в противоположность [274] эти бозоны являются не калибровочными, а киральными бозонами. В дополнение к ним существуют еще более тяжелые нейтральные киральные бозоны T_α^R и T_α^I , которые взаимодействуют только с *нижним* типом фермионов с приблизительно такими же юкавскими константами связи, как U_α^R - и U_α^I -бозоны. Но они оказывают влияние на низкоэнергетическую физику в два раза слабее, чем U_α^R - и U_α^I -бозоны, из-за их большей массы.

В дальнейшем для наших предсказаний будем применять пакет программ CalcNEP [250], который используется при расчетах различных распределений. Для этих целей нам необходимо ввести в пакет новые киральные бозоны и определить для них соответствующие взаимодействия в согласии с правилами и возможностями программы CalcNEP. В самом деле, модель программы CalcNEP не позволяет введения взаимодействий (7.21) в том же самом виде, как они были записаны. Проблема заключается в необычной импульсной зависимости $1/\sqrt{q^2}$ юкавских взаимодействий, когда киральные бозоны описываются четырехмерным лоренц-вектором V_α с обычным пропагатором $-ig_{\alpha\beta}/(q^2 - M_V^2)$. Эту проблему можно обойти для процессов, когда киральные бозоны находятся на массовой поверхности $q^2 = M_V^2$, тогда функция $1/\sqrt{q^2}$ может быть заменена постоянным фактором $1/M_V$, но не для киральных бозонов в промежуточных состояниях.

Решение этой проблемы было подсказано автору А. Пуховым, одним из создателей пакета CalcNEP. Оно состоит во введении пары массивной частицы и ее безмассового духа таким образом, что обычный пропагатор для

промежуточного состояния, умноженный на зависящий от импульса фактор $1/q^2$, который происходит от юкавского взаимодействия, можно представить в виде разности двух обычных пропагаторов для введенных частиц

$$\frac{1}{q^2} \frac{1}{q^2 - M_V^2} = \frac{1}{M_V^2} \left(\frac{1}{q^2 - M_V^2} - \frac{1}{q^2} \right) \quad (7.68)$$

с постоянным фактором $1/M_V^2$. Таким образом, ситуация сводится к предыдущему случаю описания киральных бозонов на массовой поверхности с эффективным юкавским взаимодействием с постоянным фактором $1/M_V$. При наивном рассмотрении можно подумать, что этот размерный параметр при юкавском взаимодействии будет приводить к проблеме с высокоэнергетическим поведением амплитуды рассеяния и перенормируемости модели, которая, однако, должна восстанавливаться при учете духов.

Распределения на рис. 14 были вычислены без учета каких-либо ограничений во всей кинематической области углов и импульсов. Однако экспериментальные установки всегда имеют мертвые зоны, где регистрация частиц невозможна. Простым примером являются области в виде узких конусов вперед и назад вдоль пучка с вершинами в точке столкновения частиц на коллайдерах. Программа CalcHEP с ее эффективным интегрированным пакетом Монте-Карло VEGAS позволяет просто и быстро вычислять всевозможные распределения с экспериментальными кинематическими ограничениями, которые могут являться первым приближением к моделированию детектора.

Обрезание областей вперед-назад ведет к потере существенной части событий распадов киральных бозонов ввиду отмеченного выше особенного углового распределения. Так, на рис. 16 показаны дифференциальные сечения

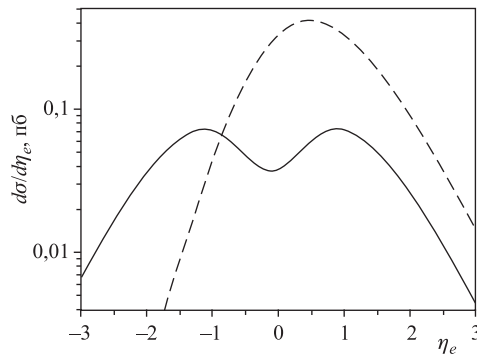


Рис. 16. Дифференциальные сечения рождения калибровочного W' (штриховая кривая) и кирального U (сплошная) бозонов как функции псевдобыстроты испущенного лептона

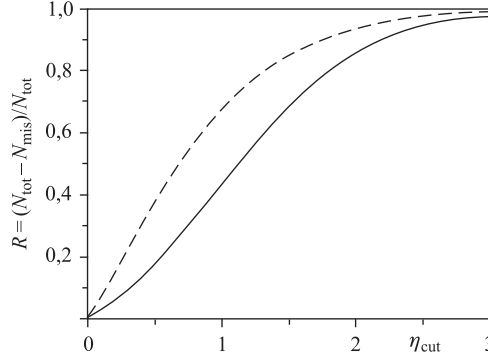


Рис. 17. Отношение зарегистрированных событий с $|\eta_e| \leq \eta_{\text{cut}}$ к их полному числу для калибровочных W' (штриховая кривая) и киральных U (сплошная) бозонов

рождения калибровочного W' и кирального U бозонов как функции псевдобыстроты испущенного лептона. В то время как максимум распределения калибровочных бозонов центрирован при малых псевдобыстротах лептона, которые отвечают центральной части детектора, распределение киральных бозонов имеет минимум в этой области, а его максимум смещен к краю центрального калориметра как на установке CDF, так и D0. Основываясь на том факте, что основная часть лептонов, получающихся при распадах калибровочных бозонов W' , должна быть излучена в области центрального детектора, обе коллаборации анализировали спектр поперечных высокоэнергетических электронов только в центральном электромагнитном калориметре $|\eta_e| \leq \eta_{\text{cut}} \simeq 1$. На рис. 17 показаны функции отношения $R = (N_{\text{tot}} - N_{\text{mis}})/N_{\text{tot}}$, где N_{mis} — число потерянных из-за обрезания событий для калибровочного W' и кирального U бозонов в зависимости от параметра обрезания η_{cut} .

Как видно из рис. 17, кривая для киральных бозонов U везде проходит ниже кривой для калибровочных бозонов W' и при $\eta_{\text{cut}} \simeq 1$ количество зарегистрированных событий в случае калибровочных бозонов составляет 70% и лишь 45% в случае киральных бозонов U .

Если имеет место рождение новых киральных бозонов с их последующим распадом на лептон и антинейтрино, то возможное превышение событий можно наблюдать в области $350 < M_T < 500$ ГэВ, где фон от хвоста распадов W достаточно мал. И действительно, такое превышение событий на уровне около 2σ недавно было обнаружено коллаборацией CDF [275] в той же самой области. В случае же распадов калибровочных бозонов W' превышение должно было бы концентрироваться около $M_T \approx 500$ ГэВ или $p_T \approx 250$ ГэВ. Такая сигнатура была полностью отброшена данными коллаборации D0 [276], которая имеет более хороший калориметр, чем детектор CDF (рис. 18). В то же самое время распределения киральных бозонов, возможно, с точностью до некоторого нормировочного множителя находятся

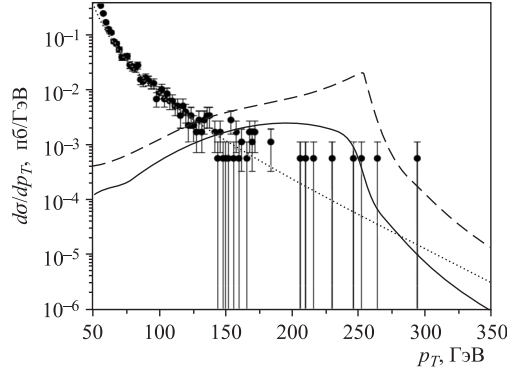


Рис. 18. Дифференциальные сечения калибровочных W (пунктирная кривая), W' (штриховая) и кирального \mathcal{U} (сплошная) бозонов как функции поперечного импульса электрона в сравнении с экспериментальными данными коллаборации D0

еще в согласии с экспериментальными данными коллаборации D0. Превышение событий в распределении по поперечному импульсу лептона должно выглядеть скорее как плечо, чем как пик, и по небольшому числу событий в этой области еще нельзя сделать определенного вывода об отклонении от стандартной модели.

Тем не менее адронные коллайдеры типа $p\bar{p}$, такие как SPS в ЦЕРН и тэватрон Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, имеют уникальную возможность измерять лептонную асимметрию, что не может быть выполнено на мощном, но pp -симметричном ускорительном комплексе LHC. Так, одним из решающих подтверждений свойств W -бозона на ускорителе SPS, даже с ограниченным числом событий, было обнаружение асимметрии вперед-назад в угловом распределении испущенного электрона под углом θ^* в системе покоя W -бозона [277]. Применение аналогичного анализа к событиям из высокоэнергетической хвостовой части распадов W на тэватроне позволило бы дополнительно уменьшить фон стандартных процессов и выполнить более тщательный поиск как калибровочных правополяризованных бозонов W'_R , так и киральных бозонов \mathcal{U} .

Такой анализ был бы даже более важен при поиске тяжелых бозонов через их адронные каналы распада, где имеется большой фон сильных взаимодействий. Так, сечения рождения промежуточных калибровочных W' и киральных \mathcal{U} бозонов с их последующим распадом на кварковую пару $t\bar{b}$ оцениваются как

$$\begin{aligned}\sigma_{W'} \times \mathcal{B}(W' \rightarrow t\bar{b}) &\approx 1,91 \text{ пб}, \\ \sigma_{\mathcal{U}} \times \mathcal{B}(\mathcal{U} \rightarrow t\bar{b}) &\approx 3,56 \text{ пб}\end{aligned}\quad (7.69)$$

соответственно. Последнее сечение для киральных бозонов в 25/16 раза больше, чем для калибровочных из-за адрофильного характера киральных бо-

зон. Поэтому их регистрация в адронных каналах распада была бы даже более предпочтительной, чем поиск новых калибровочных бозонов.

В то время как каналы распада на легкие кварки скрыты фоном многоструйных событий, распад на пару $t\bar{b}$ с тяжелым b -кварком и короткоживущим t -кварком с последующим распадом на Wb на сегодняшний день может быть успешно зарегистрирован, если использовать b -меченые струи, где одна из них должна иметь смещенную вторичную вершину распада. Поиск тяжелых промежуточных бозонов в этом канале был выполнен как D0, так и CDF коллаборациями с использованием для этих целей части того же самого набора событий, что и для поиска рождения одиночного t -кварка. Благодаря тяжелым массам промежуточных бозонов этот анализ в каком-то смысле оказывается легче, чем поиск рождения одиночного t -кварка, так как при таких высоких энергиях фон стандартных взаимодействий значительно меньше.

В самом деле, участники коллаборации CDF, основываясь на интегральной светимости порядка 1 fb^{-1} из данных $p\bar{p}$ RUN II, заметили превышение событий в области около 450–500 ГэВ по инвариантной массе восстановленного бозона W и двух лидирующих струй (M_{Wjj}) [278] (рис. 19). Данное превышение, как и следовало ожидать, обнаружено только в распределениях с двухструйными событиями и представлено как гистограмма

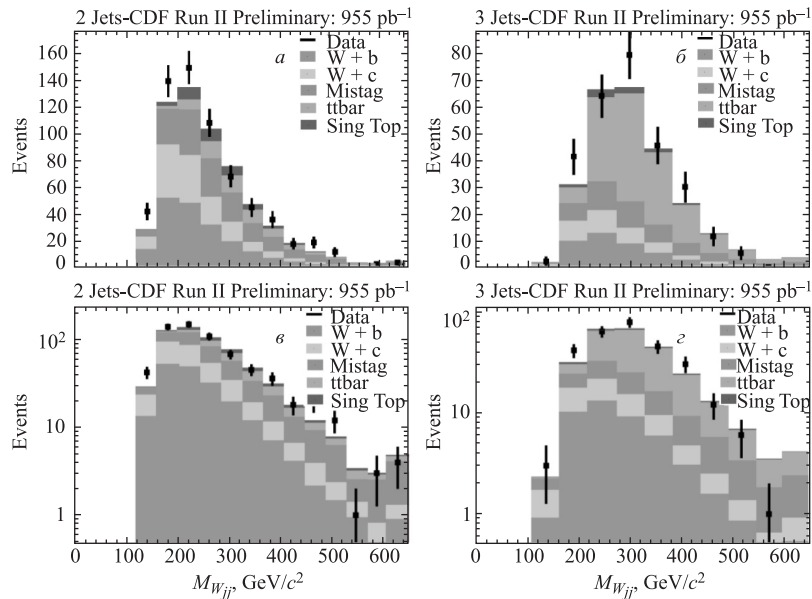


Рис. 19. Гистограммы событий в области около 450–500 ГэВ по инвариантной массе восстановленного бозона W и двух лидирующих струй (M_{Wjj}) (рис. 11 из работы [278])

с шириной интервалов 40 ГэВ. Рассматривая эти данные как предварительные результаты, коллаборация еще надеется при дальнейшем анализе найти яacobиевские пики в распределениях по поперечному импульсу лидирующих b -струй или восстановленного t -кварка, которые должны быть ассоциированы с рождением нового тяжелого калибровочного бозона. Однако, если это превышение обязано рождению киральных бозонов, то распределения по поперечным импульсам кварков должны содержать превышение в виде ступенеобразного поведения с обрывом при $p_T \approx 250$ ГэВ вместо яacobиевских пиков.

Всеобщее мнение, что пик в распределении по инвариантной массе двух конечных частиц должен соответствовать пикам в их распределениях по поперечной массе при том же самом значении M_T , не является правильным для случая киральных бозонов. С другой стороны, пик в распределении по инвариантной массе возникает из брейт-вигнеровской формы пропагатора промежуточной частицы, вид которого является одинаковым как для калибровочных, так и для киральных бозонов в борновском приближении. Тем не менее все же небольшие различные поправки должны быть учтены для правильного описания формы резонансной кривой киральных бозонов из-за их отличного от калибровочного взаимодействия с фермионами.

Интересно отметить, что это превышение в кварковом канале является в некотором смысле подтверждением превышения, обнаруженного в лептонном канале [275] той же самой коллаборацией. Поэтому в этом случае очень важен независимый результат другой коллаборации D0. Их опубликованный результат [279] базируется на интегральной светимости 230 пб^{-1} и представлен в виде гистограммы с шириной интервалов 50 ГэВ, которая не показывает какого-либо превышения в рассматриваемой области. Однако при этом мы всегда должны иметь в виду, что узкий брейт-вигнеровский пик легко может быть пропущен из-за размывания, связанного с разрешением детектора, или недостаточной статистики, которая выражается в грубом разбиении гистограммы на интервалы. Действительно, мы нашли другую гистограмму той же самой коллаборации, представленную в работе [280] для конференции, с меньшим интервалом 45 ГэВ, которая уже демонстрирует слабый пик в обсуждаемой области около 500 ГэВ (рис. 20). Все эти статистически недостаточно значительные результаты в отдельных модах распадов из различных коллабораций могут дать более определенный ответ после их объединения и дополнительного анализа угловых распределений в интересующей нас области. Единственная трудность, которая может возникнуть на этом пути, связана с восстановлением полной кинематики из-за двузначного решения для продольного импульса нейтрино.

Таким образом, по нашему мнению, уже настоящие данные адронного коллайдера тэватрон содержат некоторые указания на существование легчайшего заряженного кирального бозона с массой около 500 ГэВ. Что можно

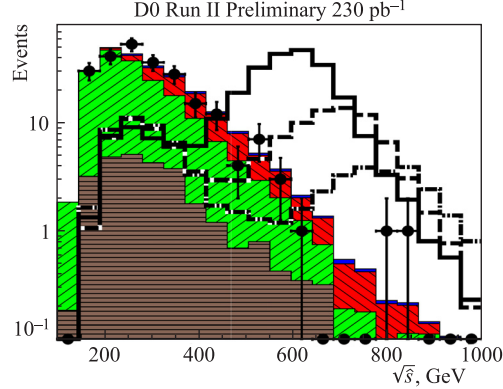


Рис. 20. Реконструированное распределение по инвариантной массе фоновых процессов и нескольких распределений для различных масс W' -бозона (правая гистограмма на рис. 3 из работы [280])

сказать о рождении на тэватроне других киральных бозонов? Следующими по массе киральными бозонами являются два абсолютно лептофобных нейтральных (CP -четный U^R и CP -нечетный U^I) бозона с приблизительно одинаковыми массами $m \approx 719$ ГэВ, которые взаимодействуют только с *верхними* типами кварков. Поэтому их надо искать в распадах на тяжелые кварки в $t\bar{t}$ -канале. Сечение их рождения в этом канале имеет довольно малую величину

$$\sigma_U \times \mathcal{B}(U \rightarrow t\bar{t}) \approx 1,63 \text{ пб.} \quad (7.70)$$

Хотя коллаборация CDF, базируясь на 955 пб^{-1} интегральной светимости, не обнаружила никаких отклонений от стандартной модели [281], совсем недавно коллаборация D0 анонсировала интересные данные, где было отмечено

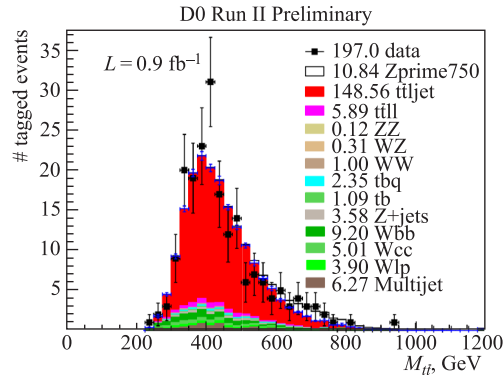


Рис. 21. Экспериментальное распределение по инвариантной массе $t\bar{t}$ -пар из работы [282]

небольшое превышение в распределении по инвариантной массе $t\bar{t}$ -пары в районе 700 ГэВ [282] (рис. 21).

Другая пара более тяжелых нейтральных киральных бозонов, CP -четный T^R и CP -нечетный T^I , могут проявлять себя через процесс Дрелла-Яна в очень чистом дилептонном канале их распада. Однако большая масса $M \approx 1017$ ГэВ ведет к ничтожному сечению их рождения

$$\sigma_T \times \mathcal{B}(T \rightarrow \ell\bar{\ell}) \approx 2,3 \text{ фб} \quad (7.71)$$

на тэватроне. Самый тяжелый заряженный киральный бозон \mathcal{T} с массой $M_H \approx 1137$ ГэВ тоже имеет полностью пренебрежимое сечение рождения

$$\sigma_T \times \mathcal{B}(\mathcal{T} \rightarrow \ell\bar{\nu}) \approx 2,2 \text{ фб} \quad (7.72)$$

и также не может быть открыт на тэватроне.

7.3. Рождение киральных бозонов на ЛНС. Ускорительный комплекс ЛНС в ЦЕРН принадлежит к следующему поколению адронных коллайдеров. Не существует никаких сомнений, что это будет машина открытий с ее полной энергией столкновения протонов 14 ТэВ в системе их центра масс. Все новые частицы с не пренебрежимо малыми константами взаимодействия с обычной материей и с массами до 2–3 ТэВ должны быть открыты, если они существуют. Новые киральные бозоны с константами взаимодействия порядка калибровочных и с предсказанными массами точно попадают в эту категорию. Тем не менее необычные свойства киральных бозонов, которые еще неизвестны экспериментаторам, требуют дополнительного анализа моделирования событий в детекторах.

В качестве первого шага в этом направлении в пакет программ CalcHEP была введена соответствующая модель киральных бозонов. Данная программа имеет интерфейс с основной программой моделирования адронных процессов PYTHIA в соответствии с принятым в Лез-Уше соглашением (Les Houches Accord) [283]. Однако экспериментальное программное обеспечение по моделированию и реконструкции событий (см., например, [284]) часто имеет свой собственный интерфейс с генераторами событий, такими как PYTHIA. Поэтому мы также включили код для генерации рождения и распадов киральных бозонов прямо в саму программу PYTHIA. Чтобы осуществить это по всем правилам, необходимо использовать метод внешних пользовательских программ. Однако, чтобы достичь цели по возможности самым простым и быстрым образом, мы использовали тот факт, что взаимодействия киральных бозонов очень похожи на взаимодействия калибровочных бозонов W и W' и отличаются от них только лоренцевскими факторами и импульсной зависимостью. Поэтому мы слегка скорректировали код программы PYTHIA для подпроцесса 142 (рождение W') в подпрограммах PYWIDT и PYRESO.

Подпрограмма PYWIDT вычисляет полную и парциальные ширины резонансов. Так как распады калибровочных и киральных бозонов описываются различными формулами в случае их распадов на два массивных фермиона, мы заменили соответствующий матричный элемент

$$|\mathcal{M}_{W'}|^2 = 8M^2 \left\{ (g_V^2 + g_A^2) \left[2 - r_1 - r_2 - (r_1 - r_2)^2 \right] + 6 (g_V^2 - g_A^2) \sqrt{r_1 r_2} \right\} \quad (7.73)$$

в выражении для ширины W' матричным элементом

$$|\mathcal{M}_{\mathcal{U}}|^2 = 8M^2 \left\{ (g_V^2 + g_A^2) \left[1 + r_1 + r_2 - 2 (r_1 - r_2)^2 \right] + 6 (g_V^2 - g_A^2) \sqrt{r_1 r_2} \right\} \quad (7.74)$$

для киральных бозонов. Здесь $r_1 = (m_1/M)^2$ и $r_2 = (m_2/M)^2$ — квадраты отношений фермионных масс m_1 и m_2 к массе бозона M .

Параметры PARU(131)/PARU(132) и PARU(133)/PARU(134) устанавливают векторную g_V /аксиальную g_A константы взаимодействия кварков и лептонов с массивными векторными бозонами соответственно. Мы обнаружили ошибку в программе PYTHIA, которая заключается в отсутствии второй строчки в выражении (7.73) и которая приводит к неверному результату в случае неравенства абсолютных значений векторной и аксиально-векторной констант связи $|g_V| \neq |g_A|$. Хотя это не влияет на стандартные по умолчанию значения параметров взаимодействия W' -бозона PARU(131) = PARU(133) = 1, PARU(132) = PARU(134) = -1, как у калибровочного W -бозона, при другом выборе параметров и распаде на нестандартные тяжелые фермионы данная подпрограмма может выдавать неверный результат. Скорректированная формула (7.74) в подпрограмме PYWIDT будет давать правильные значения парциальных ширин распада кирального бозона \mathcal{U} при следующих параметрах:

$$\begin{aligned} \text{PARU}(131) &= \frac{3}{2}, & \text{PARU}(132) &= -\frac{1}{2}, \\ \text{PARU}(133) &= \frac{1}{2}, & \text{PARU}(134) &= -\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (7.75)$$

Другая подпрограмма PYRESO описывает угловые распределения резонансов, которые полностью различны для калибровочных и киральных бозонных промежуточных состояний. Так, в соответствии с нормированными распределениями (7.62) и (7.63) распределение

$$\text{WT} = 1 + \text{ASYM} \cdot \cos \hat{\theta} + \cos^2 \hat{\theta} \quad (7.76)$$

и его максимальное значение $\text{WTMAX} = 2 + \text{ABS}(\text{ASYM})$ для калибровочных бозонов, где коэффициент ASYM определяет асимметрию вперед-назад, должны быть заменены простой формулой

$$\text{WT} = 4 \cos^2 \hat{\theta} \quad (7.77)$$

и соответствующим максимальным значением $WT_{MAX} = 4$ для киральных бозонов.

Эти изменения открывают возможность для полного моделирования детектора при рождении заряженных киральных бозонов и их различных каналов распада. Коррекция программы RUTHIA для введения рождения и распадов нейтральных киральных бозонов не может быть выполнена только в виде простой модификации уже существующего кода для Z' -бозонов, так как его структура включает учет полной интерференции при $\gamma^*/Z/Z'$ -смешивании и очень сложен. В то же время киральные бозоны не интерферируют с калибровочными бозонами γ , Z и Z' , поэтому новая часть кода должна быть проще и может быть легко добавлена экспертом. Кроме того, последние модификации пакета программы CalcHEP позволяют прямое использование ее результатов программой RUTHIA.

Поэтому мы продолжим свое рассмотрение «золотых» лептонных каналов распадов киральных бозонов $pp \rightarrow U/T + X \rightarrow \ell\bar{\nu} + X'$ и $pp \rightarrow T^R/T^I + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X'$, которые могут дать первые неоспоримые доказательства их существования на адронном коллайдере LHC, используя программу CalcHEP. Благодаря огромной энергии в системе центра масс 14 ТэВ и высокой проектной пиковой светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ эти каналы распадов могут изучаться уже в самом начале, когда еще только идет калибровка по процессам стандартной модели $pp \rightarrow W + X \rightarrow \ell\bar{\nu} + X'$ и $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X'$. Так, например, дифференциальные сечения рождения новых заряженных бозонов U , T (сигнал) достаточно велики в области высоких энергий по сравнению с дифференциальным сечением рождения калибровочных бозонов W (фон) в их канале распада на лептон и антинейтрино. Численные значения соответствующих сечений приведены на рис. 22 как функции поперечных импульсов лептона*.

Первая ступенька на графике соответствует резонансному рождению легчайших заряженных киральных бозонов U^\pm с дифференциальным сечением порядка 0,03 пб/ГэВ. Это означает, что только после 1 ч набора статистики при пиковой светимости в каждом бине с шириной 10 ГэВ мы можем ожидать приблизительно 10 событий с поперечными импульсами лептона в районе 200 ГэВ. Однако, чтобы различить вторую ступеньку на графике, которая должна соответствовать рождению самых тяжелых заряженных бозонов T^\pm , потребуется чуть больше одного дня набора статистики.

Однако плохое понимание точности разрешения детектора в первых сеансах и неопределенности в поперечных импульсах рождающихся тяжелых бозонов могут приводить к размыванию якобиевских пиков и рождение ки-

*На первой стадии работы LHC до конца 2011 г. энергия в системе центра масс будет 7 ТэВ, что эффективно отразится на меньших, примерно в 4–5 раз, сечениях.

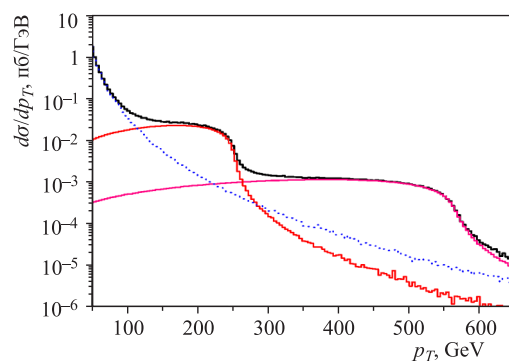


Рис. 22. Дифференциальные сечения рождения калибровочных W (пунктирная кривая) и киральных U, T (сплошная) бозонов как функции поперечных импульсов лептона

ральных бозонов нельзя будет отличить от рождения калибровочных бозонов. Необходимы будут дополнительные данные и детальное моделирование детектора. Поэтому первым решающим тестом обсуждаемой здесь модели на адронном коллайдере ЛНС будет обнаружение пика при 1 ТэВ в дилептонном канале процесса Дрелла–Яна (рис. 23).

Как мы уже обсуждали ранее, форма пика как функция от инвариантной массы лептонной пары является одинаковой как для калибровочных, так и для киральных бозонов. Различие будет проявляться только в угловых распределениях лептонных пар, в частности, в распределениях по поперечным импульсам индивидуальных лептонов p_T . Вместо якобиевского пика для ка-

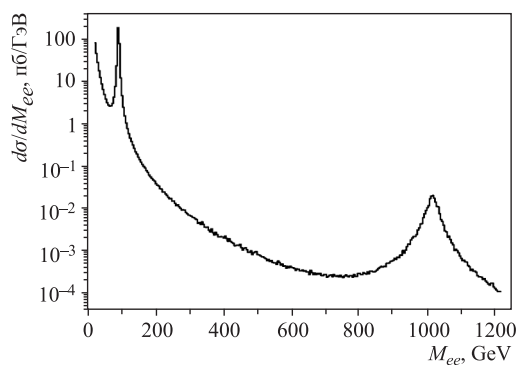


Рис. 23. Пики резонансного рождения калибровочного Z^0 и кирального T^0 бозонов в распределениях дифференциальных сечений в зависимости от инвариантной массы лептонной пары

либровочных бозонов при $p_T \simeq M_V/2$ в случае киральных бозонов ожидается плавное горбообразное распределение ниже этой точки (см. рис. 14).

На этом мы хотим закончить описание свойств новых киральных бозонов со спином единица и их основных особенностей для обнаружения в прецизионных низкоэнергетических экспериментах и на адронных коллайдерах. Как мы уже отметили, в настоящее время уже имеются некоторые указания на их существование. Однако самой лучшей проверкой наших идей, конечно же, будет их прямое рождение на большом адронном коллайдере LHC и их регистрация на установках CMS и ATLAS в ЦЕРН.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Триумф стандартной модели электрослабых взаимодействий затмил на время интерес к построению новых теорий, а тем более к изучению и введению в теорию новых полей, преобразующихся по нестандартным представлениям группы Лоренца. Развитие ведется только по направлениям, которые способны решить проблемы стандартной модели, такие как объяснение спектра масс и углов смешивания, отсутствия CP -нарушения в сильных взаимодействиях, иерархии взаимодействий и их масштабов, а также космологические проблемы, связанные с наличием скрытой массы, космологического члена и барион-антибарионной асимметрии нашей Вселенной.

В феноменологических моделях элементарных частиц, включая и их суперсимметричные расширения, используются лишь поля, подчиняющиеся стандартным уравнениям движения. Хотя в последнее время возник интерес к старым идеям Вика–Ли и даже к теориям поля, не описывающим частицы. Однако вне этого рассмотрения остается большой класс неизученных полей. Настоятельная необходимость введения таких полей возникает, например, при построении расширенных теорий супергравитации и теорий струн. Антисимметричные тензорные поля второго ранга естественно возникают в таких теориях.

В данной работе был сделан обзор исследований, посвященных введению и использованию антисимметричных тензорных полей второго ранга в квантовой теории поля. Мы не ставили себе цель дать полный список публикаций на эту тему. Нашей задачей было проследить историю вопроса введения таких полей, сохраняя при этом последовательность изложения. На базе сделанных обобщений представлены новые результаты, дополняющие и углубляющие связи между различными подходами. Ключевые, на наш взгляд, вопросы рассмотрены с такой подробностью, что для полного их понимания не требуется обращения к оригинальной литературе. Напротив, отдельные факты, дополняющие и обобщающие тот или иной вопрос, даны в виде ссылок, чтобы при необходимости можно было обратиться за подробностями к оригинальной литературе или обзорам.

Основное внимание было уделено свойствам фундаментального антисимметричного тензорного поля второго ранга. Вне массовой поверхности оно переносит взаимодействие со спином единица и по своим свойствам является дополнительным к калибровочному полю. Его поперечные компоненты, физические для калибровочных полей, в данном случае являются нефизическими, и только его продольные компоненты, которые, в свою очередь, являются нефизическими для калибровочных полей, удовлетворяют физическим уравнениям движения. Мы показали, что существует два типа антисимметричных тензорных полей второго ранга.

Если не накладывать никаких других симметрий кроме инвариантности в пространстве Минковского, то свободный лагранжиан антисимметричного тензорного поля будет обладать конформной симметрией. Самодуальный и антисамодуальный тензоры таких полей обладают противоположными киральными зарядами и преобразуются по неприводимым киральным представлениям группы Лоренца $(1,0)$ и $(0,1)$. Они естественно допускают наличие инвариантных юкавских взаимодействий с киральными тензорными фермионными токами, которые играют ключевую роль в феноменологических приложениях. Поэтому такие поля мы будем называть материальными. Они, так же как и поля Хигса, являются носителями кирального заряда, который обуславливает порождение нетривиального самодействия, аналогичного хиггсовскому.

Наложение требования калибровочной симметрии приводит к редуцированию независимых степеней свободы антисимметричного тензорного поля и серьезным ограничениям на вид его взаимодействий. Так, например, самодействие и его юкавское взаимодействие с током фермионов спина $1/2$ запрещены принципом калибровочной симметрии, что резко сужает круг его феноменологических приложений. Поэтому его представление в обзоре ограничивается рассмотрением лишь теоретических аспектов, которые даны для сравнения с материальным антисимметричным тензорным полем.

Среди уникальных свойств материального антисимметричного тензорного поля отметим, что его *поперечные* компоненты являются *нефизическими* и не дают вклада в тензор энергии-импульса. Обнаружено свойство *асимптотической свободы* в простейшей *абелевой* калибровочной модели с материальным антисимметричным тензорным полем. Показано, что существует новый тип *аномальных* диаграмм, содержащих скалярные и *антисимметричные тензорные поля* в качестве внутренних линий, которые приводят к нарушению киральной симметрии на квантовом уровне.

Применение развитых выше теоретических конструкций к низкоэнергетической феноменологии адронов в рамках модели Намбу–Йона-Лазинио позволяет получить ряд новых физических результатов. Например, на основе нового типа юкавского взаимодействия материального антисимметричного

поля с кварками удастся построить *кирально-инвариантное* расширение модели Намбу–Йона-Лазинио с одним типом кварков новым нелокальным четырехфермионным *тензорным* взаимодействием. Обсуждается новый эффект *динамического смешивания* между векторными и киральными мезонами, возникающего в результате *спонтанного нарушения симметрии*. На базе данной модели получены новые *массовые формулы* для мезонов единичного спина, которые связывают частицы из *различных унитарных представлений и с противоположной четностью*. В рамках модели с *динамической генерацией кинетических членов* вычислены матричные элементы для мезонов со спином единица, аннигилирующих (*аксиально-)*векторные и тензорные токи кварков, численные значения которых находятся в хорошем согласии с правилами сумм КХД и расчетами на решетке.

Аналогичные идеи могут применяться и в физике высоких энергий. Так, например, в обзоре рассмотрена *расширенная* модель электрослабых взаимодействий с дополнительным дублетом хиггсовских частиц и *двумя дублетами киральных частиц единичного спина*, которая способна объяснить ряд аномальных экспериментальных результатов. В то же время на примере рассмотрения *основных процессов стандартной модели и космологических ограничений* показано, что предложенная модель *не противоречит* другим экспериментальным данным при современном уровне точности. Сделаны соответствующие *предсказания* для поиска новых взаимодействий в действующих и будущих *высокопрецизионных* экспериментах. В предположении *универсальности* новых взаимодействий сделана оценка *масс и констант связи* киральных частиц. Обнаружен *лептофобный* характер *легких* киральных частиц. Рассчитаны сечения рождения *киральных* частиц на адронных коллайдерах и найдена *новая сигнатура* их распадов в распределениях по поперечному импульсу/массе.

Логическая непротиворечивость такой модели и анализ последних экспериментальных данных приводят к выводу о возможности существования в природе киральных частиц со спином единица.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность проф. М. Д. Матееву за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, а также проф. В. Г. Кадышевскому за поддержку и всестороннюю помощь. Данная работа не могла бы быть написана на родном языке и представлена в виде диссертации к защите без положительного решения дирекции ОИЯИ и персонально, к глубокому сожалению скоропостижно ушедшего от нас, А. Н. Сисакяна.

С глубоким прискорбием и уважением автор отмечает значительный вклад в исследуемую тему талантливого молодого ученого, своего друга и соавтора Л. В. Авдеева, также безвременно ушедшего от нас, с которым ему посчастливилось работать.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

В данном приложении обсудим соотношения между константами связи стандартной модели, возникающие в модели типа Намбу–Йона-Лазинио в приближении доминантности однопетлевого приближения по фундаментальным спинорам. Как уже было отмечено в разд. 4, наивные ожидания приводят к иерархии констант связи в зависимости от количества различных частиц, участвующих в данном взаимодействии.

Развивая эту идею дальше, можно предположить, что из трех калибровочных констант связи g_3 , g_2 и g_1 , соответствующих калибровочной группе симметрии стандартной модели $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, величина первой константы связи, отвечающей цветной калибровочной группе $SU(3)_C$, является самой большой, так как только ограниченный круг элементарных частиц, а именно, цветные кварки, участвуют в сильных взаимодействиях. Во взаимодействии, отвечающее группе слабого изоспина $SU(2)_W$, кроме цветных кварков включает также и лептоны, поэтому константа связи g_2 имеет меньшее значение, чем g_3 . И наконец, калибровочные бозоны абелевой группы гиперзаряда $U(1)_Y$ взаимодействуют со всеми известными фермионами, за исключением нейтральных правополяризованных нейтрино, которые имеют нулевой гиперзаряд. Поэтому, рассуждая наивно, можем ожидать следующей иерархии калибровочных констант связи $g_1 < g_2 < g_3$, которая, впрочем, подтверждается экспериментально.

Так, используя последние экспериментальные данные по измерению фундаментальных констант связи при фиксированной энергии, определенных, например, на шкале слабых взаимодействий M_Z : $\alpha(M_Z) = 128,89(3)$, $\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0,2312(2)$, $\alpha_s = 0,118(2)$, можно оценить величины всех калибровочных констант связи*:

$$\alpha_1(M_Z) \equiv \frac{g_1^2}{4\pi} = \frac{5}{3} \frac{g'^2}{4\pi} = \frac{5}{3} \frac{\alpha}{\cos^2 \theta_W} \simeq \frac{1}{59,5}, \quad (\text{П1.1})$$

$$\alpha_2(M_Z) \equiv \frac{g_2^2}{4\pi} = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W} \simeq \frac{1}{29,8}, \quad (\text{П1.2})$$

$$\alpha_3(M_Z) \equiv \frac{g_3^2}{4\pi} = \alpha_s \simeq \frac{1}{8,5}. \quad (\text{П1.3})$$

Однако, как мы сейчас покажем, не приведенные выше рассуждения объясняют причину их иерархии. Напротив, принцип динамической генерации кинетических членов приводит к высшей степени симметрии всех взаимодействий, а именно, к равенству всех констант связи, а наблюдаемое их различие

*Множитель $5/3$ в первом уравнении необходим для нормировки калибровочной константы g' абелевой группы гиперзаряда $U(1)_Y$ в соответствии с нормировочным условием $\text{Tr}(T^A T^B) = 2\delta^{AB}$ для генераторов.

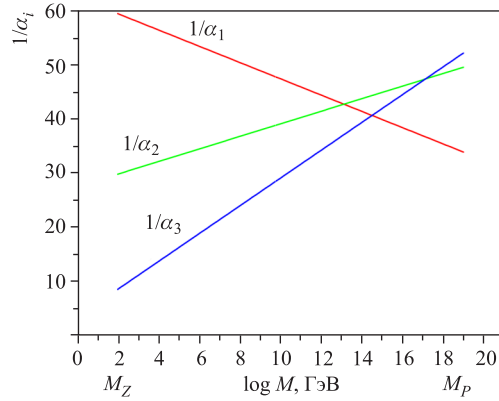


Рис. 24. Эволюция калибровочных констант связи от шкалы слабых взаимодействий M_Z до планковского масштаба M_P в стандартной модели

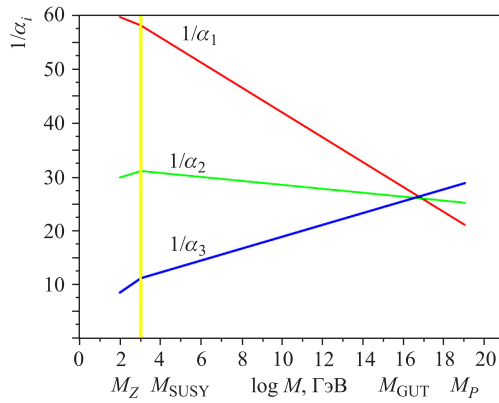


Рис. 25. Эволюция калибровочных констант связи от шкалы слабых взаимодействий M_Z до планковского масштаба M_P в минимальной модели суперсимметричного расширения стандартной модели

объясняется чисто квантовым эффектом теории поля, их динамической зависимостью от энергетической шкалы.

Наиболее простой вид эволюции констант связи от энергетической шкалы M имеет место в однопетлевом приближении, когда они линейно зависят от $\ln M$ (рис. 24)

$$\alpha_i^{-1}(M) = \alpha_i^{-1}(M_Z) - \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{M_Z}, \quad (\text{П1.4})$$

где константы b_i имеют следующие значения в стандартной модели: $b_1 = 4,1$, $b_2 = 19/6$ и $b_3 = -7$. Как видно из рисунка, эволюция калибровочных кон-

стант связи не приводит к их объединению в одной фиксированной точке, как мы ожидали. Здесь интересно отметить, что вычисления в минимальной модели суперсимметричного расширения стандартной модели с универсальным масштабом $M_{\text{SUSY}} \simeq 1$ ТэВ [285] уже дают неплохое совпадение значений калибровочных констант связи в точке великого объединения $M_{\text{GUT}} \sim 10^{16} - 10^{17}$ ТэВ при следующих константах эволюционных уравнений: $b_1 = 6,3$, $b_2 = 1$ и $b_3 = -3$ (рис. 25).

Проводя вычисления однопетлевых квантовых поправок к собственно энергетическим частям соответствующих калибровочных полей, аналогичные формулам (7.23) и (7.24), приходим к соотношению $g_1 = g_2 = g_3$, которое выполняется в точке объединения всех взаимодействий.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Метод компенсации Боголюбова заключается в следующем. Рассмотрим вклад квантовых поправок в эффективный лагранжиан от четырехфермионного взаимодействия (4.16). В самом низшем порядке по теории возмущений получим новые члены с билинейными комбинациями фермионных полей различных структур $\bar{\Psi}\mathcal{O}\Psi$, диаграммы которых представлены на рис. 26.

Одним из таких членов может оказаться рассматриваемый массовый член $-m\bar{\Psi}\Psi$ фермионного поля, изначально не присутствующий в лагранжиане (4.16). Поэтому чтобы сделать квантовую теорию самосогласованной, Боголюбовым был предложен метод компенсационных уравнений. Данный метод основывается на представлении лагранжиана как суммы его свободной части, которая определяет свободный пропагатор при разложении по теории

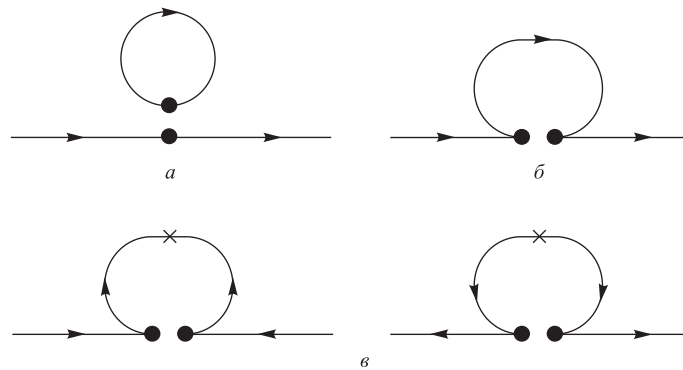


Рис. 26. Диаграммы, описывающие метод среднего поля Хартри (а), Фока (б) и Боголюбова (в)

возмущений, и его взаимодействующей части. Так как массовый член фермионного поля может появиться в результате квантовых поправок, можем предвидеть это и добавить его к динамическому члену $i\bar{\Psi}\not{\partial}\Psi$ свободной части лагранжиана. С другой стороны, чтобы лагранжиан остался тот же самый, мы должны вычесть такой же член из взаимодействующей части исходного лагранжиана. Теперь самосогласованным условием появления массового члена фермионного поля оказывается *уравнение компенсации*

$$\begin{aligned} G_0 \bar{\Psi} (-\text{Tr} S(x, x) + S(x, x) - \gamma^5 S(x, x) \gamma^5) \Psi - \\ - G_V \bar{\Psi} \gamma_\mu S(x, x) \gamma^\mu \Psi - G_A \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma^5 S(x, x) \gamma^\mu \gamma^5 \Psi - \\ - G_T \hat{\partial}^\mu \hat{\partial}^\nu \bar{\Psi} (\sigma_{\mu\lambda} S(x, x) \sigma^{\nu\lambda} - \sigma_{\mu\lambda} \gamma^5 S(x, x) \sigma^{\nu\lambda} \gamma^5) \Psi + m \bar{\Psi} \Psi = 0, \end{aligned} \quad (\text{П2.1})$$

которое гарантирует отсутствие радиационных квантовых поправок в свободную часть лагранжиана. Здесь $S(x, x) = \langle T \{ \Psi \bar{\Psi} \} \rangle$ — пропагатор свободного фермионного поля, определенный для совпадающих в точке x начальной и конечной точек,

$$S(x, x) = i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{\not{p} + m}{p^2 - m^2 + i\varepsilon} = m [I_2 - m^2 I_0 + \text{finite terms}], \quad (\text{П2.2})$$

вычисляется по новому свободному лагранжиану, включающему ненулевой массовый член.

Уравнение компенсации (П2.1) содержит вклады только от двух типов диаграмм, представленных на рис. 26, *a* и *б*. Билинейные комбинации фермионных полей, возникающие от диаграмм на рис. 26, *в*, имеют структуру аномальных членов $\Psi \mathcal{O} \Psi$ и $\bar{\Psi} \mathcal{O} \bar{\Psi}$, которые не сохраняют барионный (и электрический) заряд и поэтому не имеют отношения к массовому члену $m \bar{\Psi} \Psi$. Однако, как показано в работе [86], такие члены должны появляться при симметризации лагранжиана, согласованного со статистикой. Хотя их присутствие не сказывается на свойствах обычных мезонов, построенных из кварк-антикварковых пар, они могут играть важную роль как дикварковые возбуждения в барионном секторе теории при образовании экзотических четырехкварковых $\bar{q}q\bar{q}q$ -мезонных состояний и пентакварковых барионных состояний, которые очень интенсивно обсуждаются в последнее время. Однако рассмотрение этих вопросов выходит за рамки данной работы. Мы здесь лишь упомянем, что адекватный формализм метода среднего поля Хартри–Фока–Боголюбова применительно к релятивистским системам типа квантово-полевых моделей элементарных частиц был разработан и применен автором для построения моделей с динамическим механизмом нарушения симметрии [82] и объединенных моделей [83].

Покажем теперь, что уравнение компенсации (П2.1) эквивалентно уравнению минимизации эффективного действия (4.42) в рамках использованного

приближения $1/N_C$. Обратим внимание на то, что при бозонизации четырехфермионного лагранжиана (4.16) мы вводили только коллективные переменные, отвечающие *бесцветным* билинейным комбинациям спинорных полей (4.18) в прямом канале, представленном на рис. 26, *а*. Другие билинейные комбинации спинорных полей, возникающие в кросс-каналах, показанных на рис. 26, *б* и *в*, мы не рассматриваем. Так, в первом случае *бесцветные* состояния имеют фактор подавления $1/N_C$ в силу тождества Фирца для группы $SU(N_C)$

$$\mathbb{1}_d^c \mathbb{1}_f^e = \frac{1}{N_C} \mathbb{1}_f^c \mathbb{1}_d^e + 2 \mathbf{T}_f^c \mathbf{T}_d^e, \quad (\text{П2.3})$$

где \mathbf{T} — генераторы группы $SU(N_C)$, а в последнем случае все возбуждения оказываются цветными для групп с $N_C \geq 3$ в соответствии с разложением по неприводимым представлениям произведения

$$\mathbf{N}_C \times \mathbf{N}_C = \frac{\mathbf{N}_C (\mathbf{N}_C - 1)}{2} + \frac{\mathbf{N}_C (\mathbf{N}_C + 1)}{2}. \quad (\text{П2.4})$$

Точно такая же структура собственно энергетических вкладов присуща и уравнению компенсации (П2.1). Так, например, ведущим членом среди квантовых поправок в $1/N_C$ -приближении является первый член уравнения компенсации, происходящий из диаграммы, показанной на рис. 26, *а*. Остальные собственно энергетические вклады обусловлены диаграммами типа представленной на рис. 26, *б*. Поэтому в главном приближении мы имеем

$$G_0 \text{Tr} S(x, x) = m. \quad (\text{П2.5})$$

На самом деле уравнение (П2.5) является более хорошим приближением, чем просто первый член разложения по $1/N_C$. Так как пропагатор $S(x, x)$ пропорционален единичной матрице (П2.2) в спинорном пространстве γ -матриц Дирака, то легко видеть, что из-за киральной инвариантности исходного четырехфермионного взаимодействия второй член в уравнении компенсации (П2.1) сокращает третий член в (псевдо)скалярном канале, а в тензорном канале взаимно сокращаются шестой и седьмой члены. Кроме того, если верить, что эффективное четырехфермионное взаимодействие (4.16) возникает в КХД в результате глюонного обмена при низких энергиях, то в приближении $1/N_C$ можно получить дополнительное равенство эффективных констант векторного и аксиально-векторного взаимодействий $G_V = G_A$ [78]. Поэтому сумма и последней пары членов, четвертого и пятого, не дает вклада в компенсационное уравнение.

Так как пропагатор $S(x, x)$ пропорционален массе кварка m , то уравнение (П2.5) всегда имеет тривиальное решение $m = 0$, которое отвечает сохранению исходной киральной симметрии и соответствует симметричному

вакуумному состоянию эффективного потенциала (4.42). В случае появления ненулевого массового члена кварка и нарушения киральной симметрии уравнение (П2.5) приводит к дополнительному условию

$$4N_C (I_2 - m^2 I_0) G_0 = 1. \quad (\text{П2.6})$$

Используя цепочку уравнений (4.44), (4.31) и (4.49), можно показать, что условие нетривиального минимума эффективного потенциала

$$\sigma_0^2 = -\frac{M^2}{2g^2} \quad (\text{П2.7})$$

эквивалентно условию (П2.6).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 452.
2. Rarita W., Schwinger J. S. // Phys. Rev. 1941. V. 60. P. 61.
3. Bargmann V., Wigner E. P. // Proc. Nat. Acad. Sci. 1948. V. 34. P. 211.
4. Огиевецкий В. И., Полубаринов И. В. // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 216.
5. Chizhov M. V., Dvali G. hep-ph/0908.0924.
6. Kemmer N. // Proc. Roy. Soc. A. 1938. V. 166. P. 127.
7. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976;
Бьеркен Дж. Д., Дрелл С. Д. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1978;
Ицксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля. М.: Мир, 1984.
8. Коноплева Н. П., Попов В. Н. Калибровочные поля. М.: Атомиздат, 1980.
9. Higgs P. W. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. P. 132; Phys. Rev. 1966. V. 145. P. 1156;
Englert F., Brout R. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 321;
Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. E. // Ibid. P. 585.
10. Картан Э. Теория спиноров. М.: Изд-во иностр. лит., 1947.
11. Швингер Ю. Частицы, источники, поля. М.: Мир, 1973.
12. van der Waerden B. // Nachr. Ges. Wiss. Gött. 1929. P. 100;
Laporte O., Uhlenbeck G. E. // Phys. Rev. 1931. V. 37. P. 1380.
13. Kalb U., Ramon P. // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 2273;
Cremmer E., Scherk J. // Nucl. Phys. B. 1974. V. 72. P. 117.
14. Supergravities in Diverse Dimensions / Eds. Salam A., Sezgin E. North-Holland; World Sci., 1989.
15. Введение в супергравитацию / Под ред. Феррары С., Тейлора Дж. М.: Мир, 1985.

16. *Namazie M. A., Storey D.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 157. P. 170;
Townsend P. K. // Phys. Lett. B. 1979. V. 88. P. 97;
Siegel W. // Phys. Lett. B. 1980. V. 93. P. 170.
17. *Wess J.* // Nuovo Cim. 1960. V. 18. P. 1086;
Fulton T., Rohrlich F., Witten L. // Rev. Mod. Phys. 1962. V. 34. P. 442.
18. *Dobrev V. K. et al.* JINR Commun. E2-7456. Dubna, 1973; Bulg. J. Phys. 1974. V. 1. P. 42.
19. *Todorov I. T., Mintchev M. C., Petkova V. B.* Conformal Invariance in Quantum Field Theory. Pisa, 1978. P. 89–96.
20. *Fradkin E. S., Vasiliev M. A.* // Nuovo Cim. Lett. 1979. V. 25. P. 79; Phys. Lett. B. 1979. V. 85. P. 47.
21. *de Wit B., van Holten J. W.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 155. P. 530.
22. *Bergshoeff E., de Roo M., de Wit B.* // Nucl. Phys. B. 1981. V. 182. P. 173.
23. *Fradkin E. S., Tseytlin A. A.* // Phys. Rep. 1985. V. 119. P. 233.
24. *Avdeev L. V., Chizhov M. V.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 321. P. 212.
25. *Bolotov V. N. et al.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 243. P. 308.
26. *Frlež E. et al. (PIBETA Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 181804.
27. *Dirac P. A. M.* // Proc. Roy. Soc. A. 1936. V. 155. P. 447.
28. *Proca A. J.* // Phys. Radium. 1936. V. 7. P. 347.
29. *Kemmer N.* // Helv. Phys. Acta. 1960. V. 33. P. 829.
30. *van Nieuwenhuizen P.* // Nucl. Phys. B. 1973. V. 60. P. 478.
31. *Gasser J., Leutwyler H.* // Ann. Phys. (N. Y.). 1984. V. 158. P. 142;
Ecker G. et al. // Nucl. Phys. B. 1989. V. 321. P. 311;
Ecker G. et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 425;
Kalafatis D. // Phys. Lett. B. 1993. V. 313. P. 115.
32. *Фролов С. А.* // ТМФ. 1988. Т. 76. С. 314;
Frolov S. A., Slavnov A. A. // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P. 461.
33. *Cremmer E., Julia B.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 159. P. 141.
34. *Freedman D. Z.* Caltech Report No. 68-624. 1977;
Freedman D. Z., Townsend P. K. // Nucl. Phys. B. 1981. V. 177. P. 282.
35. *Kaul R. K.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 1127.
36. *Попов В. Н., Фаддеев Л. Д.* Препринт ИТФ 67-36. Киев, 1967;
Faddeev L. D., Popov V. N. // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 30.
37. *Nielsen N. K.* // Nucl. Phys. B. 1978. V. 140. P. 499;
Kallos R. E. // Ibid. V. 141. P. 141.
38. *Feynman R. P.* // Acta Phys. Polon. 1963. V. 24. P. 697.
39. *Славнов А. А., Фролов С. А.* // ТМФ. 1988. Т. 75. С. 201.

40. *Becchi C., Rouet A., Stora R.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 52. P. 344;
Тютин И. В. Препринт ФИАН Х39. 1975.
41. *Kimura T.* // Prog. Theor. Phys. 1981. V. 65. P. 338;
Marchetti P. A., Tonin M. // Nuovo Cim. A. 1981. V. 63. P. 459.
42. *Batalin I. A., Fradkin E. S.* // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 157.
43. *Baulieu L., Thierry-Mieg J.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 228. P. 259.
44. *Townsend P. K., van Nieuwenhuizen P.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 120. P. 301.
45. *Sezgin E., van Nieuwenhuizen P.* // Phys. Rev. D. 1980. V. 22. P. 301.
46. *'t Hooft G., Veltman M.* // Ann. Inst. Henri Poincaré. 1974. V. 1. P. 69.
47. *Deser S., van Nieuwenhuizen P.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 401.
48. *Deser S., Tsao H.-S., van Nieuwenhuizen P.* // Ibid. P. 3337.
49. *Deser S., van Nieuwenhuizen P.* // Ibid. P. 411.
50. *van Nieuwenhuizen P.* Relativity, Fields, Strings and Gravity. Caracas, 1977.
51. *Grisaru M. T., van Nieuwenhuizen P., Wu C. C.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1813.
52. *Duff M. J., van Nieuwenhuizen P.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 94. P. 179.
53. *Aurilia A., Christodoulou D., Legovini F.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 73. P. 429.
54. *Aurilia A., Nicolai H., Townsend P. K.* // Nucl. Phys. B. 1980. V. 176. P. 509.
55. *Duff M. J.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 125. P. 334.
56. *Christensen S. M., Duff M. J.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 76. P. 571.
57. *Christensen S. M., Duff M. J.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 154. P. 301.
58. *Gliozzi F., Scherk J., Olive D.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 122. P. 253.
59. *Cremmer E., Julia B., Scherk J.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 76. P. 409.
60. *Neveu A., Schwarz J. H.* // Nucl. Phys. B. 1971. V. 31. P. 86;
Ramond P. // Phys. Rev. D. 1971. V. 3. P. 2415.
61. *Nahm W.* // Nucl. Phys. B. 1978. V. 135. P. 149.
62. *Nicolai H., Townsend P. K.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 98. P. 257.
63. *Green M. B., Schwarz J. H.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 149. P. 117.
64. *Tseytlin A. A.* // Intern. J. Mod. Phys. D. 1992. V. 1. P. 223.
65. *Copeland E. J., Lahiri A., Wands D.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 4868.
66. *Giani F., Pernici M., van Nieuwenhuizen P.* // Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 1680.
67. *Romans L. J.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 276. P. 71; Phys. Lett. B. 1986. V. 169. P. 374.
68. *Weyl H.* // Zs. Phys. 1929. V. 56. P. 330.
69. *Weinberg S.* // Phys. Rev. 1964. V. 133. P. B1318; V. 134. P. B882.
70. *Авдеев Л. В., Чижов М. В.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 1(124). С. 17.

71. *Sterman G., Townsend P. K., van Nieuwenhuizen P.* // Phys. Rev. D. 1978. V. 17. P. 1501.
72. *Henneaux M., Teitelboim C.* Quantization of Gauge Systems. Princeton, NJ, 1992.
73. *Nambu Y., Jona-Lasinio G.* // Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 345.
74. *Nambu Y., Jona-Lasinio G.* // Ibid. V. 124. P. 246.
75. *Боголюбов Н. Н.* Препринт ОИЯИ Д-781. Дубна, 1961.
76. *Боголюбов Н. Н.* // Изв. АН СССР. Физика. 1947. Т. 1. С. 77.
77. *Боголюбов Н. Н.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 58.
78. *Klevansky S. P.* // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 649;
Волков М. К. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 81;
Hatsuda T., Kunihiro T. // Phys. Rep. 1994. V. 247. P. 221;
Bijnens J. // Phys. Rep. 1996. V. 265. P. 369;
Alkofer R., Reinhardt H., Weigel H. // Ibid. P. 139.
79. *Fritzsche H., Gell-Mann M.* // Proc. of the XVI Intern. Conf. on High-Energy Physics. Chicago, 1972. P. 135.
80. *Gross D. J., Wilczek F.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1343;
Politzer H. D. // Ibid. P. 1346.
81. *Кадышевский В. Г., Матеев М. Д., Чижов М. В.* // ТМФ. 1980. Т. 45. С. 358.
82. *Chizhov M. V.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 104. P. 449.
83. *Chizhov M. V.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 113. P. 159.
84. *Weinberg S.* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 34. P. 5.
85. *Bender C. M., Cooper F., Guralnik G. S.* // Ann. Phys. 1977. V. 109. P. 165;
Tamvakis K., Guralnik G. S. // Phys. Rev. D. 1978. V. 18. P. 4551;
Cooper F., Guralnik G., Snyderman N. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1620.
86. *Чижов М. В.* // ТМФ. 1982. Т. 51. С. 218.
87. *'t Hooft G.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 8; Phys. Rev. D. 1976. V. 14. P. 3432.
88. *Eguchi T., Sugawara H.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 4257.
89. *Fermi E.* // Z. Phys. 1934. V. 88. P. 161; Nuovo Cim. 1934. V. 11. P. 1.
90. *Wetterich C.* hep-ph/0503164.
91. *Leutwyler H.* // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 154.
92. *Eguchi T.* // Phys. Rev. D. 1976. V. 14. P. 2755.
93. *Goldstone J.* // Nuovo Cim. 1961. V. 19. P. 154;
Goldstone J., Salam A., Weinberg S. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 965.
94. *Amsler C. et al.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 667. P. 1.
95. *Gell-Mann M., Oakes R. J., Renner B.* // Phys. Rev. 1968. V. 175. P. 2195.
96. *Adler S. L.* // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 2426;
Bell J. S., Jackiw R. // Nuovo Cim. A. 1969. V. 60. P. 47.

97. *Weinberg S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 507.
98. *Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.* // *ЖЭТФ.* 1955. Т. 29. С. 698.
99. *Фейнман Р. П., Гелл-Манн М.* // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. P. 193.
100. *Lipkin H. J.* // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 72. P. 249.
101. *Lipkin H. J.* // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).* 2003. V. 115. P. 117.
102. *Link J. M. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 535. P. 43.
103. *Freund P. G. O., Nandi S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 181.
104. *Чижов М. В.* // *ЭЧАЯ.* 1995. Т. 26. С. 1322.
105. *Bjorken J. D.* // *Ann. Phys. (N. Y.).* 1963. V. 24. P. 174;
Bialynicki-Birula I. // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 465.
106. *Chizhov A. V., Chizhov M. V.* // *Phys. Lett. B.* 1983. V. 125. P. 190.
107. *Kazakov D. I., Shirkov D. V.* // *Proc. of the High-Energy Particle Interactions Conf., Smolenice, 1975. Bratislava, 1976.* P. 255.
108. *Zimmermann W.* // *Commun. Math. Phys.* 1985. V. 97. P. 211.
109. *Chizhov M. V.* JINR Commun. E2-84-257. Dubna, 1984.
110. *Чижов М. В.* Автореф. дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Дубна, 1982;
Чижов М. В. Препринт ОИЯИ Р2-84-172. Дубна, 1984.
111. *Avdeev L. V., Chizhov M. V.* // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 145. P. 397;
Avdeev L. V., Chizhov M. V. // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 184. P. 363.
112. *Wess J., Zumino B.* // *Phys. Lett. B.* 1974. V. 49. P. 52.
113. *Chizhov M. V.* hep-ph/0107025.
114. *Faddeev L. D., Popov V. N.* // *Phys. Lett. B.* 1967. V. 25. P. 29.
115. *Yang C. N., Mills R. L.* // *Phys. Rev.* 1954. V. 96. P. 191.
116. *Kawarabayashi K., Suzuki M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 255;
Riazuddin F. // *Phys. Rev.* 1966. V. 147. P. 1071;
Sakurai J. J. // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 17. P. 552.
117. *Reinders L. J., Rubinstein H. R., Yazaki S.* // *Nucl. Phys. B.* 1982. V. 196. P. 125.
118. *Pennington M. R.* hep-ph/0711.1435.
119. *McNeile C., Michael C. (UKQCD Collab.)* // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 74. P. 014508;
Frigory R. et al. hep-lat/0709.4582.
120. *Close F. E. et al.* // *Z. Phys. C.* 1997. V. 76. P. 469.
121. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V.* // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 436. P. 351.
122. *Abele A. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 415. P. 280.
123. *Aston D. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1988. V. 201. P. 573.
124. *Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.* // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17. P. 2717.
125. *Dorokhov A. E.* // *JETP Lett.* 2003. V. 77. P. 63.

126. *Efimov G. V. et al.* // JETP Lett. 1981. V. 34. P. 221.
127. *Becirevic D. et al.* hep-lat/0301020;
Braun V. M. et al. hep-lat/0306006.
128. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 147. P. 385; 448.
129. *Ball P., Braun V. M.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 2182.
130. *Chernyak V. L., Zhitnitsky A. R.* // Phys. Rep. 1984. V. 112. P. 173.
131. *Беляев В. М., Коган Я. И.* // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1035.
132. *Vakulev A. P., Mikhailov S. V.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 17. P. 129.
133. *Craigie N. S., Stern J.* // Phys. Rev. D. 1982. V. 26. P. 2430.
134. *Glashow S. L.* // Nucl. Phys. 1961. V. 22. P. 579.
135. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1264.
136. *Salam A.* Elementary Particle Theory // Proc. of the Nobel Symp. Held 1968 at Lerum, Svartholm. Stockholm, 1968. P. 367.
137. *Fradkin E. S., Vilkovisky G. A.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 55. P. 224;
Batalin I. A., Vilkovisky G. A. // Phys. Lett. B. 1977. V. 69. P. 309.
138. *Schwinger J.* // Phys. Rev. 1962. V. 125. P. 397.
139. *de Wit B., van Holten J. W., Van Proeyen A.* // Nucl. Phys. B. 1981. V. 184. P. 77;
de Wit B. et al. // Phys. Lett. B. 1984. V. 135. P. 295.
140. *Poblaguev A. A.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 238. P. 108.
141. *Poblaguev A. A.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 286. P. 169.
142. *Depommier P. et al.* // Phys. Lett. 1963. V. 7. P. 285;
Stetz A. et al. // Nucl. Phys. B. 1978. V. 138. P. 285;
Bay A. et al. // Phys. Lett. B. 1986. V. 174. P. 445;
Piilonen L. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1402;
Egly S. et al. // Phys. Lett. B. 1986. V. 175. P. 97; 1989. V. 222. P. 533.
143. *Langacker P., Erler J.* Review of Particle Physics // J. Phys. G. 2006. V. 33. P. 119.
144. *Glashow S. L., Weinberg S.* // Phys. Rev. D. 1977. V. 15. P. 1958.
145. *Ramond P., Roberts R. G., Ross G. G.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 406. P. 19;
Harrison P. F., Scott W. G. // Phys. Lett. B. 1994. V. 333. P. 471;
Fritzsch H., Holtmannspötter D. // Ibid. V. 338. P. 290.
146. *Bryman D. A., Depommier P., Leroy C.* // Phys. Rep. 1982. V. 88. P. 151.
147. *Marciano W. J., Sirlin A.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 3629.
148. *Voloshin M. B.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 283. P. 120.
149. *Campbell B. A., Peterson K. A.* // Phys. Lett. B. 1987. V. 192. P. 401;
Shankar O. // Nucl. Phys. B. 1982. V. 204. P. 375.
150. *Chizhov M. V.* // Mod. Phys. Lett. A. 1993. V. 8. P. 2753.

151. *Kolda C. et al.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 3498;
de Boer W., Ehret R., Kazakov D. I. // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 220.
152. *Abe F. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 2966.
153. *Chizhov M. V.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 383. P. 105.
154. *Chizhov M. V., Kirilova D. P., Velchev T. V.* // Comp. Rend. Acad. Bul. Sc. 1995. V. 48. P. 25.
155. *Chizhov M. V., Kirilova D. P.* // Astron. Astrophys. Trans. 1998. V. 3. P. 205.
156. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
157. *Lokanathan S., Steinberger J.* // Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 240A.
158. *Lee T. D., Yang C.-N.* // Phys. Rev. 1956. V. 104. P. 254.
159. *Sudarshan E. C. G., Marshak R. E.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1860;
Sakurai J. J. // Nuovo. Cim. 1958. V. 7. P. 649.
160. *Cassels J. M. et al.* // Proc. Phys. Soc. A. 1957. V. 70. P. 729.
161. *Depommier P. et al.* // Phys. Lett. 1963. V. 7. P. 285.
162. *Booth P. S. L. et al.* // Proc. Phys. Soc. A. 1965. V. 86. P. 1317.
163. *Stetz A. et al.* // Nucl. Phys. B. 1978. V. 138. P. 285.
164. *Piilonen L. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1402.
165. *Bay A. et al.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 174. P. 445.
166. *Das T., Mathur V. S., Okubo S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 859.
167. *Riazuddin F.* // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 1428;
Vaishya J. S. // Ibid. V. 173. P. 1757;
Kummer W., Kuti J. // Nuovo. Cim. 1966. V. 45. P. 242;
Moreno M., Pestieau J. // Phys. Rev. D. 1976. V. 13. P. 175;
Gerasimov S. B. JINR Commun. E2-11094. Dubna, 1977; JINR Commun. E2-11693. Dubna, 1979;
Moreno M. // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 720;
Pascual P., Tarrach R. // Nucl. Phys. B. 1977. V. 146. P. 509;
Pervushin V. N., Volkov M. K. // Phys. Lett. B. 1975. V. 58. P. 74.
168. *Болотов В. Н. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 717.
169. *Никитин И. Н.* Препринт ИФВЭ 90-176. Протвино, 1990;
Комаченко Ю. Я. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2487;
Комаченко Ю. Я., Rogalyov R. N. // Phys. Lett. B. 1994. V. 334. P. 132.
170. *Belyaev V. M., Kogan Ia. I.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 280. P. 238.
171. *Akimenko S. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 259. P. 225.
172. *Stainer H. et al.* // Phys. Lett. B. 1971. V. 36. P. 521.
173. *Chizhov M. V.* hep-ph/9704409.
174. *Adloff C. et al.* // Z. Phys. C. 1997. V. 74. P. 191.

175. *Yushchenko O. P. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 589. P. 111;
Lai A. et al. // Ibid. V. 604. P. 1.
176. *Landau L. D., Pomeranchuk I. Ja.* // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1955. V. 102. P. 489;
Zel'dovich Ja. B. // Pis'ma ZhETF. 1967. V. 6. P. 922.
177. *Vaks V. G., Ioffe B. L.* // Nuovo Cim. 1958. V. 10. P. 342.
178. *Steinberger J.* // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1180.
179. *Witten E.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 223. P. 422;
Holstein B. R. // Phys. Rev. D. 1986. V. 33. P. 3316.
180. *CELLO Collab.* // Z. Phys. C. 1991. V. 49. P. 401.
181. *Egły S. et al.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 175. P. 97; 1989. V. 222. P. 533.
182. *Bijnens J., Talavera P.* // Nucl. Phys. B. 1997. V. 489. P. 387;
Geng C. Q. et al. // Nucl. Phys. B. 2004. V. 684. P. 281.
183. *Иоффе Б. Л., Смилга А. В.* // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 250;
Ioffe B. L., Smilga A. V. // Nucl. Phys. B. 1984. V. 232. P. 109.
184. *Chizhov M. V.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 381. P. 359.
185. *Bardin D. Yu., Ivanov E. A.* // Sov. J. Part. Nucl. 1976. V. 7. P. 286.
186. *Ecker G. et al.* // Nucl. Phys. B. 1989. V. 321. P. 311;
Ecker G. et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 425;
Donoghue J. F. et al. // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 1947;
Praszalowicz M., Valencia G. // Nucl. Phys. B. 1990. V. 341. P. 27.
187. *Gabrielli E.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 301. P. 409;
Gabrielli E., Trentadue L. hep-ph/0507191; Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2006. V. 162. P. 153.
188. *Frlež E. (PIBETA Collab.).* hep-ex/0312025.
189. *Počanić D.* hep-ph/0307258.
190. *Herczeg P.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 247.
191. *Gaillard M. K., Lee B. W.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 897.
192. *Shifman M. A.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1988. V. 3. P. 2769;
Bijnens J., Gérard J.-M., Klein G. // Phys. Lett. B. 1991. V. 257. P. 191;
Herrlich S., Nierste U. // Nucl. Phys. B. 1994. V. 419. P. 292.
193. *Chizhov M. V.* JINR Commun. E2-94-253. Dubna, 1994; hep-ph/9407237.
194. *Quinn P. A. et al.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 1247.
195. *Chizhov M. V.* hep-ph/0411098.
196. *Cabibbo N.* // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 531.
197. *Kobayashi M., Maskawa T.* // Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
198. *Jaus W., Rasche G.* // Phys. Rev. D. 1990. V. 41. P. 166.
199. *Sher A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 261802.

-
200. *Miscetti S. (KLOE Collab.)*. hep-ex/0405040.
 201. *Alexopoulos T. et al. (KTeV Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 181802.
 202. *Cabibbo N., Swallow E. C., Winston R.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. V. 53. P. 39; hep-ph/0307214.
 203. *Marciano W. J.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 231803.
 204. *Aubin C. et al. (MILC Collab.)*. hep-lat/0309088; hep-lat/0310041.
 205. *Towner I. S., Hardy J. C.* // Rep. Prog. Phys. 2010. V. 73. P. 046301.
 206. *Abele H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 211801.
 207. *Počanić D. et al. (PIBETA Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 181803.
 208. Proc. of Workshop on Quark-Mixing, CKM-Unitarity 2002 / Eds.: Abele H., Mund D. Heidelberg: Mattes-Verlag, 2003.
 209. *Чижов М. В.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 4(127). С. 7.
 210. *Gardner S.* // [208]. P. 113.
 211. *Jackson J. D., Treiman S. B., Wyld H. W., Jr.* // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 517.
 212. *Baeßler S. et al.* // [208]. P. 63.
 213. *Yerozolimsky B. G.* // [208]. P. 57.
 214. *Czarnecki A., Marciano W. J., Sirlin A.* hep-ph/0406324.
 215. *Pattie R. W., Jr., et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 012301.
 216. *Chizhov M. V.* hep-ph/0311360.
 217. *Chizhov M. V.* hep-ph/0405073.
 218. *MacDonald R. P. et al.* // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 032010.
 219. *Jamieson B. et al.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 072007.
 220. *Chizhov M. V.* // Mod. Phys. Lett. A. 1994. V. 9. P. 2979.
 221. *Kinoshita T., Sirlin A.* // Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 1652.
 222. *Michel L.* // Proc. Phys. Soc. A. 1950. V. 63. P. 514.
 223. *Derenzo S. E.* // Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 1854.
 224. *Arbuzov A. B. et al.* JINR Commun. E4-93-196. Dubna, 1993.
 225. *Marciano W. J., Sirlin A.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1815.
 226. *Fetscher W., Gerber H.-J.* Precision Tests of the Standard Electroweak Model. Singapore: World Sci., 1993.
 227. *Fetscher W., Gerber H.-J., Johnson K. F.* // Phys. Lett. B. 1986. V. 173. P. 102.
 228. *Fetscher W. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 721. P. 457c.
 229. *Poutissou J.-M. (TWIST Collab.)* // Ibid. P. 465c.

230. *Minkowski P.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 421;
Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. // Proc. of the Stony Brook Supergravity Workshop, New York, 1979. Amsterdam, 1979.
Yanagida T. // Proc. of the Workshop on Unified Theories and the Baryon Number in the Universe, Tsukuba, Japan, 1979. KEK Report No. 79-18;
Mohapatra R. N., Senjanović G. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 912.
231. *Peoples J.* Ph. D. Thesis. Columbia Univ. Report No. NEVIS-147. 1966.
232. *Burkard H. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 343.
233. *Danneberg N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 021802.
234. *Balke B. et al.* // Phys. Rev. D. 1988. V. 37. P. 587.
235. *Beltrami I. et al.* // Phys. Lett. B. 1987. V. 194. P. 326.
236. *Imazato J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 877.
237. *Cirigliano V., Neufeld H., Pichl H.* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 35. P. 53.
238. *Arnison G. et al. (UA1 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 103; V. 126. P. 398.
239. *Banner M. et al. (UA2 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 476;
Bagnaia P. et al. (UA2 Collab.) // Ibid. V. 129. P. 130.
240. *Antilogus P. et al. (LEP Collab. and LEP Electroweak Working Group).* CERN-PPE/95-172. 1995.
241. *Abe F. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2626.
242. *Abachi S. et al. (D0 Collab.)* // Ibid. P. 2632.
243. *The Tevatron Electroweak Working Group.* Fermilab, 2009. hep-ex/0903.2503.
244. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 092001;
Aaltonen T. et al. (CDF Collab.) // Ibid. P. 092002.
245. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. D. 2008. V. 77. P. 112001.
246. *Abazov V. M. et al. (D0 Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 141801.
247. *Barger V. D., Phillips R. J. N.* Collider Physics. Addison-Wesley Publ. Comp., 1987.
248. *Chizhov M. V.* hep-ph/0609141.
249. *Chizhov M. V.* arXiv: 0705.3944.
250. *Pukhov A. et al.* Preprint INP MSU 98-41/542; hep-ph/9908288;
Pukhov A. hep-ph/0412191.
251. *Chizhov M. V.* arXiv: 0709.2411.
252. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.* // JHEP. 2006. V. 05. P. 026.
253. *Chizhov M. V.* hep-ph/9610220.
254. *Haber H. E.* hep-ph/9405376.
255. *Chizhov M. V.* hep-ph/0008187.
256. *Чижов М. В.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 81.

-
257. Terazawa H., Akama K., Chikashige Y. // Prog. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 1935;
Saito T., Shigemoto K. // Prog. Theor. Phys. 1977. V. 57. P. 643.
258. Georgi H., Glashow S. L. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 438.
259. Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S. // Ibid. V. 33. P. 451.
260. Chizhov M. V. // Phys. At. Nucl. 2007. V. 70. P. 123.
261. Davier M. hep-ph/0701163.
262. Bennett G. W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 161802; Phys. Rev. D. 2006.
V. 73. P. 072003.
263. Mohr P. J., Taylor B. N. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1.
264. Odom B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 030801.
265. Gabrielse G. et al. // Ibid. P. 030802.
266. Cladé P. et al. // Ibid. V. 96. P. 033001.
267. Gerginov V. et al. // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. P. 032504.
268. Chizhov M. hep-ph/9612399; hep-ph/0310203.
269. Abreu P. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 16. P. 229.
270. Pumplin J. et al. // JHEP. 2002. V. 07. P. 012.
271. Barger V., Martin A. D., Phillips R. J. N. Z. // Phys. C. 1983. V. 21. P. 99.
272. Abe F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 438.
273. Huston J. et al. // Ibid. P. 444;
Lai H. L. et al. // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1280.
274. Chiappetta P. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 789;
Altarelli G. et al. // Phys. Lett. B. 1996. V. 375. P. 292.
275. Abulencia A. et al. (CDF Collab.). hep-ex/0611022.
276. D0 Collab. D0 Note 5191-CONF.
277. Arnison G. et al. (UA1 Collab.) // Phys. Lett. B. 1983. V. 129. P. 273.
278. CDF Collab. CDF Note 8747.
279. Abazov V. M. et al. (D0 Collab.) // Phys. Lett. B. 2006. V. 641. P. 423.
280. D0 Collab. D0 Note 5024-CONF.
281. CDF Collab. CDF Note 8675.
282. D0 Collab. D0 Note 5443-CONF.
283. Boos E. et al. hep-ph/0109068.
284. Hof C., Hebbeker T., Höpfner K. CERN-CMS-NOTE-2006-117.
285. Ellis J. R., Kelley S., Nanopoulos D. V. // Phys. Lett. B. 1990. V. 249. P. 441; 1991.
V. 260. P. 131;
Amaldi U., de Boer W., Furstenau H. // Ibid. P. 447;
Giunti C., Kim C. W., Lee U. W. // Mod. Phys. Lett. A. 1991. V. 6. P. 1745.