

УДК 539.12.01

## НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ РАСШИРЕНИЯХ С СИНГЛЕТНЫМИ КВАРКАМИ

*В.А.Бейлин, Г.М.Верешков, В.И.Кукса*

Научно-исследовательский институт физики  
Ростовского государственного университета, Ростов-на-Дону

ВВЕДЕНИЕ	1005
НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В СТАН- ДАРТНОЙ МОДЕЛИ	1008
Физическая природа и статус недиагональных нейтраль- ных токов в стандартной модели	1008
Недиагональные однопетлевые диаграммы.	1012
Редкие распады мезонов	1016
Смешивание в системах нейтральных мезонов	1027
НЕДИАГОНАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В МОДЕЛИ С СИНГЛЕТНЫМ КВАРКОМ	1029
Экспериментальные и теоретические предпосылки суще- ствования синглетного кварка	1029
Обзор феноменологии синглетных кварков	1032
Низкоэнергетический лагранжиан модели с синглетным кварком. Структура нейтральных и заряженных токов	1035
Обобщенная матрица смешивания	1038
Эффективные вершины в модели с синглетным кварком	1042
ФЕНОМЕНОЛОГИЯ СИНГЛЕТНОГО КВАРКА	1044
Ограничения на углы смешивания синглетного кварка с обычными.	1044
Недиагональные процессы рождения синглетных и обыч- ных кварков в $e^+e^-$ , $ep$ - и $p\bar{p}$ -реакциях	1049
Свойства $t$ -кварка в модели с верхним синглетным квар- ком	1053
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1055
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1057

УДК 539.12.01

## НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ РАСШИРЕНИЯХ С СИНГЛЕТНЫМИ КВАРКАМИ

*В.А.Бейлин, Г.М.Верешков, В.И.Кукса*

Научно-исследовательский институт физики  
Ростовского государственного университета, Ростов-на-Дону

Обзор посвящен феноменологии синглетных кварков (СК), которые являются синглетами группы  $SU(2)$ , имеют гиперзаряды  $Y = -1/3$  и массы  $m > m_t$ . В области ускорительных энергий эффекты существования СК в основном проявляются в нейтральных токах с изменением аромата (НТИА). Аналогичные процессы в стандартной модели (СМ), имеющие место только на петлевом уровне, рассматриваются как фон для выделения сигналов новой физики. Показано, что экспериментальные данные по редким процессам и соответствующие предсказания СМ допускают привлечение расширений СМ к анализу явлений, обусловленных НТИА. Построена обобщенная матрица смешивания стандартных кварков друг с другом и с СК, получены ограничения на углы смешивания и оценка нижней границы массы СК  $m_D \gtrsim 0,5$  ТэВ. Обсуждаются перспективы повышения уровня достоверности гипотезы о существовании СК до их прямого наблюдения. Проанализированы сечения недиагонального рождения СК в паре со стандартным кварком в  $e^-e^+$ -,  $ep$ - и  $p\bar{p}$ -соударениях, описана уникальная сигнатура таких событий. Кратко обсуждается модель с верхним синглетным кварком с гиперзарядом  $Y_U = 2/3$  и ее приложения к физике  $t$ -кварка.

The review is devoted to the phenomenology of singlet quarks, which are singlets with respect to the  $SU(2)$ , have hypercharges  $Y = -1/3$  and masses  $m > m_t$ . In the range of energy, accessible at the present colliders, singlet quark existence mainly manifest itself in flavor changing neutral current (FCNC). The similar processes in the Standard Model (SM), appearing at the loop level only, are considered as being a background for the new physics signals. It is shown, that experimental data on rare processes and the corresponding theoretical predictions of SM allow to invoke the SM extentions for the analysis of the phenomena stimulated by FCNC. The extended matrix of standard and singlet quark mixing is constructed, the restriction on mixing angles and the estimate of the low bound of singlet quark mass  $m_D \gtrsim 0.5$  TeV are obtained. Besides the direct observation, the perspectives to increase the confidence level of the singlet quark existence are discussed. The cross-sections of nondiagonal production of singlet quark in pair with standard one in  $e^-e^+$ -,  $ep$ - and  $p\bar{p}$ -collisions are analysed and the unique signature of such events is described. The model of up-singlet quark with the hypercharge  $Y_U = 2/3$  and its applications to the physics of  $t$ -quark is also described.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтральные токи с изменением аромата (НТИА) — изменение ароматов кварков при излучении фотона, глюона или  $Z$ -бозона — представляют

собой редкие, но чрезвычайно важные явления для физики элементарных частиц. В стандартной модели (СМ) эти явления происходят на уровне электро-слабых радиационных поправок, оснащенных КХД-вкладами; тем самым они являются источниками информации о структуре пертурбативной компоненты вакуума СМ на малых пространственно-временных масштабах. Еще более важно, что эффекты НТИА оказываются весьма чувствительными к расширениям СМ — в калибровочном, фермионном и хиггсовском секторах теории. По этим причинам в настоящее время процессам, обусловленным НТИА, придается статус явлений, экспериментальные и теоретические исследования которых могут привести к обнаружению сигналов новой физики за пределами СМ.

Экспериментальные данные по НТИА в основном состоят из измерений относительных вероятностей (в дальнейшем—брэнчингов, от английского термина «branching ratio») некоторых редких лептонных, полулептонных и радиационных каналов распада мезонов, а также параметров смешивания в системах нейтральных мезонов. К сожалению, экспериментальные погрешности пока еще довольно велики, хотя уже позволяют говорить об установленном порядке величин. Большие погрешности обусловлены тем, что экспериментальные измерения редких распадов сводятся к выделению слабых сигналов из сильного фона. Теория НТИА условно состоит из двух разделов. Первый из них относится к разработке методов точного теоретического описания взаимодействий на малых расстояниях в рамках теории возмущений, дополненной процедурами ренормгруппового суммирования и операторных разложений. Второй раздел — анализ непертурбативных эффектов в процессах деадронизации и адронизации начальных и конечных состояний, между которыми и происходит пертурбативное включение НТИА на кварк-глюонном уровне. Решение задач второго типа необходимо для выделения пертурбативных эффектов НТИА из экспериментальных данных, после которого и появляется возможность сопоставления теории с экспериментом. Анализ современного состояния теории и эксперимента в области редких процессов показывает, что в ряде случаев, когда такое выделение удастся провести на контролируемом уровне точности, согласие теоретических предсказаний с экспериментальными данными является не вполне удовлетворительным. Противоречия теории с экспериментом сглаживаются только в случае апелляции к широкому интервалу погрешностей. Отметим, что речь идет не только об экспериментальных погрешностях, но и о погрешностях теоретических расчетов. Последние порождаются как недостаточной информацией о значениях ряда параметров, используемых при вычислениях НТИА, так и некоторой неоднозначностью процедуры фиксации пертурбативных КХД-вкладов.

Краткий анализ экспериментальных данных и предсказаний СМ по редким процессам приводится в разд. 2 настоящего обзора. Разделы 3 и 4 посвящены обсуждению редких процессов в одном из активно обсуждаемых

классов расширений СМ, содержащем, наряду с известными фермионами, дополнительные тяжелые синглетные кварки (СК). Название этих кварков обусловлено тем, что они являются синглетами группы  $SU(2)$ . Синглетные кварки имеют гиперзаряды  $Y = -1/3$  или  $2/3$  и массы  $m > m_t$ . Слабые взаимодействия таких СК есть результат их смешивания со стандартными кварками. Актуальность проблематики СК обусловлена тремя причинами. Во-первых, сигналы о существовании СК, если они будут обнаружены экспериментально, зафиксируют вполне конкретный вариант новой физики за пределами СМ. Во-вторых, на существующих ускорителях систематически изучается обширный класс явлений, способных косвенно свидетельствовать о существовании СК. В-третьих, не исключено, что на ускорителях нового поколения «Tevatron», SLC, LHC появится возможность прямой регистрации СК в продуктах  $e^-e^{+-}$ ,  $p\bar{p}$ - и  $e p$ -соударений.

Синглетные кварки возникают в различных суперсимметричных и других высокоэнергетических расширениях СМ (см., например, [73, 76, 79, 81]). В разд. 3 указаны модели, содержащие СК, и место СК среди других новых частиц, предсказываемых расширениями СМ. В доступной сегодня области ускорительных энергий эффекты существования СК могут проявиться в виде новых, дополнительных к СМ вкладов в НТИА. В моделях с СК эффекты НТИА возникают уже на древесном уровне при смешивании СК с обычными кварками и интерферируют с аналогичными петлевыми процессами СМ. По причине высокой чувствительности редких процессов к дополнительным древесным вкладам появляется принципиальная возможность выделить эффекты, обусловленные существованием СК.

При описании слабых взаимодействий в модели с СК основным инструментом является обобщенная матрица смешивания стандартных кварков друг с другом и с СК. Эта матрица, представляющая собой обобщение матрицы Кобаяши–Маскавы, определяет структуру как заряженных, так и нейтральных токов. Изменения стандартных структур токов зависят от величин углов смешивания СК с обычными кварками и задают отклонения от предсказаний СМ. В разд. 3 показано, что ограничения на углы смешивания в обобщенной матрице удается получить на основе уже существующих экспериментальных данных.

В завершающей части разд. 3 описаны эффективные недиагональные вершины в однопетлевом приближении, которые содержат как вклады СМ, так и дополнительные вклады СК. Особое внимание уделено методам вычислений, не требующим введения симметрично не обусловленных контрчленов.

Систематическому описанию феноменологии СК посвящен разд. 4. Полученные здесь ограничения на дополнительные углы смешивания совместно с предположением о «seesaw»-механизме смешивания позволяют оценить нижнюю границу масс СК: для нижнего  $m_D \gtrsim 0,5$  ТэВ, для верхнего  $m_U \gtrsim 0,2$  ТэВ. Анализ низкоэнергетических проявлений СК через НТИА

позволил сделать вывод о том, что имеющиеся экспериментальные данные не исключают существования СК и допускают обусловленные ими заметные вклады в редкие процессы. Ожидаемый прогресс в области эксперимента позволяет надеяться, что в ближайшем будущем будет получена надежная оценка уровня достоверности гипотезы о существовании СК до его прямого наблюдения.

Для прогнозирования явлений в области высоких энергий, которые можно будет регистрировать на коллайдерах следующего поколения, существенное значение для их экспериментального обнаружения имеет тот факт, что сигнатуры некоторых процессов, порождаемых СК, качественно отличаются от стандартных. В разд. 4 проанализированы процессы недиагонального рождения синглетных и стандартных кварков в  $e^-e^+$ -,  $p\bar{p}$ - и  $e\bar{p}$ -соударениях. Показано, что  $e^-e^+$ - и  $p\bar{p}$ -соударения перспективны для наблюдений эффектов существования СК. Описана уникальная сигнатура события рождения СК в паре со стандартным кварком, имеющего наименьший энергетический масштаб из всех событий, в которых СК может наблюдаться непосредственно. Отмечено, что надежная идентификация этого события может быть проведена путем измерений поляризаций, асимметрии вперед-назад и энергетических характеристик адронных струй и лептонных пар.

Интерес к расширениям СМ, содержащим верхний СК, усилился в последнее время в связи с изучением свойств  $t$ -кварка. Большая масса последнего обуславливает его заметное смешивание с тяжелым верхним синглетным кварком, что, в свою очередь, приводит к проявлению во взаимодействиях  $t$ -кварка некоторых специфических особенностей. В разд. 4, в частности, рассмотрено аномальное усиление  $t\bar{c}Z$ -вершины, которое может быть экспериментально зарегистрировано в реакции рождения недиагональных  $\bar{t}c + t\bar{c}$ -пар в области энергий, доступных LEP2. В данном случае речь идет именно о процессе  $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c + t\bar{c}$  около порога рождения. Эта же особенность может проявиться в величине ширины распада  $t \rightarrow cZ$ . Анализируется также аномальная структура вершины  $t\bar{t}Z$ , которая определяет асимметрию вперед-назад.

## 2. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

**2.1. Физическая природа и статус недиагональных нейтральных токов в стандартной модели.** *Нейтральные токи с изменением аромата в стандартной модели возникают при совместном учете смешивания кварков и петлевых вкладов в амплитуды электромагнитных и слабых процессов.* Экспериментальное обнаружение эффектов НТИА имеет большое значение для оценки статуса теоретических концепций, положенных в основу СМ. Как из-

вестно, лагранжиан SM состоит из четырех секторов: калибровочного, фермионного, хиггсовского и сектора юкавских связей.

Во втором (фермионном) секторе SM обозначена проблема, выходящая за рамки SM, но имеющая отношение к теме обзора: *проблема происхождения трех кварк-лептонных поколений и симметрии поколений по отношению к калибровочным взаимодействиям, так называемой фамилионной, или горизонтальной, симметрии*. Сложная группа калибровочной симметрии поколений фермионного сектора лагранжиана состоит из произведения пяти простых групп: трех кварковых и двух лептонных. (Независимым преобразованиям подвергаются правокиральные синглеты  $u_{R(a)}$ ,  $d_{R(a)}$ ,  $l_{R(a)}$  и левокиральные  $SU(2)$ -дублеты  $q_{L(a)}$ ,  $l_{L(a)}$ .) В спектре масс кварков и лептонов указанная симметрия поколений сильно нарушена, что сразу свидетельствует о том, что *физический вакуум калибровочной симметрией поколений не обладает*. Теоретическая концепция вакуума вводится в третьем (хиггсовском) секторе SM: вакуум есть бозе-конденсат голдстоуновских мод, существование которого спонтанно нарушает электрослабую калибровочную симметрию до электромагнитной. Обнаружение возбуждений этого конденсата — хиггсовских бозонов — является, как известно, основной экспериментальной проблемой SM, решение которой планируется получить в ближайшие 3–5 лет.

Наиболее сложна для интерпретации ситуация в четвертом (юкавском) секторе SM. Формальное предназначение этого сектора — генерация масс и смешивание фермионов. Происхождение кварк-лептонных поколений и механизм нарушения их калибровочной симметрии до сих пор не ясны. При отсутствии экспериментальных указаний на динамическую реализацию симметрии поколений и спонтанный характер ее нарушения от нее просто отказываются при задании юкавских связей кварков и лептонов с хиггсовскими полями. Наиболее общий вид этих связей допускает произвольный спектр масс и произвольное смешивание фермионов. Соответствующие параметры SM подбираются из экспериментальных данных. Отметим, что в общем случае (при включении в SM правокиральных нейтрино) речь идет о смешивании как кварковых, так и лептонных состояний. Преобразование фермионной части лагранжиана к физическому базису оставляет диагональными нейтральные фермионные токи, но делает недиагональными взаимодействия фермионов с заряженными  $W^\pm$ -бозонами.

Смешивание в секторе кварков, которые являются существенно дираковскими частицами, обуславливает слабые распады адронов уже на древесном уровне лагранжиана SM. Однако смешивание кварков необходимо учитывать и на уровне радиационных поправок. Именно в них содержится информация об эффектах поляризации физического вакуума, обладающего ненулевыми зарядами относительно калибровочной симметрии поколений. Следует, впрочем, отметить искусственный и феноменологический характер процедуры на-

деления вакуума этими зарядами в простейших версиях СМ. Поэтому согласие теории с экспериментами, чувствительными к радиационным поправкам, заранее не очевидно.

Выделенный статус редких процессов, порожденных НТИА, обусловлен тем, что для них взаимодействия кварков с поляризованным вакуумом не являются поправками к некоторым процессам, существующим и на древесном уровне. В данном случае сами процессы формируются именно и только петлевыми эффектами взаимодействия с вакуумом. По этой причине редкие процессы следует рассматривать как источник информации о внутренней достаточно нетривиальной структуре вакуума СМ, или — в случае разногласий теории с экспериментом — как источник сигналов новой физики. Важно и то, что редкие процессы весьма чувствительны к расширениям практически любого сектора СМ. В частности, явления, связанные с расширением фермионного сектора, будут обсуждаться в разд. 3 и 4.

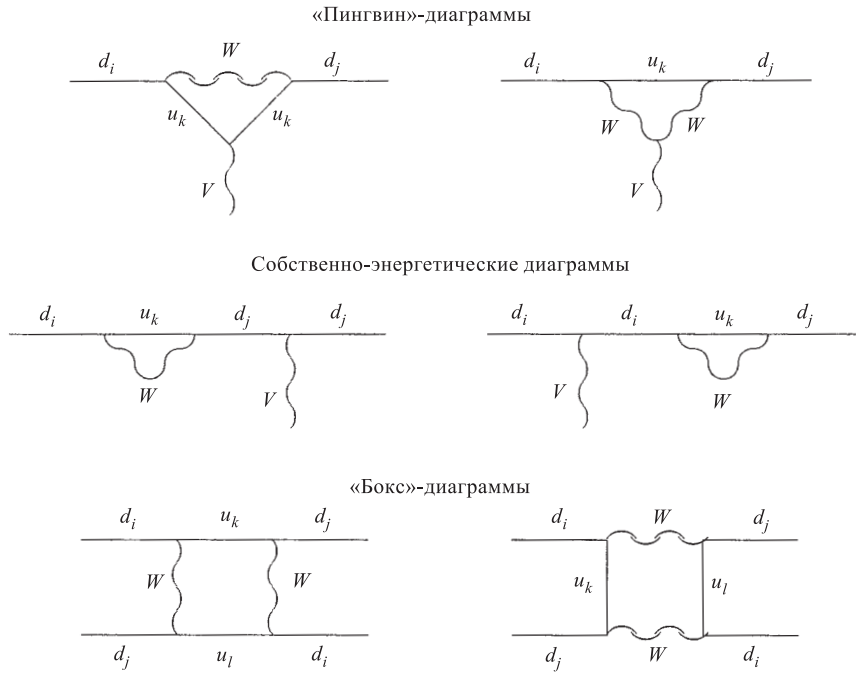


Рис. 1. Однопетлевые диаграммы, порождающие НТИА

В СМ нейтральные переходы с изменением аромата на фундаментальном уровне описываются тремя типами однопетлевых диаграмм (см. рис. 1), получивших стандартные названия «пингвин»-диаграммы (PD); «собственно-

энергетические» диаграммы (SED) и «бюкс»-диаграммы (BD). На всех диаграммах  $i \neq j$ . На всех диаграммах может быть проведена замена  $u_i \longleftrightarrow d_i$ ; при анализе любых физических процессов эти диаграммы учитываются совместно в суперпозициях. (Разделение диаграмм на PD- и SED-классы обусловлено различиями в математических структурах петлевых интегралов.) На диаграммах всех трех типов можно заменить векторные  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны, соответственно, на заряженные  $H^\pm$  и нейтральные  $H^0$  хиггсовские бозоны. Подчеркнем, что появление хиггсовских бозонов в амплитудах редких процессов явно демонстрирует ранее высказанные утверждения о высокой чувствительности этих процессов к структуре вакуума СМ. Отметим также, что на BD-диаграммах кварковые линии можно заменить на лептонные, правда, в этом случае лептонный блок должен быть диагонален по аромату.

Уже на уровне однопетлевых PD+SED- и BD-диаграмм можно дать практически исчерпывающую классификацию физических процессов, порождаемых НТИА. PD+SED-диаграммы на массовой поверхности при  $V = Z^0$  описывают недиагональные распады  $Z^0$ -бозона, при  $V = \gamma$  — редкие радиационные распады мезонов  $M \rightarrow M'\gamma$ . Эти же диаграммы совместно с BD-диаграммой вне массовой поверхности векторной частицы описывают недиагональное рождение пар  $q_i\bar{q}_j$  и нейтральные переходы с изменением аромата  $q_i \rightarrow q_j$  в  $e^-e^+$ -,  $p\bar{p}$ - и  $ep$ -столкновениях. BD-диаграммы описывают смешивание в нейтральных системах мезонов  $M^0-\bar{M}^0$ . Совместно PD+SED- и BD-диаграммы используются при конструировании подпроцессов, соответствующих редким лептонным  $M \rightarrow l^+l^-$ , полулептонным  $M \rightarrow M'l^+l^-$  и нелептонным  $M \rightarrow M_1M_2$  распадам мезонов, а также при анализе эффектов CP-нарушения в распадах мезонов.

Интенсивность перечисленных процессов очень мала, что оправдывает их название «редкие процессы». Как правило, брэнчинги редких распадов, протекающих через НТИА, имеют значения в интервале  $10^{-6} \div 10^{-12}$ . Диаграммы, приведенные на рис. 1, соответствуют редким подпроцессам, происходящим на кварк-лептонном уровне. Расчет этих диаграмм является только первым и, можно сказать, подготовительным этапом теоретического исследования редких процессов. Для описания некоторых редких процессов может оказаться необходимым анализ двухпетлевых недиагональных диаграмм. Пример таких двухпетлевых диаграмм с промежуточным двухфотонным состоянием, имеющих отношение к редким лептонным распадам мезонов, приведен в п. 2.3. Так как во всех редких процессах обязательными участниками являются кварки, то на втором этапе исследования необходимо изучить пертурбативные КХД-поправки (так называемые эффекты малых расстояний — Short Distance, SD-эффекты). Полный же расчет редких процессов, содержащих вклады от диаграмм на рис. 1, предполагает третий этап исследования — учет дополнительных факторов, обеспечивающих перенос результатов на адронный уровень. К числу таких факторов относятся константы рас-



падов, формфакторы переходов, волновые функции мезонов, барионов и пр. Все эти факторы принято называть непертурбативными эффектами больших расстояний (Long Distance, LD-эффекты). На каждом из этапов возникают специфические теоретические проблемы, требующие детального обсуждения.

Некоторые конкретные процессы, наиболее интересные с точки зрения возможностей эксперимента, обсуждаются ниже.

**2.2. Недиагональные однопетлевые диаграммы.** Как пример реального адронного процесса, рассмотрим смешивание нейтральных мезонов  $M^0 - \bar{M}^0$ . Соответствующий подпроцесс  $q_i \bar{q}_j \longleftrightarrow \bar{q}_i q_j$  описывается «бокс»-диаграммами (рис. 1) и имеет очень малую амплитуду  $\sim G_F^2$ . Отсюда следует малость как смешивания, характеризуемого разностью масс  $\Delta m$  тяжелой и легкой компонент, так и связанных с ним осцилляций, которые также относят к редким процессам. Кроме того, диаграммы такого типа определяют не прямое  $CP$ -нарушение, а также дают вклад в редкие распады.

Впервые «бокс»-диаграммы были рассчитаны для описания системы  $K^0 - \bar{K}^0$  в [1], где для случая нулевых внешних импульсов и малых по сравнению с  $m_W$  кварковых масс на внутренних линиях был получен эффективный гамильтониан. Для случая тяжелых ( $m_q \sim m_W$ ) внутренних кварков расчет «бокс»-диаграмм проведен в [2], и соответствующая амплитуда перехода  $d\bar{s} \longleftrightarrow \bar{d}s$  имеет достаточно простой вид:

$$F = \sum_{j,k} \lambda_j \lambda_k F(x_j x_k). \quad (2.1)$$

Здесь  $\lambda_j = U_{js}^* U_{jd}$ ,  $U_{ij}$  — элементы матрицы смешивания Кобаяши–Маскавы;  $x_j = m^2(q_j)/m_W^2$ ;  $F(x_j x_k)$  — некоторая вычисляемая функция.

Случай ненулевых внешних импульсов в «бокс»-диаграммах для процессов с тяжелым и легким внутренними кварками рассмотрен в работах [3–5]. Конечные массы внешних кварков учтены также в [6], где проанализирован калибровочно-инвариантный набор «бокс»-диаграмм для произвольной калибровки. При произвольных тяжелых кварках на внутренних и внешних линиях в [7] вычислена амплитуда в квадратурах. Соответствующее выражение не приводится явно, поскольку имеет весьма громоздкий и неудобный для конкретных приложений вид. Имеет смысл также привести точное аналитическое выражение для «бокс»-амплитуды переходов в системе псевдоскалярных мезонов  $P^0 \rightarrow \bar{P}^0$  при произвольном импульсе одного из внешних кварков [8]:

$$M_{12} = \frac{G_F^2 m_W^2 B_P f_P^2 M_P}{12\pi^2} \sum_{i,j} \lambda_i \lambda_j D(x_i, x_j). \quad (2.2)$$

Здесь, как и выше,  $\lambda_i = U_{ih}^* U_{il}$ ,  $q_h, q_l$  — тяжелый и легкий внешние кварки соответственно;  $M_P$  — масса мезона  $P^0 = q_h \bar{q}_l$ ;  $B_P, f_P$  — «bag»-фактор и

константа распада мезона  $P^0$ . Явный вид  $D(x_i, x_j)$  в квадратурах приведен в [5], а точное аналитическое выражение содержится в [8]. Ввиду его громоздкости приведем лишь выражение для последнего в приближении нулевых внешних импульсов при  $x_i \ll 1$ :

$$D(x_i, x_i) \approx -\frac{3}{2} \left( \frac{x_i}{x_i - 1} \right)^3 \ln x_i - \frac{x_i}{4} \left[ 1 - \frac{9}{x_i - 1} - \frac{6}{(x_i - 1)^2} \right],$$

$$D(x_i, x_j) \approx -\frac{x_i}{4} \left[ 1 - \frac{6}{x_i - 1} - \frac{3}{(x_i - 1)^2} \right] \ln x_i - \frac{3}{4} \frac{x_i x_j}{x_j - 1} + x_j \ln x_j, \quad (2.3)$$

$$D(x_j, x_j) \approx x_j.$$

Последняя формула применима для расчета расщепления масс в системах  $K^0-\bar{K}^0$  и  $B^0-\bar{B}^0$ . Для системы  $D^0-\bar{D}^0$  следует учесть, что  $m_c \gg m_s, m_d$  и  $m_c \sim m_b$ . В результате для  $D(x_i, x_j)$  находим при  $i = j = b$  [9]:

$$D(m_b) = I_1^b + \frac{5}{8} I_2^b m_D^2,$$

$$I_1^b = \frac{m_b^2}{2m_W^2} + \frac{m_c^2}{6m_W^2} \ln \frac{m_b^2}{m_c^2} - \frac{m_c^2}{6m_W^2}, \quad I_2^b = \frac{1}{3} m_W^2 \ln \frac{m_b^2}{m_c^2}. \quad (2.4)$$

На малых расстояниях «бокс»-диаграммы дают вклад как в расщепление масс  $\Delta m$ , так и в не прямое  $CP$ -нарушение. В частности, для  $K^0-\bar{K}^0$ -системы  $\Delta m_{SD} \approx 2\text{Re}(M_{12})$ , а параметр  $CP$ -нарушения  $\epsilon \sim \text{Im}(M_{12})/\text{Re}(M_{12})$ , причем в модели Кобаяши–Маскавы он фиксируется величиной фазы.

Нужно отметить, что нахождение точных вкладов «бокс»-диаграмм в реальные физические процессы обычно представляет собой достаточно громоздкую вычислительную задачу, однако уже приведенные выше результаты показывают ее принципиальную выполнимость. Нетрудно убедиться в отсутствии расходимостей в таких диаграммах, поэтому в конкретных реакциях сумма «бокс»-вкладов является конечным выражением, для которого можно получить различные приближения в зависимости от процесса.

Вычисление  $BD+SED$ -диаграмм, приведенных на рис. 1, представляется более сложным, поскольку в этом случае необходимо тщательно проконтролировать сокращение расходимостей. В течение последних двух десятилетий расчет эффективных НТИА-вершин был проведен многими авторами с различной степенью точности. До начала 80-х годов были известны лишь приближенные вычисления этих вершин — в пренебрежении массами внешних кварков, внешними импульсами, и при учете только ведущих членов  $\sim m_q/m_W$ . Естественно, при этом исследовались и методологические аспекты таких вычислений. Первый детальный расчет и анализ эффективных вершин такого типа был проведен в работе [2] в приближении тяжелых внутренних линий.

Поскольку  $m_t \gg m_s, m_b$ , полученные результаты применимы практически ко всем процессам с участием  $K^-, B_d^-, B_s$ -мезонов и используются до настоящего времени, тем более что найденные формулы оказались компактными и удобными для расчетов.

На основе этих выражений для эффективных вершин были построены низкоэнергетические эффективные лагранжианы, описывающие распады  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$  и смешивание  $K^0 - \bar{K}^0$ . В работах [10–12] был осуществлен полный расчет эффективных вершин  $\gamma q_i q_j$  и  $G q_i q_j$  вне массовой поверхности в калибровке 'т Хофта–Фейнмана. При этом также была проанализирована процедура перенормировки и ее связь с выполнением тождеств Уорда–Такахаша для вершины с фотоном и тождеств Славнова–Тейлора для эффективной вершины с глюоном (или  $Z$ -бозоном). Структура полученных выражений довольно громоздка, поэтому авторами, как и в [2], было рассмотрено приближение тяжелых внутренних кварков. В дальнейшем полный анализ в квадратурах эффективных вершин  $\gamma q_i q_j$  и  $Z q_i q_j$  вне массовой поверхности проводился в работе [13]. В этом случае также использовалась калибровка 'т Хофта–Фейнмана. Для контроля результатов использовались тождества Уорда–Такахаша и Славнова–Тейлора (далее будем обозначать их УТСТ-тождества), причем показано точное сокращение расходимостей на массовой поверхности. Изучение аналитических выражений для эффективных вершин и их структуры продолжалось в [14], где дополнительно рассматривалось приближение тяжелых кварков на внутренних линиях. Аналогичные вычисления были проведены в [15], однако при этом выбиралась несколько иная аппроксимация, поэтому ответы не совпали. Важный результат был получен в [16], где прямым расчетом было доказано утверждение о том, что непосредственной причиной расхождения получаемых результатов может явиться выбор так называемой  $\gamma_5$ -дефиниции, т.е. коммутационных свойств  $\gamma_5$  и  $\gamma_i$  в  $n$ -мерном пространстве при использовании процедуры размерной регуляризации. В частности, обнаружено, что при расчете  $Z b \bar{s}$ -вершины на массовой поверхности расхождение между результатами, полученными в рамках «наивной» схемы и схемы Брайтенлонера–Мэйсона (БМ-схемы), составляет около 43%. При этом оказывается, что тождество Уорда–Такахаша выполняется лишь в «наивной» схеме. В силу этих причин ясно, что вопрос о выборе  $\gamma_5$ -дефиниции при расчете эффективных вершин является весьма важным, как и всесторонняя проверка результатов вычислений.

Эти соображения использованы в работе [17], где изложена некоторая аргументация в пользу «наивной» схемы. Предпочтение такой схеме отдается в рамках обобщения бинарной структуры представлений полной группы Пуанкаре на случай  $n$ -мерного пространства и определения  $\gamma_5$ -матрицы как компоненты оператора проектирования  $\gamma_5 \Psi_{\pm} = \pm \Psi_{\pm}$ . Отметим, что все ранее известные расчеты эффективных вершин проводились в нефизических калибровках, а это резко увеличивает число рассматриваемых диаграмм даже

в однопетлевом приближении. Вычисления же в [17] проведены в унитарной калибровке, и это, с одной стороны, уменьшает число учитываемых диаграмм (особенно существенным это может стать при работе в расширениях СМ), а с другой — в унитарной калибровке заметно упрощается структура УТСТ-тождеств. В последнем случае не требуется ренормировки вершин, и тождество проверяется непосредственно, причем выполняется оно независимо как для конечных, так и для расходящихся частей. Важно также и то, что вследствие компенсации ведущих членов на начальной стадии вычислений степень импульсной расходимости оказывается не намного выше, чем при использовании нефизических калибровок. Еще одним аргументом в пользу проведения расчетов эффективных вершин в унитарной калибровке послужила необходимость тщательной независимой проверки ранее полученных в СМ результатов.

В [17] получены точные выражения в квадратурах для вершин  $Vq_i\bar{q}_j$ ,  $V = \gamma, G, Z$ . Для вершин  $\gamma q_i\bar{q}_j$  и  $Gq_i\bar{q}_j$  предложены удобные аппроксимации в приближении малых масс внешних кварков  $m_{i,j} \ll m_W$ . Во втором приближении по параметрам  $\beta_{i,j} = m_{i,j}^2/m_W^2$  (первое приближение зануляется точно) эффективная вершина  $\gamma q_i q_j$  имеет вид [17]:

$$\Gamma_\gamma^\mu(\beta) = \frac{eg^2 A_{ij}^k}{9 \cdot 2^7 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} (\sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L) A_\gamma(x_k), \quad (2.5)$$

$$A_\gamma(x_k) = 3x_k \left[ \frac{7 - 5x_k - 8x_k^2}{(x_k - 1)^3} + \frac{6x_k(3x_k - 2)}{(x_k - 1)^4} \ln x_k \right] + A_\gamma(0), \quad (2.6)$$

где  $x_k = m_k^2/m_W^2$ ,  $k = u, c, t$ ;  $A_{ij}^k = U_{kj}^* U_{ki}$ ;  $A_\gamma(0) = 46$  — GIM-независимая часть, в рамках СМ не вносящая вклада в НТИА. Для полной глюонной вершины  $Gq_i q_j$  аналогично находится выражение

$$\Gamma_G^\mu(\beta) = \frac{g_s g^2 A_{ij}^k}{3 \cdot 2^8 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} (\sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L) A_G(x_k) \lambda_n. \quad (2.7)$$

Здесь

$$A_G(x_k) = 3x_k \left[ \frac{2 + 5x_k - x_k^2}{(x_k - 1)^3} - \frac{6x_k}{(x_k - 1)^4} \ln x_k \right].$$

Выражения (2.5) и (2.7) для эффективных вершин на массовой поверхности в унитарной калибровке совпадают с найденными ранее в фейнмановской и  $R_\xi$ -калибровках. Таким образом, расчеты в унитарной калибровке, помимо того, что они являются независимым тестом на правильность известных результатов, демонстрируют определенное техническое преимущество перед вычислениями в нефизических калибровках (детали приводятся в работе [17]).

Нужно отметить, что определенный интерес вызывают и НТИА, индуцируемые петлями и вершинами с участием хиггсовского бозона. Вершины типа  $bsH$  рассмотрены в работах [18–22], причем в последней работе также проанализированы результаты различных  $\gamma_5$ -дефиниций и показано, что при корректном учете киральностей фермионов результаты для «наивной» и БМ-схем совпадают. Проиллюстрируем эффект хиггсовской частицы в НТИА, приведя полученное в [18] простое выражение для  $bsH$ -вершины в приближении  $m_t, m_W \gg m_b, m_s$ :

$$\Gamma(bsH) \approx \frac{3}{256\pi^2} g^3 U_{ts}^* U_{tb} (m_b m_t^2 / m_W^3) \bar{s} (1 + \gamma_5) b. \quad (2.8)$$

Поиск сигналов присутствия виртуального хиггсовского бозона в редких распадах  $B$ -мезонов, возможно, имеет некоторые перспективы.

### 2.3. Редкие распады мезонов

2.3.1. *Редкие лептонные распады.* Среди редких лептонных распадов мезонов выделен распад  $K_L \rightarrow \mu^- \mu^+$ , хорошо изученный экспериментально [23]:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} = (7,15 \pm 0,16) \cdot 10^{-9}. \quad (2.9)$$

Формирование конечного состояния в этом распаде следует обсуждать с учетом существования канала  $K_L \rightarrow 2\gamma$ , имеющего существенно большую относительную вероятность:  $Br(K_L \rightarrow 2\gamma) = (5,92 \pm 0,15) \cdot 10^{-4}$ . Действительно, лептонная пара может возникать как за счет эффекта НТИА (PD+SED- и BD-диаграммы, оснащенные КХД-вкладами), так и через промежуточные состояния, содержащие и реальные,  $K_L \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , и виртуальные,  $K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , фотоны. Проблемы теоретического анализа этого явления возникают вследствие того, что промежуточные состояния формируются как на малых, так и на больших расстояниях.

Амплитуда обсуждаемого процесса содержит пять различных вкладов:

$$A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = A_{R(\text{SD})}^{(0)} + A_{R(\text{SD})}^{(2\gamma^*)} + A_{R(\text{LD})}^{(2\gamma^*)} + i(A_{I(\text{SD})}^{(2\gamma)} + A_{I(\text{LD})}^{(2\gamma)}).$$

Здесь  $A_{R(\text{SD})}^{(0)}$  — эффекты НТИА, описываемые PD+SED- и BD-диаграммами (рис. 2), оснащенные КХД-поправками (рис. 4);  $A_{R(\text{SD})}^{(2\gamma^*)}$ ,  $A_{I(\text{SD})}^{(2\gamma)}$  — реальная и мнимая части амплитуды, соответствующие промежуточным двухфотонным состояниям, возникающим на малых расстояниях за счет двухпетлевых эффектов (рис. 3);  $A_{R(\text{SD})}^{(2\gamma^*)}$ ,  $A_{I(\text{SD})}^{(2\gamma)}$  — аналогичные амплитуды, описывающие эффекты взаимодействий на больших расстояниях.

Теоретический анализ SD-вкладов позволил, во-первых, вычислить эффекты НТИА с КХД-поправками [24]:

$$A_{R(\text{SD})}^{(0)} \sim Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{theor}}^{\text{SD}(0)} = (1,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-9}, \quad (2.10)$$

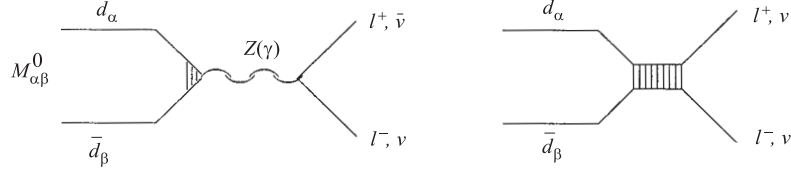


Рис. 2. Вклад PD+SED- и BD-диаграмм в редкие лептонные распады  $M^0(d_\alpha \bar{d}_\beta) \rightarrow l^+ l^-, \nu \bar{\nu}$

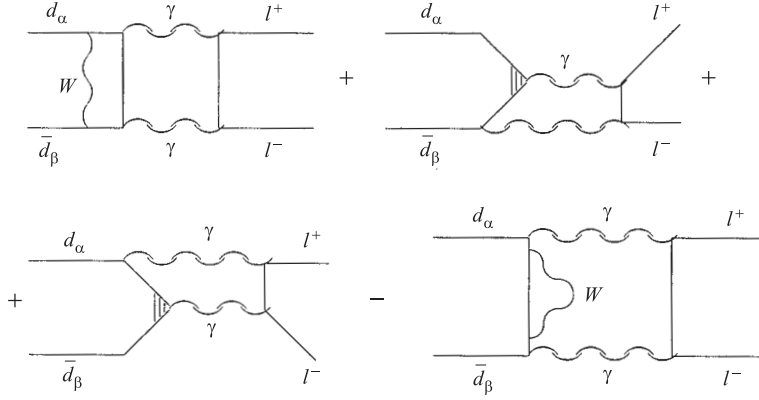


Рис. 3. Двухпетлевые диаграммы с промежуточным двухфотонным состоянием в переходе  $d_\alpha \bar{d}_\beta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

и, во-вторых, провести оценку двухпетлевых эффектов, изображенных на рис. 3. Величина  $A_{R(SD)}^{2\gamma^*}$  оказалась малой ( $\sim 10\%$ ) по сравнению с вкладом однопетлевых PD+SED- и BD-диаграмм; с учетом погрешности теоретического прогноза (2.10) ее можно исключить из обсуждения. Теория также надежно контролирует вклад суммарной абсорбционной части [25, 26]:

$$|A_{I(SD)}^{2\gamma} + A_{I(LD)}^{2\gamma}|^2 \sim Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-), \quad (2.11)$$

$$\frac{Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = \alpha^2 \left(\frac{m_\mu}{m_K}\right)^2 \frac{1}{2\beta} \ln^2 \frac{1+\beta}{1-\beta},$$

где  $\beta = (1 - 4m_\mu^2/m_K^2)^{1/2}$ . Из соотношения (2.11) получается так называемый унитарный предел — ограничение снизу на относительную вероятность редкого лептонного распада:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{unit}} \gtrsim Br(K_L \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (7,07 \pm 0,18) \cdot 10^{-9}. \quad (2.12)$$

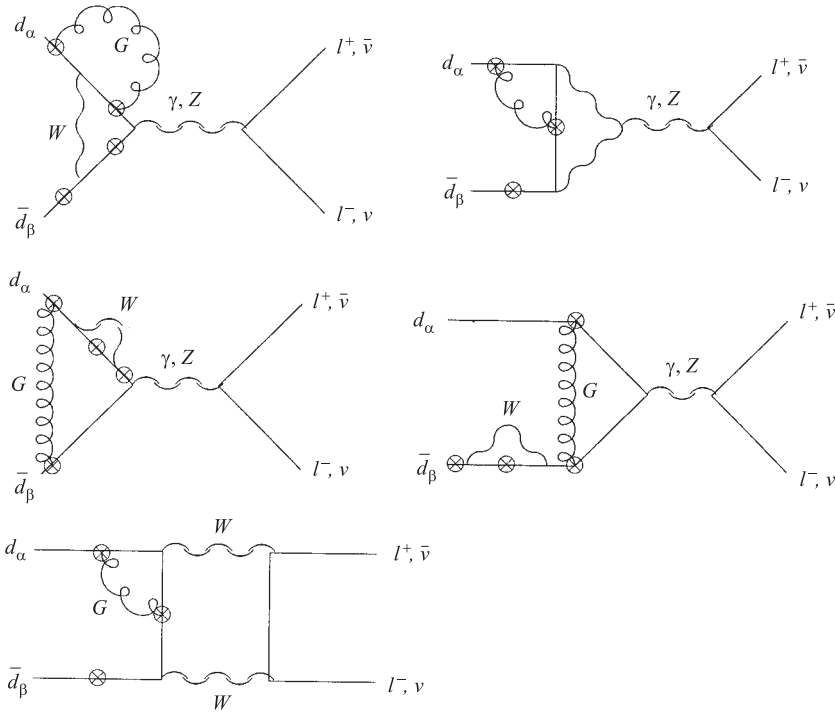


Рис. 4. КХД-поправки к недиагональным PD+SED- и BD-диаграммам в переходах  $d_\alpha \bar{d}_\beta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Сравнение (2.12) с экспериментальными данными (2.9) позволяет зафиксировать суммарный вклад реальной части амплитуды

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_R = (0,13^{+0,68}_{-0,13}) \cdot 10^{-9}. \quad (2.13)$$

Ограничение сверху на величину (2.13) удается получить непосредственно из экспериментальных данных [27]:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_R < 0,56 \cdot 10^{-9}. \quad (2.14)$$

Оценки (2.13), (2.14), полученные совершенно различными способами, тем не менее хорошо согласуются друг с другом; поэтому имеются основания утверждать, что величина дисперсионного вклада в обсуждаемый редкий распад известна достаточно надежно. Проблема, однако, состоит в том, чтобы выделить из (2.13) вклад НТИА. Чисто экспериментальным методом этого сделать не удастся. Если положиться на теоретическую оценку эффекта НТИА (2.10), то из (2.13) следует, что дисперсионная часть амплитуды формируется за счет деструктивной интерференции SD- и LD-вкладов — только в

этом случае предсказание СМ будет согласовываться с экспериментом. Более того, предположение о деструктивной интерференции без независимого анализа дисперсионного LD-вклада приводит к потере вообще каких-либо ориентиров относительно величины дисперсионного SD-вклада. С учетом этого обстоятельства в [28] предпринята попытка теоретического анализа дисперсионного LD-вклада с учетом полюсного и вектор-доминантного механизмов формирования промежуточного двухфотонного состояния. В результате в рамках предположения о деструктивной интерференции получено ограничение сверху на SD-вклад эффектов НТИА:

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{SD}^{(0)} < 2,8 \cdot 10^{-9}, \quad (2.15)$$

что согласуется с теоретическим прогнозом (2.10).

Как видно из изложенного, ситуация с редким лептонным распадом  $K_L \rightarrow \mu^- \mu^+$  не позволяет пока надежно зафиксировать эффект НТИА по экспериментальным данным и тем самым прецизионно протестировать СМ. Дальнейший прогресс требует не только уточнения экспериментальных данных, но и решения сложных теоретических вопросов об оценке дисперсионного LD-вклада и характере его интерференции с SD-вкладом.

Кратко опишем технологию теоретических расчетов эффектов НТИА в редких лептонных распадах. Основной вклад взаимодействий на малых расстояниях в эти процессы изображается диаграммами на рис. 2, где заштрихованные треугольник и четырехугольник обозначают, соответственно, PD+SED- и BD-диаграммы, оснащенные КХД-поправками.

Второй класс эффектов взаимодействий на малых расстояниях приводит к пертурбативному формированию промежуточного двухфотонного состояния [29]; соответствующие диаграммы изображены на рис. 3.

Разумеется, для описания распадов на адронном уровне необходимо составлять суперпозиции диаграмм для  $M_{\alpha\beta}^0$  и  $\bar{M}_{\alpha\beta}^0$ , соответствующие тяжелой и легкой компонентам  $M^0$ - $\bar{M}^0$ -системы.

Сравнительный анализ вкладов процессов, изображенных на рис. 2 и 3, без учета КХД-поправок проведен в [29], где, в частности, установлено, что на малых расстояниях доминируют взаимодействия, приводящие к промежуточному состоянию, состоящему из двух реальных фотонов. Отметим, однако, что с точки зрения проверки предсказаний СМ основной интерес представляют диаграммы, изображенные на рис. 2. Что же касается промежуточного двухфотонного состояния, то, как было показано выше, его количественный вклад удастся выразить через экспериментальные данные.

Поддиаграммный анализ КХД-поправок к интересующим нас процессам на рис. 2 проводился в работах [30, 31]; пять из двадцати четырех рассчитанных диаграмм изображены на рис. 4.



Кружки с крестами на кварковых линиях обозначают места возможных попарных соединений с глюонными линиями; на рис. 4 для иллюстрации выбраны произвольные пары таких мест. Анализ изображенных здесь КХД-вкладов получил развитие в работах [32–34]; в [35] дан обзор результатов. Эффективный гамильтониан, используемый для расчета SD-вкладов в редкий лептонный распад  $K_L$ -мезонов, имеет вид

$$H_{\text{eff}}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SD}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{2\alpha}{\pi \sin^2 \theta_W} (U_{cs}^* U_{cd} Y_{NL}(x_c) + U_{ts}^* U_{td} Y(x_t)) \bar{s}_L \gamma^\mu d_L \bar{\mu}_L \gamma^\mu \mu_L + \text{h.c.}, \quad (2.16)$$

где  $x_{c,t} = m_{c,t}^2/m_W^2$ . Вся информация об однопетлевых недиагональных вершинах и КХД-вкладах собрана в функциях  $Y(x_t)$  и  $Y_{NL}(x_c)$ , явный вид которых приведен в [35]. КХД-поправки к вершинам, содержащим  $t$ -кварк, оказались малыми (порядка 1 %) из-за малости  $\alpha_s(m_t)$ ; для их анализа достаточно использовать приближение лидирующих логарифмов. Напротив, КХД-вклады в вершины, содержащие  $c$ -кварк, весьма велики (порядка 200 %); их анализ проводится с учетом нелидирующих логарифмов и двухпетлевых выражений для хромодинамической константы связи. Отметим, что описанная ситуация является общей для всех редких процессов: КХД-вклады в вершины, содержащие  $c$ - и более легкие кварки, всегда оказываются существенными. В [35] проведен анализ и выписаны в явном виде эффективные гамильтонианы и для других редких распадов мезонов  $K_L \rightarrow \nu \bar{\nu}$ ,  $B_d \rightarrow l^+ l^-$ ,  $B_s \rightarrow l^+ l^-$ . Эти распады, однако, пока находятся за пределами возможностей эксперимента.

*2.3.2. Редкие полулептонные распады.* К настоящему времени основные экспериментальные результаты по редким полулептонным распадам получены для распадов  $K$ - и  $B$ -мезонов. Для сопоставления эксперимента с теорией наибольшее внимание привлекает распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ , относительная вероятность которого была недавно измерена [23]:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} = (1,5_{-1,2}^{+3,4}) \cdot 10^{-10}. \quad (2.17)$$

С точки зрения теории специфика этого распада состоит в том, что величина брэнчинга (2.17) практически полностью определяется эффектами взаимодействий на малых расстояниях. Действительно, в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  рождение нейтрино-антинейтринных пар заведомо происходит на очень малых расстояниях (в этом отличие обсуждаемого процесса от других редких полулептонных распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ ,  $\pi^+ \mu^+ \mu^-$ ). В этой ситуации есть основания ожидать, что вклад больших расстояний параметризуется фактором слабого распада, который, будучи одним и тем же для основных и редких каналов, сокращается в выражении для относительной вероятности.

Теория, обзор которой будет приведен ниже, предсказывает следующую величину брэнчинга [35]:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{theor}} = (0,82 \pm 0,32) \cdot 10^{-10}. \quad (2.18)$$

Как видно из (2.17) и (2.18), в пределах погрешностей теория не противоречит эксперименту. Можно, однако, отметить, что в экспериментальных данных явно прослеживается тенденция к превышению теоретического предсказания. Если эта тенденция при более точных измерениях станет экспериментальным фактом, то тогда можно будет говорить о сигнале новой физики, находящейся за рамками однодублетной версии СМ.

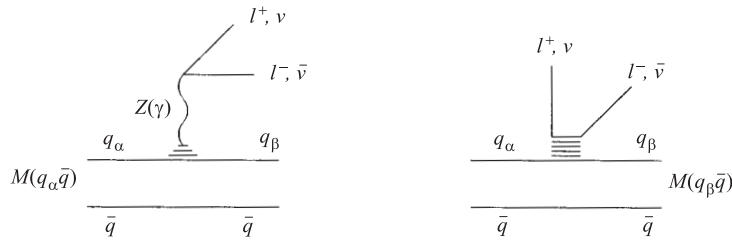


Рис. 5. Вклад PD+SED- и BD-диаграмм в распад  $M(q_\alpha q) \rightarrow M(q_\beta q) l^+ l^-$ ,  $(\nu \bar{\nu})$

Как уже отмечалось, в брэнчинг редкого полулептонного распада доминирующий вклад дают взаимодействия на малых расстояниях. Без учета КХД-поправок этот распад описывается диаграммами, изображенными на рис. 5, где заштрихованным треугольником и прямоугольником обозначены, соответственно, PD+SED- и BD-диаграммы.

Несвязанная кварковая линия соответствует так называемому спектаторному кварку. Специфика КХД-поправок к обсуждаемому процессу состоит в том, что эти поправки не только оснащают PD+SED- и BD-диаграммы (как это имело место в распаде  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), но и описывают корреляцию спектаторного кварка с кварками, участвующими в НТИА. Самый простой подход к оценке КХД-вкладов — их поддиаграммный анализ; более строгий подход предполагает использование операторных разложений и ренормгрупповое ресуммирование высших глюонных поправок. Для редких полулептонных процессов базис операторного разложения довольно громоздок, так как он содержит, наряду с кварками, формирующими НТИА, еще и спектаторные кварки. Поэтому первый шаг разумно все же сделать в рамках анализа конкретных диаграмм. Такие диаграммы изображены на рис. 6, где явно показаны только спектаторные поправки, а все прочие возможные поправки получаются из приведенных диаграмм при попарном соединении глюонными линиями точек, обозначенных крестиками.

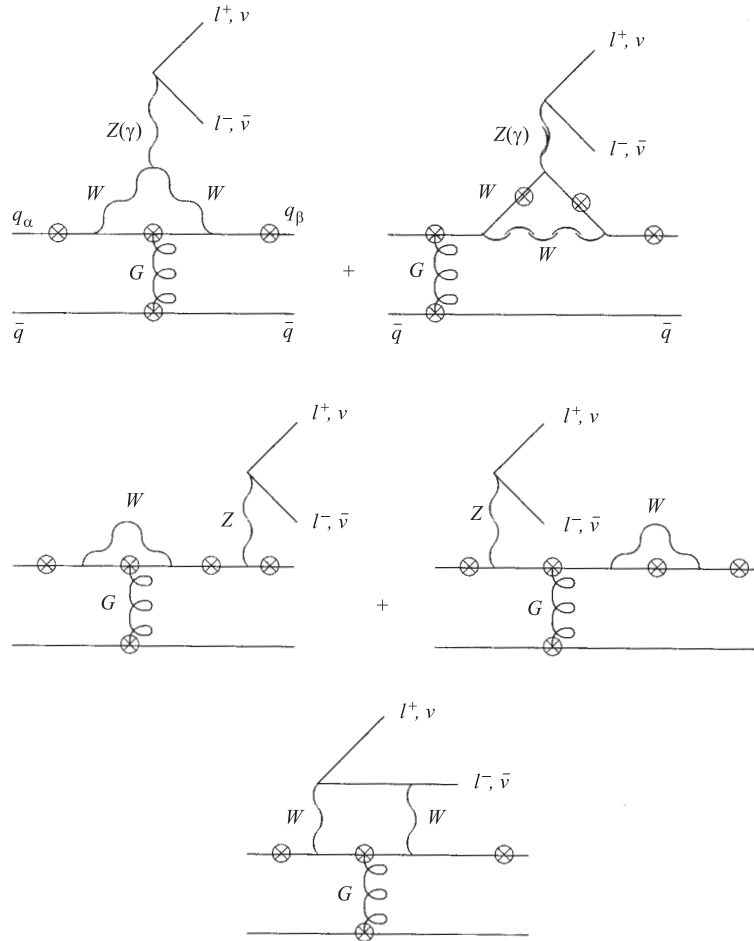


Рис. 6. Спектаторные КХД-поправки к SD-вкладам в распад  $M(q_\alpha q) \rightarrow M(q_\beta q) l^+ l^-$ ,  $(\nu \bar{\nu})$

Отметим, что в обсуждаемом случае мы имеем дело с суперпозицией КХД-поправок к недиагональным вершинам и корреляционных КХД-поправок. Учет корреляций со спектаторным кварком означает переход от описания элементарного кваркового подпроцесса  $q_\alpha \rightarrow q_\beta l^+ l^-$  к описанию инклюзивного процесса на мезонном уровне:  $M(q_\alpha q) \rightarrow X(q_\beta q) l^+ l^-$ .

Расчет диаграмм, приведенных на рис.5 и 6, проводился в работах [30–35]; соответствующие низкоэнергетические эффективные гамильтонианы с учетом КХД-вкладов приведены в [35]. В частности, для распада

$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  эффективный гамильтониан имеет вид

$$H_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{2\alpha}{\pi \sin^2 \Theta_W} \sum_{l=e,\mu,\tau} (U_{cs}^* U_{cd} X_{NL}^l(x_c) + U_{ts}^* U_{td} X(x_t)) \times \\ \times \bar{s} \gamma^\mu d_L \cdot \bar{\nu}^l \gamma^\mu \nu^l, \quad (2.19)$$

где  $x_{c,t} = m_{c,t}^2/m_W^2$ , а функции  $X_{NL}^l(x_c)$  и  $X(x_t)$  содержат КХД-вклады, которыми оснащаются PD+SED- и VD-диаграммы, а также учитывают дополнительные эффекты взаимодействий со спектаторным кварком. Последнее приводит к отличиям этих функций от аналогичных функций  $Y_{NL}(x_c)$  и  $Y(x_t)$ , фигурирующих в эффективном гамильтониане (2.16) редкого лептонного распада. Явный вид этих функций содержится в [35].

Вычисления брэнчинга с использованием эффективного гамильтониана (2.19) позволили выяснить относительную роль недиагональных переходов через кварки различных ароматов и, кроме того, роль КХД-эффектов. На уровне электрослабых диаграмм, указанных на рис. 5, выясняется, что подавляющий вклад дают переходы через  $t$ -кварк (члены эффективного гамильтониана, пропорциональные  $X(x_t)$ ). КХД-поправки несколько сглаживают ситуацию: к доминирующей вершине поправки малы (порядка нескольких процентов, что связано с малостью  $\alpha_s(m_t)$ ); а к недоминирующей, которая пропорциональна  $X_{NL}^l$  и описывает переходы через  $c$ -кварк, они велики — порядка 100%. В результате полный вклад от недоминирующей вершины в суммарный брэнчинг оказывается порядка 10%. Численное теоретическое значение брэнчинга и перспективы его сравнения с экспериментом уже обсуждались выше. Добавим также, что определенный интерес представляет теоретическое ограничение, основанное на информации об элементах матрицы Кобаяши–Маскавы, извлекаемой из экспериментальных данных по осцилляциям  $B$ -мезонов —  $\Delta M(B_d)$  и  $\Delta M(B_s)$ . В [35] получена оценка сверху

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{theor}} \leq 1,67 \cdot 10^{-10}, \quad (2.20)$$

причем для центральных значений входящих в расчет параметров число 1,67 заменяется на 0,94, т.е. полученная оценка близка к результату (2.18). Это ограничение достаточно жесткое, чтобы допустить в будущем возможность конфликта с СМ, если дальнейшие измерения покажут, что  $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} \geq 2 \cdot 10^{-10}$ .

Кратко прокомментируем ситуацию с распадами  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}, \pi^0 e^+ e^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ . Экспериментальные ограничения на относительную вероятность первого из этих распадов являются не очень жесткими [23]:  $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} \leq 5,9 \cdot 10^{-7}$ . Теоретические оценки дают значения на несколько порядков ниже:  $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{theor}} = (3,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-11}$ . Это значение получено как результат непосредственного вычисления с использованием эффективного гамильтониана, учитывающего КХД-поправки и разброс в значениях

матричных элементов смешивания. Оценка сверху  $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{theor}} < 6,7 \cdot 10^{-11}$  получается при учете дополнительной информации об углах смешивания, извлекаемой из экспериментальных данных по осцилляциям  $B$ -мезонов. Как видим, этот распад пока не актуален для сопоставления теории с экспериментом. Используя данные о параметрах  $CP$ -нарушения  $\epsilon'/\epsilon$  и  $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  для этого же распада, можно получить несколько худшую теоретическую оценку сверху, а для распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  найдено [27]:  $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{theor}} \leq 3,6 \cdot 10^{-11}$ . Экспериментальная граница в этом случае лежит на два порядка выше:  $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{exp}} < 4,3 \cdot 10^{-9}$ , что также пока не дает возможности для проверки теории при ее сравнении с экспериментом.

Редкие полулептонные распады  $K^+$ -мезонов с образованием пары заряженных лептонов изучены достаточно хорошо [23]:

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)_{\text{exp}} = (2,88 \pm 0,13) \cdot 10^{-7},$$

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} = (7,6 \pm 2,1) \cdot 10^{-8}.$$

Однако использовать эти данные для сопоставления с теоретическими расчетами SD-эффектов НТИА представляется проблематичным. Дело в том, что образование заряженной лептонной пары происходит в том числе и через виртуальный фотон, который может сформироваться за счет непертурбативных эффектов взаимодействий на больших расстояниях. Излучение виртуальных фотонов может происходить в процессах деадронизации начального и адронизации конечного состояний, поэтому этот тип непертурбативных эффектов не исключается из выражений для брэнчингов путем сокращения формфакторов.

Наряду с распадом  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  хорошие перспективы для исследования НТИА предоставляют редкие полулептонные распады  $B$ -мезонов. Экспериментальное ограничение на полный брэнчинг инклюзивных распадов [36] выглядит оптимистично в сравнении с теоретическим предсказанием [37]:

$$Br(B \rightarrow X_S \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} < 1,0 \cdot 10^{-3}, \quad Br(B \rightarrow X_S \nu \bar{\nu})_{\text{theor}} \leq 3,9 \cdot 10^{-4}.$$

Еще более удобными для исследования являются каналы распада тяжелых  $B$ -мезонов с образованием пары заряженных лептонов. Здесь, в отличие от аналогичных распадов легких  $K$ -мезонов, выделение пертурбативных эффектов в НТИА обеспечивается относительно малым значением  $\alpha_s(m_b)$ . Приведем экспериментальные [23] и теоретические [36, 38] результаты для инклюзивного канала:

$$Br(b \rightarrow se^+ e^-)_{\text{exp}} < 5,7 \cdot 10^{-5}, \quad Br(b \rightarrow se^+ e^-)_{\text{theor}} \approx 3 \cdot 10^{-5}$$

и двух эксклюзивных распадов:

$$Br(B \rightarrow K^*(892)e^+ e^-)_{\text{exp}} < 2,9 \cdot 10^{-4},$$

$$Br(B \rightarrow K^*(892)e^+e^-)_{\text{theor}} \approx 5 \cdot 10^{-6},$$

$$Br(B \rightarrow Ke^+e^-)_{\text{exp}} < 6 \cdot 10^{-5}, \quad Br(B \rightarrow Ke^+e^-)_{\text{theor}} \approx 10^{-6}.$$

Обратим внимание, что в инклюзивном канале экспериментальное ограничение вплотную подошло к теоретической оценке, поэтому после уточнения экспериментальных данных по эксклюзивным процессам появится возможность детального сопоставления теории с экспериментом. Естественно, в этой ситуации появляются повышенные требования к теории. Используемая сегодня технология теоретических расчетов редких распадов  $B$ -мезонов включает вычисление эффективного гамильтониана (для учета SD-вкладов) и вычисления формфакторов переходов из мезонного состояния в кварковые (для аккумуляции LD-вкладов в расчетах эксклюзивных каналов). Построение эффективного гамильтониана осуществляется на основе разложения амплитуды процесса по локальным кварковым операторам, а вычисления формфакторов переходов проводятся как на основе релятивистской модели конституентных кварков, так и с привлечением метода КХД-правил сумм и эффективной теории «heavy quark expansion» [39–42].

2.3.3. *Радиационные распады.* Среди множества радиационных распадов наибольшее внимание привлекают распады  $B$ -мезонов. Только для этих распадов имеются конкретные экспериментальные данные, причем как для инклюзивного распада ( $Br(B \rightarrow X_s\gamma) \approx Br(b \rightarrow s\gamma)$ ) [43]:

$$Br(b \rightarrow s\gamma)_{\text{exp}} = (3,11 \pm 0,80 \text{ стат.} \pm 0,72 \text{ сист.}) \cdot 10^{-4}, \quad (2.21)$$

так и для эксклюзивного канала [44]:

$$Br(B \rightarrow K^*(892)\gamma)_{\text{exp}} = (4,3_{-1,0}^{+1,1} \pm 0,35) \cdot 10^{-5}. \quad (2.22)$$

Нетривиальное свойство радиационных распадов  $B$ -мезонов, осложняющее их теоретический анализ, состоит в том, что в разрешенной области кинематических переменных фотона имеется  $J/\Psi$ -резонанс. По этой причине необходим полный учет эффектов векторной доминантности в формировании радиационного перехода. Анализ этих эффектов, проведенный различными авторами, показывает, что их вклад в брэнчинг радиационного перехода может составлять от 10 [45] до 30% [46]. Величина вклада является весьма чувствительной к виду волновой функции (формфактора) конечного состояния. Дополнительные эффекты векторной доминантности связаны с проекцией  $J/\Psi$ -резонанса на трехглюонное состояние. В этом случае один из трех глюонов, формирующих  $J/\Psi$ -резонанс, возникает в  $bsG$ -вершине, соответствующей однопетлевым недиагональным PD+SED-диаграммам; два других глюона имеют существенно пертурбативное происхождение и возникают, как правило, при адронизации конечного состояния. Полный анализ этого эффекта пока не проведен, известно, однако, что недиагональная

$bsG$ -вершина усиливается КХД-поправками примерно в 2–3 раза [47,48]. Неясен также характер интерференции SD- и вектор-доминантных вкладов.

Теория надежно контролирует только пертурбативные эффекты взаимодействий на малых расстояниях. Оснащение недиагональной  $bs\gamma$ -вершины КХД-вкладами систематически изучалось в работах [48–53]. При этом учитывались лидирующие логарифмы и часть нелидирующих логарифмических поправок. С целью снижения зависимости от шкалы ренормировки проводились расчеты и с учетом всех нелидирующих вкладов. Наиболее полно такие расчеты выполнены в работах [49,52,54–57]. Цель этих расчетов — построение эффективного гамильтониана. Это построение основано на процедуре операторного разложения, в рамках которого проводится интегрирование по внутренним линиям тяжелых частиц (по линиям  $t$ -кварка,  $W$ - и  $Z$ -бозонов). Этим осуществляется переход от полной  $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ -теории к эффективной  $U(1) \times SU(3)$ , после чего эффективный гамильтониан записывается в виде операторного разложения по  $Q_i(\mu)$ -локальным ренормированным операторам определенной размерности с коэффициентами разложения  $C_i(\mu)$  ( $\mu$  — масштаб ренормировки):

$$H_{\text{eff}}(b \rightarrow s\gamma) = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} U_{ts}^* U_{tb} \sum_i C_i(\mu) Q_i(\mu). \quad (2.23)$$

В работах [57,58] можно найти операторный базис в виде набора 14 операторов размерности 6 вне массовой поверхности. При спуске по ренормировочной шкале до масштаба адрона в коэффициентах операторного разложения производится эффективное ренормгрупповое суммирование ведущих и следующих за ними логарифмических вкладов (см., например, [58,60]). Теория также позволяет ответить на вопрос о роли спектаторного кварка в оснащении недиагональной  $bs\gamma$ -вершины КХД-вкладами. В работе [61] показано, что КХД-вклады примерно в 3 раза усиливают  $bs\gamma$ -взаимодействия, однако роль спектаторного кварка при этом не превышает 5%. Последнее обстоятельство позволяет из сопоставления теории с экспериментом получать информацию непосредственно о кварковой  $bs\gamma$ -вершине.

Обзор теоретических исследований и обоснованные теоретические оценки представлены в [57,58]:

$$Br(B \rightarrow X_s \gamma)_{\text{theor}}^{\text{SD}} = (3,28 \pm 0,33) \cdot 10^{-4}; \quad (3,51 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}, \quad (2.24)$$

что находится в соответствии с экспериментом. Попытка учесть в рамках эффективной теории тяжелых кварков распределение по импульсу  $b$ -кварка в  $B$ -мезоне, а также КЭД-поправки при анализе нелидирующих вкладов в  $Br(B \rightarrow X_s \gamma)$  [59] привела к результату, заметно отличающемуся от последних экспериментальных данных CLEO и ALEPH.

Теоретический анализ SD-вкладов в эксклюзивный распад с использованием различных моделей формфакторов  $K^*$ -мезона с учетом КХД-поправок, но без учета эффектов векторной доминантности, проводился в [62, 63]. Соответствующие численные результаты имеют вид

$$\begin{aligned} Br(B \rightarrow K^*(892)\gamma)_{\text{theor}} &\approx 2,8 \cdot 10^{-5}, \\ Br(B \rightarrow K^*(892)\gamma)_{\text{theor}} &\approx (0,6 - 3,4) \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Как уже отмечалось, вклад векторной доминантности может увеличить эти числа на 30 % и более [46], что приведет к согласию теории с экспериментом (2.22). Надежность теоретического моделирования эксклюзивных каналов, однако, невысока, поэтому от общей оценки ситуации пока следует воздержаться. Во всяком случае, очевидно, что дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования редких радиационных распадов  $B$ -мезонов, имеющих самые высокие брэнчинги среди всех редких процессов, весьма перспективны для поиска сигналов новой физики.

**2.4. Смешивание в системах нейтральных мезонов.** Смешивание, осцилляции и сопряженные с ними эффекты  $CP$ -нарушения составляют отдельный класс явлений, обусловленных НТИА. Их важнейшей характеристикой является разность масс тяжелой и легкой компонент  $M^0-\bar{M}^0$ -системы. Всего известны четыре такие системы, из которых наиболее детально изучены каоны [64]:

$$\Delta M_K = (3,4853 \pm 0,0130 \pm 0,0020) \cdot 10^{-12} \text{ МэВ}. \quad (2.26)$$

Для  $B_d^0$ -системы разность масс также измерена с хорошей точностью, а для  $B_s^0$ -системы имеется ограничение снизу [35, 65]:

$$\begin{aligned} \Delta M_{B_d^0} &= (3,100_{-0,448}^{+0,513} \pm 0,224) \cdot 10^{-10} \text{ МэВ}, \\ \Delta M_{B_s^0} &> 8,2 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Наиболее сложна для экспериментального исследования система  $D^0$ -мезонов: ограничение сверху  $\Delta M_D < 4,6 \cdot 10^{-11}$  МэВ [23] отстает от теоретически ожидаемого значения на 3–4 порядка.

Разность масс тяжелой и легкой компонент  $M^0-\bar{M}^0$ -системы определяется удвоенным модулем амплитуды слабого перехода. В отличие от относительных вероятностей редких распадов, где в ряде случаев мы имели экспериментальные числа, слабо зависящие от LD-вкладов, в  $\Delta M$  присутствуют и принципиально не исключаются факторы, численные значения которых формируются взаимодействиями на больших расстояниях. К этим факторам относятся константа слабого распада  $f_M$  и так называемый «bag»-фактор  $B_M$ , параметризующий приближение вакуумной доминантности:

$$\langle \bar{M}^0 | \bar{q}_L \gamma^\mu q_L \cdot \bar{q}_L \gamma^\mu q_L | M^0 \rangle \approx B_M \langle \bar{M}^0 | \bar{q}_L \gamma^\mu q_L | 0 \rangle \langle 0 | \bar{q}_L \gamma^\mu q_L | M^0 \rangle.$$



Величины  $f_M$ ,  $B_M$  вычисляются в различных подходах: в релятивистской кварковой модели [66], КХД на решетке [67] и в феноменологических моделях [68]. Наиболее надежно расчеты проводятся в методе КХД-правил сумм и на решетке, однако при этом погрешность произведения параметров достигает 50 % [69]. Для мезонов  $M_{\alpha\beta}^0 = M(d_\alpha \bar{d}_\beta)$ , построенных из нижних кварков, выражение для разности масс тяжелой и легкой компонент имеет вид

$$\Delta M_{\alpha\beta} = \frac{1}{6\pi^2} G_F^2 f_M^2 B_M m_W^2 m_M [\eta_1 (A_{\alpha\beta}^c)^2 D(x_c) + \eta_2 (A_{\alpha\beta}^t)^2 D(x_t) + \eta_3 A_{\alpha\beta}^c A_{\alpha\beta}^t D(x_c, x_t)], \quad (2.28)$$

где  $A_{\alpha\beta,q} = U_{q\alpha}^* U_{q\beta}$ ;  $U_{q\alpha}$  — элементы матрицы Кобаяши–Маскавы;  $\eta_{1,2,3}$  — мультипликативные факторы, параметризующие КХД-вклады;  $D(x_c)$ ,  $D(x_t)$ ,  $D(x_c, x_t)$  — функции, структура которых полностью определяется ВД-диаграммами (см. (2.3)).

Для  $K$ -мезонов «bag»-фактор оценивается с погрешностью в 10–20 %:  $B_K = 0,7 - 0,8$ , а КХД-вклады фиксируются по результатам нескольких независимых вычислений, которые приведены в [70]:  $\eta_1 = 1,1$ ,  $\eta_2 = 0,57$ ,  $\eta_3 = 0,36$ . Как видим, неопределенность в значении «bag»-фактора гораздо выше, чем погрешности эксперимента. Это обстоятельство, а также погрешности в значениях элементов матрицы Кобаяши–Маскавы приводят к неопределенности теоретического предсказания

$$\Delta M_{K(\text{theor})} = (1,71_{-0,50}^{+0,61}) \cdot 10^{-12} \text{ МэВ}. \quad (2.29)$$

Сильное отличие (2.29) от экспериментального результата (2.26) принято объяснять тем, что в теоретическом результате не учтен большой вклад непертурбативных LD-эффектов, которые, как видно, могут достигать 50 %. Относительно природы этих эффектов полной ясности нет; возможно, значительную роль играют полюсные эффекты в переходах  $K^0 - \bar{K}^0$  через промежуточные  $\pi^0$ - и  $\eta$ -состояния. Заметим также, что в детальном исследовании нуждается и дополнительный SD-вклад через две эффективные  $sdG$ -вершины. Выше уже упоминалось о том, что вершины такого типа усиливаются КХД-вкладами в 2–3 раза и, кроме того, в двойном «пингвин»-переходе это усиление мультиплицируется комбинаторными факторами, пришедшими из интерференции PD + SED-диаграмм. С учетом всего сказанного следует признать, что вопрос о теоретическом описании величины  $\Delta m_K$  далек от завершения, что не позволяет использовать наиболее точные экспериментальные данные (2.26) для прецизионной проверки СМ.

Неопределенности возникают и в теоретических предсказаниях разностей масс для  $B^0 - \bar{B}^0$ -систем [71]:

$$\begin{aligned} \Delta M_{B_d^0(\text{theor})} &= (3,0_{-2,7}^{+9,0}) \cdot 10^{-10} \text{ МэВ}. \\ \Delta M_{B_s^0(\text{theor})} &= (7,4_{-4,3}^{+8,6}) \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Сравнение (2.30) с (2.27) демонстрирует способность СМ количественно интерпретировать эксперимент. Отметим, однако, что центральное значение теоретического прогноза для  $\Delta M_{B_s^0}$  уже вышло за пределы экспериментального ограничения, т.е. непротиворечивость СМ обеспечивается только большим интервалом ошибок. Есть все основания предполагать, что в ближайшее время экспериментальное ограничение заменится конкретным числом и сопоставление теории с экспериментом можно будет провести более детально. В этой связи важно отметить, что измерение  $\Delta M_{B_s^0}$  предоставит новые возможности для тестирования СМ по отношению

$$r_B = \frac{\Delta M_{B_d^0}}{\Delta M_{B_s^0}} \approx \frac{M_{B_d^0}}{M_{B_s^0}} \frac{|U_{td}|^2}{|U_{ts}|^2} \frac{f_{B_s}^2 B_{B_d}}{f_{B_s}^2 B_{B_d}}. \quad (2.31)$$

Предпочтительность подобного теста обусловлена тем, что отношение «bag»-факторов мезонов определяется со значительно меньшей погрешностью, чем сами величины «bag»-факторов [69, 72]. Анализ, проведенный в [35], привел к результату

$$\frac{f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}}} = 1,14 \pm 0,08.$$

Учитывая, что значения элементов матрицы Кобаяши–Маскавы  $U_{td}$  и  $U_{ts}$  будут достаточно точно установлены в процессе изучения  $t$ -кварка, можно предположить, что в ближайшее время мы будем иметь весьма точный прогноз для величины  $r_B$  и, тем самым, получим возможность прецизионного тестирования СМ по данным об осцилляциях в  $B^0-\bar{B}^0$ -системах.

С явлением смешивания в системах нейтральных мезонов тесно связан эффект  $CP$ -нарушения. В СМ эта связь является особенно жесткой из-за наличия всего лишь одного параметра (фазы в матрице Кобаяши–Маскавы), определяющего величину  $CP$ -нарушения. Прецизионная проверка СМ возможна по экспериментальным данным о  $CP$ -нарушении в системе  $B^0$ -мезонов, однако экспериментальная программа этих исследований еще далека от завершения.

### 3. НЕДИАГОНАЛЬНЫЕ ТОКИ С ИЗМЕНЕНИЕМ АРОМАТА В МОДЕЛИ С СИНГЛЕТНЫМ КВАРКОМ

**3.1. Экспериментальные и теоретические предпосылки существования синглетного кварка.** Так как СМ имеет незамкнутую структуру, то актуальным является не только реализация возможных способов ее расширения, но и анализ вариантов экспериментального обнаружения сигналов новой физики. Поиск этих сигналов ведется по двум направлениям. Первое связано с ростом

доступных энергий, которые бы позволили непосредственно зарегистрировать высокоэнергетические эффекты (прямой путь). Второе связано с поиском низкоэнергетических проявлений расширений СМ и требует прецизионного тестирования (косвенный путь). Одна из наиболее обширных областей косвенного поиска этих сигналов — процессы, обусловленные НТИА. В разд. 3 и 4 будут подробно проанализированы эффекты НТИА, связанные с так называемым синглетным кварком. Остановимся на причинах выбора предметом изучения такого экзотического и незарегистрированного экспериментально объекта.

Рассмотрим классификацию возможных типов фермионов, порождаемую группой  $SU(2)$ . Согласно этой классификации все фермионы можно разделить на четыре класса [73].

I. Стандартные фермионы (последовательные, секвенциальные (sequential, usual, standard, ordinary)).

$\left\{ \begin{matrix} f_1 \\ f_2 \end{matrix} \right\}_L$ ,  $\{f_\alpha\}_R$  — левокиральные дублеты и правокиральные синглеты. Стандартные лептоны и кварки, описываемые группой  $SU(2)_L$ .

II. Зеркальные фермионы (mirror fermions).

$\{f_\alpha\}_L$ ,  $\left\{ \begin{matrix} f_1 \\ f_2 \end{matrix} \right\}_R$  — левокиральные синглеты и правокиральные дублеты (т.е. зеркальное отражение стандартных фермионов).

III. Векторные дублеты (vector doublets, doublet fermions).

$\left\{ \begin{matrix} f_1 \\ f_2 \end{matrix} \right\}_L$ ,  $\left\{ \begin{matrix} f_1 \\ f_2 \end{matrix} \right\}_R$  — левокиральные и правокиральные дублеты.

IV. Векторные синглеты (vector singlets, singlet fermions).

$\{f\}_L$ ,  $\{f\}_R$  — левокиральные и правокиральные синглеты.

Предметом нашего анализа является векторный синглет (IV) с квантовыми числами кварка. Такой фермион возникает в широком классе суперсимметричных расширений СМ. Название «векторный» связано с тем, что это поле имеет векторную связь с калибровочными бозонами. Рассмотрим некоторые варианты генезиса синглетного кварка.

Нижние синглетные кварки, т.е. векторные синглеты, имеющие остальные квантовые числа обычных кварков, возникают наряду с другими экзотическими частицами в суперсимметричных моделях. Наиболее популярной до настоящего времени является модель суперструны в 10-мерном пространстве, после компактификации 6 измерений которого в обычном 4-пространстве возникает мультиплет фермионных полей, который является фундаментальным 27-мерным представлением группы  $E_6$  и содержит в себе мультиплеты

стандартного поколения кварковых и лептонных полей, синглетный кварк, новые лептоны и нейтрино. В табл. 1 иллюстрируется генезис стандартных и экзотических частиц при низкоэнергетической редукции  $E_6 \rightarrow SO(10) \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(2) \cdot U(1)$  [73].

**Таблица 1.** Генезис стандартных и экзотических частиц в  $E_6$ -модели

$SO(10) \rightarrow$	$SU(5) \rightarrow$	$SU(2) \cdot U(1)$
16	5*	$\left\{ \begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right\}_L, d_L^c$
	10	$u_L^c, \left\{ \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right\}_L, e_L^+$
	1	$\nu_{eL}^c$
10	5	$D_L, \left\{ \begin{array}{c} E^+ \\ N^c \end{array} \right\}_L$
	5*	$\left\{ \begin{array}{c} N \\ E^- \end{array} \right\}_L, D_L^c$
1	1	$S_L$

Мультиплет  $\{16\} \rightarrow \{5^*, 10, 1\}$  соответствует стандартному набору лептонов и кварков одного поколения, поля  $\nu_{eL}^c$ ,  $N_L$  и  $S_L$  — новые вейлевские нейтрино,  $E_L^-$  — новый заряженный лептон, а  $D_L$  — нижний синглетный кварк. Пара  $\{D_L, D_L^c\}$  составляет векторный синглет согласно приведенной выше классификации фермионов группы  $SU(2)$ .

Во многих суперсимметричных расширениях СМ нижний синглетный кварк появляется в сопровождении довольно большого числа других экзотических частиц (в  $E_6$ -модели, например, таких частиц 11), причем этот набор мультиплицируется числом поколений. Положение может осложниться еще и тем, что низкоэнергетическая редукция суперструны содержит дополнительную калибровочную группу  $U'(1)$  и, следовательно, дополнительный  $Z'$ -бозон. Смешивание  $Z-Z'$  усложняет феноменологию как синглетных кварков, так и других нестандартных частиц. В этой ситуации может представлять интерес другой, более простой и удобный для анализа вариант генезиса синглетного кварка, соответствующий редукции суперсимметричной  $SU(5)$ -модели. Здесь синглетный кварк появляется как спинорная компонента с гиперзарядом  $Y = -2/3$  в результате редукции хиггсовского супермультиплета в сопровождении хиггсина [74]:

$$\{5\}_{L,R} \rightarrow \{2 \otimes 1\}_{L,R} \oplus \{1 \otimes 3_{Y=-2/3}\}_{L,R}. \quad (3.1)$$

Таким образом, в этом случае мы имеем дело только с нижним синглетным кварком и хиггино, т.е., по-существу, с кварком и лептоном. Возникновение и феноменология СК с  $q = -1/3$  в МССМ рассмотрены в [75–77].

Отметим, что существование частиц с экзотическими квантовыми числами естественно для моделей великого объединения. Конечно, сами модели при этом накладывают на характеристики частиц определенные ограничения. Синглетные кварки, в частности, не порождая калибровочных аномалий, могут, однако, нарушить в рамках СМ сходжение бегущих констант. Причина в том, что при неизменном поведении  $SU(2)$ -константы характер «бега»  $SU(3)$ - и  $U(1)$ -констант меняется. Тем не менее для нижних синглетных кварков унификация взаимодействий сохраняется при наиболее экономном введении СК в  $5 + 5^*$ -мультиплетах  $SU(5)$  или в рамках мультиплета  $10$  в  $SO(10)$ .

Верхний СК может появиться в качестве компоненты мультиплета присоединенного представления группы великого объединения. Заметим, что соответствующие представления слишком велики — 45 для  $SO(10)$  или 78 для  $E_6$ . Избежать этого, а заодно и нарушения асимптотического поведения сильной константы, можно, вводя дополнительные представления материальных полей. Например, в  $SU(5)$  появление одного верхнего СК ассоциируется с дополнительными легкими  $10 + 10^*$ -мультиплетами. Унификация калибровочных взаимодействий при этом также имеет место.

Более подробно исследование поведения бегущих констант в различных вариантах теории великого объединения, в том числе и суперсимметричных, на уровне одной и двух петель проведено в работе [84].

**3.2. Обзор феноменологии синглетных кварков.** Рассмотрим кратко основные проявления синглетных кварков, т.е. прямые и косвенные эффекты, обусловленные этими кварками. Для упрощения задачи мы опускаем всю остальную высокоэнергетическую надстройку, сопровождающую синглетный кварк.

Космологические ограничения на распространенность тяжелых частиц исключают возможность существования стабильных экзотических фермионов [78]. Наиболее естественный механизм распада таких частиц — слабое взаимодействие; но из-за синглетной природы такие фермионы, как векторные синглеты, не могут распадаться на обычные частицы. Слабый распад синглетного кварка может иметь место только при смешивании его со стандартными, имеющими тот же заряд. Основным следствием такого смешивания, определяющим практически всю низкоэнергетическую феноменологию синглетного кварка, является генезис НТИА на древесном уровне в секторе тех кварков, с которыми он смешивается. Появление недиагональных вершин вида  $g_{ij} Z_\mu \bar{q}_i \Gamma^\mu q_j$  дает дополнительный вклад в такие процессы, как редкие лептонные и полулептонные распады мезонов, смешивание нейтральных мезонов вида  $M^0 - \bar{M}^0$ ,  $CP$ -нарушение в распадах мезонов и недиагональ-

ное рождение пар кварков  $d_i d_j$ . Имеющиеся на сегодня экспериментальные ограничения на величину НТИА допускают недиагональные вершины с малыми константами  $g_{ij}$ . Так как величина последних пропорциональна углам смешивания синглетного кварка со стандартными  $q_i$  и  $q_j$ , то и смешивание допустимо довольно малое.

Смешивание синглетных фермионов с обычными и ограничения на его величину, вытекающие из эксперимента, рассмотрены в [79–85]. В этих работах кратко описан генезис синглетных кварков и изучен механизм их смешивания со стандартными. Для получения оценок величины смешивания используется, в частности, так называемый «seesaw»-механизм [73, 86]. На основе экспериментальных данных об интенсивности редких процессов получены ограничения на углы смешивания. Прямым следствием наличия недиагональных вершин  $g_{ij} Z_\mu \bar{q}_i \Gamma^\mu q_j$  являются соответствующие распады  $Z \rightarrow \bar{q}_i q_j$  на древесном уровне. Оценки брэнчингов недиагональных каналов распада  $Z$ -бозона, обусловленных синглетным кварком, сравнение их с петлевыми вкладками СМ и анализ информации об экспериментальных ограничениях на эти брэнчинги проведены в [87–91]. В этих работах рассмотрены также экспериментальные возможности регистрации рождения недиагональных пар и оценки сечений в процессах вида  $e^+ e^- \rightarrow q_i \bar{q}_j$ . Оценки соответствующих сечений  $c$ - и  $b$ -рождения в рамках СМ на  $e^+ e^-$ -фабриках проведены в [91]. В работе [90] рассмотрены сопровождающие распад  $Z \rightarrow d_i \bar{d}_j$  эффекты  $CP$ -нарушения в модели с синглетным кварком.

Смешивание в нейтральных мезонах  $M^0 - \bar{M}^0$  является наиболее чувствительным к НТИА эффектом. В СМ такое смешивание протекает через «бокс»-диаграммы, т.е. интенсивность такого процесса  $\sim G_F^2$ . В модели с синглетным кварком смешивание происходит на древесном уровне, причем интенсивность  $\sim G_F$ , что и обуславливает его большую чувствительность к НТИА. Описание и сравнительный анализ  $M^0 - \bar{M}^0$ -смешивания в СМ и модели с синглетным кварком проведены в работах [79, 81, 92–95]. Из существующих экспериментальных данных по величине смешивания в  $K^0 - \bar{K}^0$ - и  $B^0 - \bar{B}^0$ -системах, а также из экспериментальных нижних пределов на величину смешивания в  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ - и  $D^0 - \bar{D}^0$ -системах получены ограничения на углы смешивания синглетных и стандартных кварков. Редкие лептонные и полулептонные распады мезонов также чувствительны к наличию НТИА, обусловленных древесными недиагональными вершинами. Анализ и расчет таких распадов в СМ и модели с синглетным кварком проведены в работах [74, 79, 81, 96, 97]. Редкие распады мезонов несколько менее чувствительны к НТИА, нежели смешивание в  $M^0 - \bar{M}^0$ -системах. Однако экспериментальный материал в первом случае гораздо богаче, что позволяет более полно исследовать эффекты синглетного кварка.

К низкоэнергетическим проявлениям синглетного кварка относится также и перестройка матрицы смешивания в структуре заряженных токов.

Матрица Кобаяши–Маскавы, описывающая эту структуру в СМ, при смешивании синглетного кварка с обычным изменяется. Это изменение в модели с нижним СК состоит в том, что  $(3 \times 3)$ -матрица переходит в  $(3 \times 4)$ -матрицу, причем стандартный  $(3 \times 3)$ -блок не составляет унитарную матрицу, как в СМ, и не совпадает с матрицей Кобаяши–Маскавы. Подробно этот эффект рассматривается в [98], где построена так называемая обобщенная  $(4 \times 4)$ -матрица смешивания, описывающая одновременно как структуру заряженных токов, так и структуру НТИА. Прямым следствием такой модификации матрицы смешивания является возникновение дополнительных эффектов  $CP$ -нарушения [9, 98, 99].

Анализ различий между проявлениями тяжелых кварков гипотетического четвертого поколения и синглетных кварков проведен в [100] для случая их генерации на  $p\bar{p}$ -коллайдерах. Строительство и пуск в эксплуатацию коллайдеров, работающих в области энергий  $\sim 10^2 \div 10^3$  ГэВ, вызывает интерес к исследованию возможностей рождения и регистрации экзотических тяжелых фермионов в  $e^+e^-$ ,  $p\bar{p}$ - и  $e p$ -соударениях [79, 101–104]. Особенности экспериментального проявления таких фермионов в основном связаны со спецификой их распадов и асимметрией вперед-назад при их образовании в  $e^+e^-$ -аннигиляции [79, 105–108]. Оценка сечений недиагонального рождения синглетных и обычных кварков, а также описание сигнатуры событий рождения и последующего распада синглетного кварка проведены в [109].

Хромодинамические свойства синглетных кварков совпадают со стандартными, т.е. при достаточно больших временах жизни они могут образовывать связанные состояния как друг с другом, формируя новый тяжелый кварконий  $H = (D\bar{D})$ , так и с обычными кварками, образуя новые тяжелые мезоны ( $H_q = D\bar{q}$ ), где  $D$  — синглетный кварк. Свойства тяжелого кваркония  $H$  и их отличия от свойств кваркония четвертого поколения рассмотрены в [110, 111]. В работах [112, 113] обсуждаются распадные свойства новых мезонов при условии, что масса  $D$ -кварка меньше массы  $W$ -бозона, причем в [112] отмечается наличие большого смешивания в нейтральной системе  $H_d^0 - \bar{H}_d^0$ . Свойства новых тяжелых мезонов  $H_q$  при условии  $m_D > m_W$  рассмотрены в работе [114]. В этой работе использовалась оценка массы  $D$ -кварка, полученная на основе экспериментальных ограничений на величину его смешивания с обычными кварками в предположении «seesaw»-механизма смешивания. Это предположение использовалось также при реконструкции элементов обобщенной матрицы смешивания и оценки  $m_D$  в работе [115].

Экспериментальная регистрация  $t$ -кварка стимулировала в последние годы интерес к верхнему синглетному кварку. Во-первых, большая масса  $t$ -кварка может быть легко объяснена его смешиванием с тяжелым верхним синглетом. Во-вторых, предполагаемое большое смешивание  $t$ -кварка и синглетного кварка приведет к заметному отклонению его свойств от стандартных. Влияние верхнего синглетного кварка на формирование механизмов

редких процессов рассмотрено в работах [77,95,116], причем в [116] рассмотрены его возможные эффекты в регистрации  $t$ -кварка. Роль большой массы  $t$ -кварка в его смешивании с синглетным кварком и возможные аномальные свойства  $t$ -кварка рассмотрены в [117–124].

Подробный анализ феноменологии синглетных фермионов приводит к необходимости рассмотреть интерференцию петлевых вкладов СМ и дополнительных вкладов расширенных моделей в НТИА. Эта довольно трудоемкая задача осложняется необходимостью учета КХД-поправок, которые в некоторых процессах могут играть доминирующую роль. Впервые вышеуказанная интерференция на качественном уровне была рассмотрена в работе [125], а более полно в количественном отношении — в [115].

### 3.3. Низкоэнергетический лагранжиан модели с синглетным кварком.

**Структура нейтральных и заряженных токов.** Полный лагранжиан, описывающий синглетный кварк наряду с другими экзотическими частицами, определяется высокоэнергетической теорией, в которой он возникает. При низких энергиях ( $< 1$  ТэВ) мы можем необходимую часть лагранжиана ввести в качестве феноменологического члена в СМ. Далее мы будем рассматривать модель с одним синглетным кварком, смешивание которого с обычными возникает при нарушении  $SU(2)$ -симметрии в юкавских членах взаимодействия кварков с хиггсовским полем.

Лагранжиан модели с нижним синглетным кварком состоит из лагранжиана СМ, кинетического калибровочного члена для синглетного кварка, юкавских членов взаимодействия этого кварка с хиггсовским дублетом и массовых членов, допустимых  $SU(2)$ -симметрией [98]:

$$L = L_{\text{SM}} + L'_{0D} + L'_{YD}, \quad (3.2)$$

где  $L_{\text{SM}}$  — лагранжиан СМ,

$$L'_{0D} = i\bar{D}'_L \hat{D}D'_L + i\bar{D}'_R \hat{D}D'_R + \mu_D \bar{D}'_L D'_R + \mu_\alpha \bar{D}'_L d'_{R\alpha} + \text{h.c.},$$

$$L'_{YD} = \lambda_\alpha \bar{q}'_{L\alpha} \phi D'_R + \text{h.c.}, \quad q'_\alpha = \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3; \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

$$i\bar{D}' \hat{D}D' = i\bar{D}' \gamma^\mu (\gamma_\mu + Y \frac{1}{2} g' B_\mu) D', \quad Y — гиперзаряд поля  $D'$ .$$

В (3.2) массовая часть  $L'_{0D}$  и член  $L'_{YD}$  являются феноменологическими, т.е. они имеют общий калибровочно-инвариантный вид с произвольными параметрами  $\mu_D$ ,  $\mu_\alpha$  и  $\lambda_\alpha$ . В приведенной формуле для ковариантной производной опущен стандартный член цветового взаимодействия с глюонами, поскольку в данном разделе нас интересует только структура электрослабого взаимодействия.

В результате вакуумного сдвига в хиггсовском дублете  $\phi$  в юкавских членах  $L'_{YD}$  появляются массовые формы кварковых полей  $d'_i$  и  $u'_\alpha$ ; приведем



их наиболее общий вид [114]:

$$M(q) = \bar{d}'_L M(d) d'_R + \bar{u}'_L M(u) u'_R + \text{h.c.}, \quad (3.3)$$

где  $d'_a = (d', s', b', D')_a$ ,  $u'_a = (u', c', t')_a$  — кварковые поля в базе слабого взаимодействия,  $a = L, R$ ;  $M(d)$ ,  $M(u)$  — массовые матрицы. Диагонализация квадратичной формы (3.3) в общем случае проводится с использованием различных унитарных матриц для различных киральных составляющих кварковых полей:

$$d'_a = U_a(d) d_a, \quad u'_a = U_a(u) u_a, \quad a = L, R, \quad (3.4)$$

где  $d_a = (d, s, b, D)_a$ ,  $u_a = (u, c, t)_a$ ;  $U_a(d)$ ,  $U_a(u)$  — унитарные матрицы с размерностью  $4 \times 4$  и  $3 \times 3$  соответственно. В (3.4) поля  $d_a$ ,  $u_a$  описывают нижние и верхние кварки, имеющие токовые массы. Так как верхние кварки не смешиваются с синглетным кварком, то массовая и диагоналирующая матрицы для них те же, что и в СМ. Структуру диагоналирующей матрицы нижних кварков  $U_a(d)$  можно представить в виде

$$U_a(d) = \left( \begin{array}{c|c} U_{\alpha\beta} & \gamma_\alpha \\ \delta_\beta & u_{44} \end{array} \right)_a; \quad a = L, R; \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (3.5)$$

Здесь  $\alpha, \beta$  — индексы ароматов,  $\gamma_\alpha$ ,  $\delta_\beta$  — малые параметры, характеризующие малые, допустимые экспериментом величины смешивания  $D$ -кварка с обычными  $d$ -,  $s$ -,  $b$ -кварками. Величина  $|u_{44}| \approx 1$  с точностью до членов второго порядка по малым параметрам  $\gamma_\alpha^2$  и  $\delta_\beta^2$ , что следует из унитарности  $U_a(d)$ . При этом  $(3 \times 3)$ -матрица  $U_{\alpha\beta}$  с той же точностью примерно совпадает со стандартной диагоналирующей матрицей, т.е. с соответствующей матрицей в рамках СМ.

Рассмотрим структуру слабых токов в базе токовых кварков  $u_\alpha = u, c, t$  и  $d_i = d, s, b, D$ . Структура заряженного тока определяется  $(3 \times 4)$ -матрицей  $V$ :

$$J_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} g \bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu V_{\alpha i} d_{Li}, \quad \alpha = 1, 2, 3; \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (3.6)$$

В (3.6) матрица  $V_{\alpha i} = \sum_\beta (U_L^*(u))_{\beta\alpha} (U_L(d))_{\beta i}$ , т.е. как сама  $V$ , так и ее блок  $V_{\alpha\beta}$  не унитарны, как в модели Кобаяши–Маскавы, однако отличие  $V_{\alpha\beta}$  от  $(U_{KM})_{\alpha\beta}$  порядка малых параметров  $\gamma_\alpha$  и  $\delta_\beta$  в (3.5). Кроме того, элементы  $V_{\alpha 4} \sim \gamma_\alpha$ , т.е. заряженные переходы вида  $D \rightarrow u_\alpha$  подавлены величиной углов смешивания  $D$ -кварка с обычными, что, естественно, сказывается на распадных свойствах  $D$  и его времени жизни.

Нейтральный ток можно представить в виде двух слагаемых:

$$J_\mu = J_\mu^{\text{st}} + \Delta J_\mu, \quad (3.7)$$

где  $J_\mu^{\text{st}}$  — стандартный нейтральный ток с включением диагональных членов вида  $\bar{D}_a \gamma_\mu D_a$ , а  $\Delta J_\mu$  — недиагональная добавка, обусловленная синглетным кварком и описывающая НТИА на древесном уровне:

$$\Delta J_\mu = g_{ik} \bar{d}_{Li} \gamma_\mu d_{Lk}. \quad (3.8)$$

В (3.8) недиагональные константы связи  $g_{ik}$  определяются выражениями

$$g_{ik} = \frac{1}{2} g_z (U_L)_{4i}^* (U_L)_{4k}, \quad g_z = \frac{g}{\cos \theta_W}, \quad (U_L) \equiv U_L(d). \quad (3.9)$$

Из (3.8), (3.9) и (3.5) следует, что переходы вида  $d_\alpha \rightarrow d_\beta$  и  $D \rightarrow d_\alpha$  при малых углах смешивания подавлены, соответственно, квадратично и линейно по малому параметру  $\delta$ , а неподавленная добавка

$$\frac{1}{2} g_z |(U_L)_{44}|^2 \bar{D}_L \gamma^\mu D_L \approx \frac{1}{2} g_z \bar{D}_L \gamma^\mu D_L$$

приводит к резкому отличию  $V-A$ -структуры вершины  $Z_\mu \bar{D} \gamma^\mu (c_V + \gamma_5 c_A) D$  от стандартной вершины  $Z_\mu \bar{d} \gamma^\mu (c_V^{\text{st}} + \gamma_5 c_A^{\text{st}}) d$ :

$$\begin{aligned} c_V^{\text{st}} &= \frac{1}{4} \left( -1 + \frac{4}{3} \cos^2 \theta_W \right), & c_A^{\text{st}} &= \frac{1}{4}; \\ c_V &\approx \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W, & c_A &\sim \delta^2. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Отличие в структуре вершин может быть зарегистрировано в эксперименте по измерению асимметрии вперед-назад при рождении пар  $\bar{D}D$ .

Рассмотрим теперь лагранжиан модели с верхним синглетным кварком  $U$ . По аналогии с (3.2) его можно записать в виде

$$L = L_{\text{SM}} + L'_{0U} + L'_{YU}, \quad (3.11)$$

где  $L_{\text{SM}}$  — лагранжиан СМ;

$$L'_{0U} = i \bar{U}'_L \hat{D} U'_L + i \bar{U}'_R \hat{D} U'_R + \mu_U \bar{U}'_L U'_R + \mu_\alpha \bar{U}'_L u'_{R\alpha} + \text{h.c.};$$

$$L'_{YU} = \lambda_\alpha \bar{q}'_{L\alpha} \phi^c U'_R + \text{h.c.}; \quad \alpha = 1, 2, 3; \quad \phi^c = -i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} -\phi^0 \\ \phi^- \end{pmatrix}.$$

Отличие (3.11) от (3.2) заключается только в использовании сопряженного дублета  $\phi^c$  хиггсовских полей и другой величины гиперзаряда  $Y$  в удлиненной производной  $\hat{D}$ , которая соответствует электрическому заряду  $Q = 2/3$ . После вакуумного сдвига возникают массовые формы кварковых полей (3.3), но теперь  $d'_a = (d', s', b')_a$ ,  $u'_a = (u', c', t', U')_a$ , а  $M(d)$  и  $M(u)$  — эрмитовские  $(3 \times 3)$ - и  $(4 \times 4)$ -матрицы соответственно. Структура

диагонализующей матрицы  $U_a(u)$  та же, что и в (3.5), где  $\gamma_\alpha$  и  $\delta_\beta$  — малые параметры.

Структура заряженного тока определяется  $(4 \times 3)$ -матрицей  $V$ :

$$J^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} g \bar{u}_{Li} \gamma^\mu V_{i\alpha} d_{L\alpha}; \quad \alpha = 1, 2, 3; \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (3.12)$$

Матрица  $V$  в (3.12) не унитарна, как и ее блок  $V_{\alpha\beta}$ , причем отличие  $V_{\alpha\beta}$  от  $(V_{\text{КМ}})_{\alpha\beta}$  порядка малых параметров  $\gamma_\alpha$  и  $\delta_\beta$ . Того же порядка элементы  $V_{4\alpha}$ , т.е. переходы вида  $U \rightarrow d_\alpha$  подавлены.

Нейтральный ток можно представить в виде двух слагаемых:

$$J_\mu = J_\mu^{\text{st}} + \Delta J_\mu, \quad (3.13)$$

где  $J_\mu^{\text{st}}$  — стандартный нейтральный ток с включением диагональных членов вида  $\bar{U}_a \gamma_\mu U_a$ ,  $a = L, R$ . Недиагональная добавка  $\Delta J_\mu$  определяется выражением

$$\Delta J_\mu = g_{ik} \bar{u}_{Li} \gamma_\mu u_{Lk}, \quad (3.14)$$

где

$$g_{ik} = -\frac{1}{2} g_z (U_L)_{4i}^* (U_L)_{4k}, \quad (U_L)_{4k} \equiv (U_L(u))_{4k}. \quad (3.15)$$

Нейтральные переходы с изменением аромата  $u_\alpha \rightarrow u_\beta$  и  $U \rightarrow u_\alpha$  подавлены квадратично и линейно по малому параметру, а добавка  $-\frac{1}{2} g_z \bar{U}_L \gamma^\mu U_L$  в (3.14) к диагональной составляющей в  $J_\mu^{\text{st}}$  приводит к отличию вершины  $g_z Z_\mu \bar{U}_L (c_V + \gamma_5 c_A) U_L$  от стандартной:

$$\begin{aligned} c_V^{\text{st}} &= \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \right), & c_A^{\text{st}} &= -\frac{1}{4}; \\ c_V &\approx -\frac{2}{3} \sin^2 2\theta_W, & c_A &\sim \delta^2. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Отметим также, что электромагнитное и хромодинамическое взаимодействия верхнего синглетного кварка такие же, как и у обычных кварков.

**3.4. Обобщенная матрица смешивания.** В модели с синглетным кварком матрица смешивания имеет тот же статус, что и в СМ, однако ее структура уже другая — она не унитарная и не квадратная. В феноменологическом подходе определения этой матрицы так же, как и в СМ, возникает задача выбора удобной параметризации. Сформулируем эту задачу следующим образом: на основе имеющейся экспериментальной информации об элементах матрицы  $V$  в (3.6) или (3.12) и величин смешивания синглетного кварка с обычными

восстановить структуру заряженных и нейтральных токов наиболее полным образом. Здесь имеется в виду, что эксперимент дает информацию только по некоторой части элементов, и надо, выбрав удобную параметризацию, определить остальную часть. Для выполнения этой задачи и анализа структуры токов с наиболее общих позиций удобно объединить матрицу  $V(3 \times 4)$  в (3.6) и элементы  $U_{4k}(d_L)$  в одну матрицу  $U(4 \times 4)$ , верхние три строки которой составляет матрица  $V(3 \times 4)$ , а четвертая строка определяется согласно равенству  $U_{4k} = U_{4k}(d_L)$  [98]. Не имея конкретной информации о массовых формах кварков, мы не можем определить диагонализующие их матрицы  $U_a(q)$ , т.е. в конечном счете структуры токов. Однако мы можем учесть некоторые свойства объединяющей эти структуры матрицы  $U(4 \times 4)$  и, наложив соответствующие условия, свести к минимуму количество свободных параметров. Легко показать, что  $U(4 \times 4)$  — унитарная матрица. Действительно, по определению матрица  $U(4 \times 4)$  имеет структуру

$$U(4 \times 4) = \left( \begin{array}{c} V_{\alpha i} \\ U_{4i}(d_L) \end{array} \right), \quad (3.17)$$

где  $V_{\alpha i} = (U^+(u_L) \cdot U(d_L))_{\alpha i}$ , причем  $U(u_L)$  — матрица  $(3 \times 3)$ , а  $U(d_L)$  — матрица  $(4 \times 4)$ . С учетом этого  $U(4 \times 4)$  может быть представлена в виде произведения двух  $(4 \times 4)$ -матриц  $U'(u_L) \cdot U(d_L)$ , где

$$U'(u_L) = \left( \begin{array}{c|c} U^+(u_L) & 0 \\ \hline 0 & 1 \end{array} \right).$$

Принимая во внимание унитарность диагонализующей матрицы верхних кварков  $U(u_L)$ , можно проверить, что  $(U'(u_L))^+ U'(u_L) = 1$ , т.е.  $U'(u_L)$  — унитарная матрица. Так как, в свою очередь, диагонализующая матрица нижних кварков  $U(d_L)$  тоже унитарна, то отсюда следует и унитарность  $U = U'(u_L) \cdot U(d_L)$  как произведения двух унитарных матриц одного ранга. Таким образом, при анализе структуры токов мы можем, как и в СМ, использовать унитарность матрицы  $U(4 \times 4)$ . В отличие от СМ, эта матрица теперь описывает не только заряженные токи, но и недиагональную составляющую нейтральных токов, обусловленную смешиванием синглетного кварка с обычными, поэтому далее мы будем называть ее обобщенной матрицей смешивания.

По аналогии можно построить унитарную  $(4 \times 4)$ -матрицу смешивания и в модели с верхним синглетным кварком. Специфика этого случая состоит в том, что ее структура определяется не согласно (3.17), а формулой

$$U(4 \times 4) = (V_{i\alpha} | U_{4i}^*(u_L)), \quad (3.18)$$

т.е. первые три столбца составляют матрицу  $V$ , а последний, четвертый столбец описывает недиагональные составляющие нейтрального тока (3.15).

Легко проверить, что

$$U(4 \times 4) = (U(u_L))^+ U'(d_L), \quad U'(d_L) = \left( \begin{array}{c|c} U^+(d_L) & 0 \\ \hline 0 & 1 \end{array} \right), \quad (3.19)$$

откуда по аналогии с предыдущим случаем доказывается унитарность  $U(4 \times 4)$ .

Таким образом, при анализе структур заряженного и нейтрального токов в моделях с нижним или верхним синглетным кварком можно использовать условие унитарности обобщенной матрицы смешивания. Кроме того, т.к. матрица  $U$  находится в «обкладках» кварковых полей  $\bar{q}Uq$ , то для уменьшения количества свободных параметров можно воспользоваться свободой выбора фаз кварковых полей, т.е. фазовой инвариантностью кварковых форм. Параметризация матриц, входящих в структуры вида (3.6), рассмотрена в работе [126], и эту информацию мы используем при выборе параметризации  $U \equiv U(4 \times 4)$ . В работе [98] проведен анализ параметризации обобщенной матрицы смешивания  $U$  и показано, что она может быть задана девятью параметрами, из которых шесть угловых  $\delta_k$  и три фазовых  $\varphi_\alpha$ :

$$U = \begin{pmatrix} a_1 & \delta_1 & \delta_2 e^{-i\varphi_1} & \delta_3 e^{-i\varphi_2} \\ r_1 e^{i\alpha_1} & a_2 & \delta_4 & \delta_5 e^{-i\varphi_3} \\ r_2 e^{i\alpha_2} & r_3 e^{i\alpha_3} & a_3 & \delta_6 \\ r_4 e^{i\alpha_4} & r_5 e^{i\alpha_5} & r_6 e^{i\alpha_6} & a_4 \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

В (3.20) переменные  $a_1 - a_4$ ,  $r_1 - r_6$  и  $\alpha_1 - \alpha_6$  определяются как функции свободных параметров  $\delta_1 - \delta_6$  и  $\varphi_1 - \varphi_3$  с использованием свойств унитарности  $U$ . Процесс определения элементов матрицы через ее входные (свободные) параметры обычно называется в литературе реконструкцией матрицы.

В СМ для описания матрицы КМ, т.е.  $U_{KM}(3 \times 3)$ , в основном применяют два способа параметризации — метод эйлеровских углов и  $\lambda$ -параметризацию. В первом способе используются три угла смешивания кварковых поколений и одна фазовая переменная. Во втором способе вводится малый параметр  $\lambda$ , характеризующий феноменологическую иерархию величин смешивания различных поколений, и три подгоночных параметра. Широко употребляемыми примерами таких способов являются параметризация Кобаяши–Маскавы [127] и параметризация Вольфенштейна [128] соответственно. Отметим, что в последнее время используется также экспоненциальная параметризация [129] и метод унитарных треугольников [130, 131].

Для реконструкции матрицы смешивания (3.20) удобно использовать  $\lambda$ -параметризацию. С одной стороны, наличие малого параметра в матрице упрощает процесс выражения элементов матрицы через входные параметры, а с другой — использование  $\lambda$ -параметра позволяет естественным образом сохранить стандартную структуру  $(3 \times 3)$  блока  $U_{\alpha\beta}$ . Кроме того, запись элементов  $(4 \times 4)$ -матрицы в виде эйлеровских углов довольно громоздка. Так как

$(3 \times 3)$ -минор  $U_{\alpha\beta}$  обобщенной матрицы смешивания приближенно должен совпадать со стандартной матрицей КМ, то соответствующие ему входные параметры определяются по аналогии с параметризацией Вольфенштейна:

$$\delta_1 = \lambda, \quad \delta_2 = A_1 \lambda^3, \quad \delta_4 = A_2 \lambda^2, \quad \text{где } \lambda \approx 0,22, \quad A_\alpha \sim 1. \quad (3.21)$$

В (3.21) мы не используем более точное значение  $\lambda$ , которое иногда употребляется в последнее время, т.к. в нашем случае точное определение  $\lambda$  отличается от стандартного и связано с процедурой фитирования элементов матрицы (3.20). Параметры  $\delta_3$ ,  $\delta_5$  и  $\delta_6$  характеризуют величину смешивания синглетного кварка с обычными. Это смешивание может и не содержать в себе иерархии вида  $\lambda : \lambda^2 : \lambda^3$ , как в (3.21), т.е. в стандартной части, однако во избежание введения нового и неизвестного малого параметра в остальной части матрицы будет использоваться также параметр  $\lambda$ . Физическое оправдание такому приему можно найти в предположении о «seesaw»-механизме смешивания, когда угол смешивания легкого и тяжелого состояний  $\theta_\alpha \sim \sqrt{m_\alpha/m_D}$ . В этом случае отношения углов смешивания  $b$ -,  $s$ - и  $d$ -кварков с  $D$ -кварком должны составлять пропорцию

$$1 : \frac{\theta_s}{\theta_b} : \frac{\theta_d}{\theta_b} = 1 : \sqrt{\frac{m_s}{m_b}} : \sqrt{\frac{m_d}{m_b}}. \quad (3.22)$$

Подстановка в (3.22) средних значений масс токовых кварков  $m_d = 6$  МэВ,  $m_s = 120$  МэВ,  $m_b = 4200$  МэВ [23] дает иерархию  $1 : \lambda : \lambda^2$ :

$$1 : \sqrt{\frac{m_s}{m_b}} : \sqrt{\frac{m_d}{m_b}} \approx 1 : \lambda : \lambda^2. \quad (3.23)$$

Реальная точность соотношений (3.23), конечно, ниже, т.к. в определении токовых масс кварков есть существенный произвол, т.е. конкретное совпадение цифр в (3.23) носит в какой-то степени случайный характер. Однако наличие иерархии в соотношении (3.22), по-видимому, не случайно. Приведем результат реконструкции обобщенной матрицы смешивания (3.20) с использованием  $\lambda$ -параметризации в физически важном случае, когда при смешивании тяжелого синглетного кварка с обычными имеет место иерархия (3.23). В этом случае задание входных параметров (3.21) дополняется выбором

$$\delta_3 = A_3 \lambda^3, \quad \delta_5 = A_4 \lambda^2, \quad \delta_6 = A_5 \lambda. \quad (3.24)$$

Согласно (3.23) получаем  $A_3 \approx A_4 \approx A_5$ , и можно использовать единый параметр  $A$ . Однако мы представим общий случай. Результаты расчета с

точностью до  $\lambda^3$  включительно имеют вид

$$U = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A_1 \lambda^3 e^{-i\varphi_1} & A_3 \lambda^3 e^{-i\varphi_2} \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A_2 \lambda^2 & A_4 \lambda^2 e^{-i\varphi_3} \\ \lambda^3(A_2 - A_1 e^{i\varphi_1}) & -\lambda^2(A_2 + A_4 A_5 \lambda e^{i\varphi_3}) & 1 - A_5^2 \lambda^2/2 & A_5 \lambda \\ \lambda^3(A_4 e^{i\varphi_3} - A_3 e^{i\varphi_2}) & -\lambda^2(A_4 e^{i\varphi_3} - \lambda A_2 A_5) & -\lambda A_5 & 1 - A_5^2 \lambda^2/2 \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Матрица смешивания (3.25) получена и использована для расчетов в [98], а фиксирование параметров  $A_i$  и  $\varphi_\alpha$  из эксперимента было проведено в [115].

**3.5. Эффективные вершины в модели с синглетным кварком.** Полный расчет процессов с участием НТИА предполагает учет интерференции петлевых вкладов СМ и вкладов, обусловленных синглетным кварком. В п. 2.2 были рассмотрены эффективные НТИА-вершины  $Vq_i\bar{q}_j$ ,  $V = \gamma, Z, G$  в СМ. Здесь мы получим эффективные вершины  $\gamma q_i q_j$  и  $G q_i q_j$  в модели с синглетным кварком. На древесном уровне эти величины отсутствуют, а при однопетлевом расчете эффективных вершин необходимо учитывать дополнительные диаграммы (рис. 7).

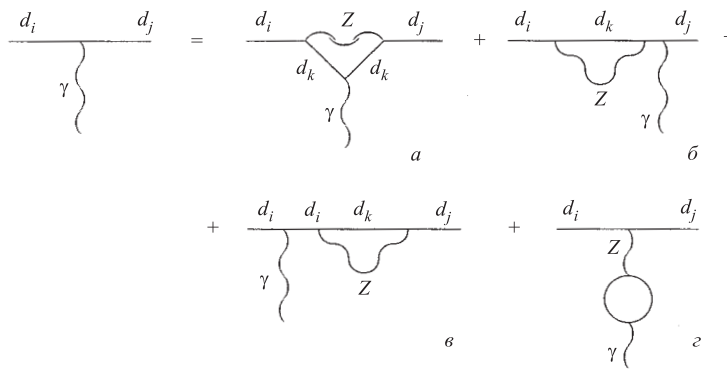


Рис. 7. Эффективная вершина  $\gamma d_i d_j$  в модели с синглетным кварком

Дополнительные диаграммы на рис. 7 порождаются недиагональной вершиной  $Z d_i d_k$  на древесном уровне. Аналогично выглядят дополнительные вклады и в вершину  $G d_i d_j$ . Вершина  $Z d_i d_j$  в модели с синглетным кварком имеет более сложную структуру даже в однопетлевом приближении. В этом случае, однако, можно сделать качественный вывод о доминантности древесной вершины  $Z d_i d_k$  над петлевыми, порожденными этой древесной вершиной.

Расчет выражений для эффективных вершин на рис. 7 проведен в [17]. Там же отмечено, что два вида диаграмм, не указанных на рис. 7, дают нулевой

вклад из-за фермионного «головастика» (tad-pole), а диаграмма (2) дает нулевой вклад на массовой поверхности. Таким образом, дополнительные вклады на массовой поверхности вносят диаграммы (a–e). Соответствующие им полные выражения громоздки и приведены в [17]. Рассмотрим аппроксимационные выражения для вершин как функций малых параметров  $\beta_{i,j} = m_{i,j}^2/m_W^2$ , где  $m_{i,j}$  — массы внешних кварков.

Первое приближение для суммы  $\Gamma^\mu = \Gamma_a^\mu + \Gamma_{\sigma+\nu}^\mu$  на массовой поверхности, как и в СМ, равно нулю, а второе имеет вид

$$\Gamma^\mu(\beta) = \frac{eg^2 A_{ij}^D}{9 \cdot 2^8 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} \left( \sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L \right) \left[ A(x_D) - (1+v)A(0) \right], \quad (3.26)$$

где  $1+v = 2 - 4 \sin^2 \theta_W/3$ ,

$$A(x_D) = \frac{8 - 30x_D + 9x_D^2 - 5x_D^3}{(x_D - 1)^3} + \frac{18x_D^2}{(x_D - 1)^4} \ln x_D,$$

$$A(0) \approx -8, \quad A(x_D) \approx -5 \quad \text{при } x_D = m_D^2/m_W^2 \gg 1 \quad (m_D \geq 500 \text{ ГэВ}).$$

Таким образом, вклад синглетного кварка через дополнительные диаграммы рис. 7 определяется параметрами  $A_{ij}^D = U_{Dj}^* U_{Di}$ , т.е. величиной смешивания  $D$ -кварка с  $d_i$  и  $d_j$ .

При суммировании по аромату всех вкладов, как тех, что фигурируют в СМ, так и дополнительных, необходимо учитывать, что обычный ГИМ-механизм теперь не работает, т.е. не зависящие от  $x_k$  члены опускать нельзя, т.к.  $(3 \times 3)$ -подматрица смешивания, как часть обобщенной  $(4 \times 4)$ -матрицы, в модели с синглетным кварком не унитарна. С учетом этого для полной  $d_i d_j \gamma$ -вершины, т.е. для суммы  $\Gamma_\gamma^\mu(\beta)$  в СМ (2.5) и  $\Gamma_\gamma^\mu(\beta)$ , представленной (3.26), имеем

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma^\mu(\beta) \approx & \frac{eg^2}{9 \cdot 2^7 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} \left( \sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L \right) \times \\ & \times \left[ A_\gamma^W(x_k) A_{ij}^k + \frac{A_{ij}^D}{2} \{ A_\gamma^Z(x_D) - (1+v)A_\gamma^Z(0) \} \right], \end{aligned} \quad (3.27)$$

где  $A_\gamma^W$  и  $A_\gamma^Z$  определяют вклад СМ и дополнительный вклад соответственно; они определены в (2.6) и (3.26). Записав  $A_\gamma^W(x_k) = A_\gamma^W(0) + \bar{A}_\gamma^W(x_k)$ , где  $\bar{A}_\gamma^W(x_k)$  определена в (2.6), и используя унитарность  $(4 \times 4)$ -матрицы  $U_{ik}$ :



$$\sum_{k=1}^3 A_{ij}^k \equiv \sum_{k=1}^3 U_{kj}^* U_{ki} = -U_{Dj}^* U_{Di} = -A_{ij}^D, \quad (3.28)$$

получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_\gamma^\mu(\beta) \approx & \frac{eg^2}{9 \cdot 2^7 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} \left( \sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L \right) \left\{ A_{ij}^k \bar{A}_\gamma^W(x_k) + \right. \\ & \left. + A_{ij}^D \left[ -A_\gamma^W(0) + \frac{1}{2} A_\gamma^Z(x_D) - \frac{1}{2} (1+v) A_\gamma^Z(0) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Поскольку  $A_\gamma^W(0) = 46$ ,  $A_\gamma^Z(x_D) \approx -5$ ,  $A_\gamma^Z(0) = -8$ , то из (3.29) следует, что доминирующий вклад синглетного кварка обусловлен неунитарностью  $(3 \times 3)$ -подматрицы смешивания  $U$ .

Глюонная вершина получается из (3.26) заменой  $-e/3 \rightarrow (g_s/2)\lambda_n$ . Полная вершина как сумма вкладов СМ и модели с СК имеет вид

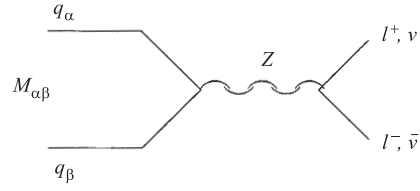
$$\begin{aligned} \Gamma_G^\mu(\beta) \approx & \frac{g_s g^2}{3 \cdot 2^8 \pi^2} \frac{i\sigma^{\mu\nu} k_\nu}{m_W} \left( \sqrt{\beta_i} R + \sqrt{\beta_j} L \right) \left\{ \bar{A}_G^W(x_k) A_{ij}^k + \right. \\ & \left. + A_{ij}^D \left[ -A_G^W(0) - \frac{1}{2} A_G^Z(x_D) + \frac{1}{2} (1+v) A_G^Z(0) \right] \right\} \lambda_n, \end{aligned} \quad (3.30)$$

где  $A_G^W(0) = -A_G^W(0) = 8$ ,  $A_G^Z(x_h) = A_\gamma^Z(x_h) \approx -5$  при  $x_D \gg 1$ . Таким образом, для глюонной вершины все вклады синглетного кварка оказываются одного порядка. Выражения (3.29) и (3.30) совпадают с результатом в [132] в «стандартной» части, т.е. определяемой  $W$ -вкладом, но  $Z$ -вклады отличаются (заметим, что в работе [132] проводятся численные оценки  $Z$ -вкладов, основанные на качественных аргументах).

#### 4. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ СИНГЛЕТНОГО КВАРКА

**4.1. Ограничения на углы смешивания синглетного кварка с обычными.** В разд. 3 описан генезис НТИА на древесном уровне, причем вершина имеет вид  $g_{ik} \bar{q}_{iL} \gamma^\mu q_{kL}$ . Интенсивность соответствующих редких процессов зависит от величин углов смешивания синглетного кварка с обычными, т.е.  $g_{ik} \sim U_{Di}^* U_{Dk}$ , и в силу чувствительности редких переходов к величинам  $U_{Dk}$  или  $U_{Uk}$  необходимость получения информации об этих параметрах из экспериментальных данных очевидна. Ниже мы оценим значения параметров смешивания из данных по редким распадам и смешиванию в мезонных системах.

На рис. 8 приведена диаграмма, описывающая редкий лептонный распад нейтрального мезона  $M_{\alpha\beta}^0$  с кварковым составом  $q_\alpha\bar{q}_\beta$  на древесном уровне.



Для получения верхних границ на параметры смешивания обычно ограничиваются только древесным вкладом в предположении его доминирования. Такой анализ лептонных распадов различных мезонов проводился в работах [79, 81, 97, 125]. Совместный учет петлевых вкладов СМ и древесных в модели с синглетным кварком рассмотрен в [115, 125].

Рис. 8. Лептонный редкий распад  $M_{\alpha\beta}^0 \rightarrow l^+l^-$

Физическими состояниями нейтральной системы с кварковым составом  $q_\alpha\bar{q}_\beta$  являются коротко- и долгоживущие компоненты  $M_{S,L}^0(\alpha\beta) \approx (M^0(\alpha\beta) \pm \bar{M}^0(\alpha\beta))/\sqrt{2}$ . Ширина лептонного распада этих компонент в модели с СК определяется выражением

$$\Gamma(M_{S,L}^0(\alpha\beta) \rightarrow l^+l^-) = \frac{G_F^2 f_M^2}{16\pi} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{\alpha\beta} \pm A_{\alpha\beta}^*) \right|^2 m_M m_l^2 \left( 1 - 4 \frac{m_l^2}{m_M^2} \right)^{1/2}, \quad (4.1)$$

где  $f_M$  — константа распада  $M$ ,  $A_{\alpha\beta} = U_{4\alpha}^* U_{4\beta}$  для мезонов, составленных из нижних кварков и  $A_{\alpha\beta} = U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4}$  для мезонов из верхних кварков.

В расчетах часто используется известный прием, позволяющий избежать больших возможных погрешностей, порождаемых определением констант распада, а именно: выражение нормируется на ширину доминирующего лептонного канала:

$$\frac{Br(M_{S,L}^0 \rightarrow l^+l^-)}{Br(M^+ \rightarrow l^+\nu_e)} \approx \frac{\tau(M_{S,L}(\alpha\beta))}{\tau(M^+(\alpha\beta)) |U_{\alpha\beta}|^2} (\text{Re}(\text{Im})(A_{\alpha\beta}))^2 \frac{(1 - 4m_l^2/m_{M^0}^2)^{1/2}}{(1 - m_l^2/m_{M^+}^2)^2}. \quad (4.2)$$

Здесь  $U_{\alpha\beta}$  — элемент матрицы смешивания, соответствующий переходу  $d_\alpha \rightarrow u_\beta$ ,  $\text{Re}(\text{Im})(A_{\alpha\beta})$  — реальная или мнимая часть  $A_{\alpha\beta}$ ,  $\tau(M)$  — время жизни мезона  $M$ .

При рассмотрении конкретного распада  $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$  амплитуда распада  $A_{\text{tot}}$  может быть представлена в виде суммы (см. п. 2.3.1):

$$A_{\text{tot}} = A^I + A_{\text{LD}}^R + A_{\text{SD}}^R, \quad (4.3)$$

где  $A^I$  — мнимая часть  $A_{\text{tot}}$ , обусловленная вкладом промежуточного двухфотонного состояния,  $A_{\text{LD}}^R$  — реальная часть  $A_{\text{tot}}$ , связанная с эффектами

больших (малых) расстояний. Вклад диаграммы, приведенной на рис. 8, определяет величину  $A_{SD}^R$  и используется для оценки верхней границы углов смешивания. В работе [27] с использованием экспериментального значения [23]  $Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{exp}} = (7,15 \pm 0,16) \cdot 10^{-9}$  и теоретических оценок вкладов  $A_{LD}^I$  и  $A_{LD}^R$  найдено ограничение

$$Br(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-)_{SD} < 2,8 \cdot 10^{-9}. \quad (4.4)$$

Учитывая, что распад  $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$  происходит без  $CP$ -нарушения (то есть распадается  $K_2$ -компонента  $K_L$ , имеющая  $CP = -1$ ,  $(CP|K^0) = |\bar{K}^0)$ ,  $K_L \approx K_2$ ), из формулы (4.2) с учетом (4.4) находим ограничение

$$|\text{Im } A_{ds}| < 0,7 \cdot 10^{-5}, \quad A_{ds} = U_{Dd}^* U_{Ds}. \quad (4.5)$$

В этом случае предполагается, что доминирующий вклад в  $A_{SD}^R$  дается диаграммой рис. 8 и  $|A_{SD}^R| \sim |\text{Im } A_{ds}|$ .

В распадах  $D^0$ - и  $B^0$ -мезонов  $L$ - и  $S$ -компоненты не разделены, так что в (4.1) фигурирует величина  $|A_{d\beta}|^2$ , которая и подставляется в формулу вместо  $2|\text{Re } A_{d\beta}|^2$  или  $2|\text{Im } A_{d\beta}|^2$ . Из эксперимента известны ограничения [23]:

$$Br(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{exp}} < 4,1 \cdot 10^{-6}, \quad Br(B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{exp}} < 6,8 \cdot 10^{-7}, \quad (4.6)$$

откуда в предположении доминирования древесного SD-вклада следуют ограничения:

$$|A_{uc}| = |U_{uU}^*| |U_{cU}| \leq 5 \cdot 10^{-2}, \\ |A_{db}| = |U_{Dd}^*| |U_{Db}| \leq 7 \cdot 10^{-3}.$$

При выводе этих неравенств не учитываются дополнительные LD-вклады, а также КХД-поправки, поэтому в результате мы получаем лишь грубые оценки сверху.

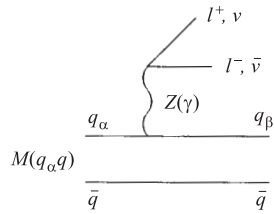


Рис. 9. Полулептонный редкий распад  $M(q_\alpha q) \rightarrow M(q_\beta q) l^+ l^-$ ,  $(\nu \bar{\nu})$  в модели с СК

Полулептонный распад в модели с синглетным кварком изображен диаграммой на рис. 9.

Напомним, что амплитуды редких полулептонных распадов  $K_{L,S}^0$ -мезонов содержат заметные LD- и КХД-вклады. Кроме того, экспериментальные ограничения для ширины этих распадов довольно слабые, так что для дальнейших оценок удобнее пользоваться экспериментальными данными по распадам  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ . Используя центральное экспериментальное значение (2.17) и теоретическую оценку, полученную в СМ (2.18), можно выделить величину

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \approx 0,68 \cdot 10^{-10}$$

и отнести ее на счет древесного вклада, обусловленного синглетным кварком. Нормируя древесный вклад на брэнчинг доминирующего канала, запишем:

$$\frac{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{Br(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)} \approx \frac{|A_{ds}|^2}{4|U_{us}|^2},$$

откуда с учетом значения  $Br(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)_{\text{exp}} = (4,82 \pm 0,06)\%$  и  $|U_{us}| \approx 0,22$  находим оценку:

$$|A_{ds}| = |U_{Dd}^*| |U_{Ds}| \approx 1,7 \cdot 10^{-5}, \quad (4.7)$$

что по порядку величины согласуется с оценкой, приведенной выше.

Обратим внимание на обстоятельство, которое, возможно, имеет принципиальное значение. Из всех НТИА-эффектов, изучаемых экспериментально, только для редкого полулептонного распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  имеются основания утверждать, что величина брэнчинга целиком формируется за счет взаимодействий на малых расстояниях. Сегодня именно этот распад характеризует возможности теории в описании редких процессов. Как уже отмечалось в п. 2.3.2, намечается некоторый конфликт между экспериментом и предсказанием СМ. В то же время расширение СМ с синглетным кварком несколько улучшает количественную интерпретацию этого распада — для этого необходимо лишь зафиксировать произведение элементов обобщенной матрицы смешивания (4.7).

В работе [84] приведены ограничения, полученные из экспериментальных данных по инклюзивному распаду  $B \rightarrow X \mu^+ \mu^-$ :

$$|A_{db}| \leq 10^{-3}, \quad |A_{sb}| \leq 10^{-3}.$$

Радиационные распады протекают только на петлевом уровне и в модели с синглетным кварком, так что соответствующие вклады малы. По этой причине редкие радиационные распады слабо чувствительны к расширению модели с включением синглетного кварка, и из их рассмотрения практически невозможно в настоящее время получить надежные ограничения на параметры смешивания.

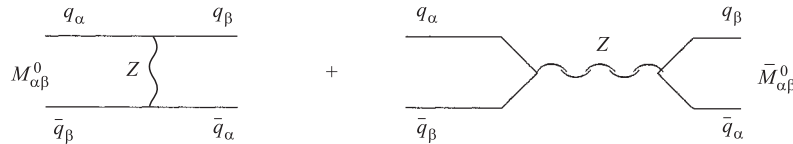


Рис. 10. Смешивание  $M^0 - \bar{M}^0$  в модели с СК

Рассмотрим теперь ограничения на углы смешивания синглетного кварка со стандартными, вытекающие из эффектов смешивания в системах нейтральных мезонов. Механизм смешивания на древесном уровне в модели с синглетным кварком иллюстрируется двумя диаграммами на рис. 10.

Величина же смешивания, характеризующаяся расщеплением масс, связана с амплитудой перехода следующим образом:  $\Delta m = 2|A(M^0 \rightarrow \bar{M}^0)|$ . Вклад древесной составляющей, т.е. диаграмм на рис. 10, имеет вид

$$\Delta m_{\alpha\beta}^{\text{tr}} = \frac{\sqrt{2}}{3} G_F f_M^2 m_M B_M \eta_M |U_{4\alpha}^* U_{4\beta}|^2, \quad (4.8)$$

где  $m_M$  — масса мезона  $M^0$ ,  $B_M$  — «bag»-фактор,  $\eta_M$  — поправочный КХД-фактор. Таким образом, древесный вклад  $\Delta m^{\text{tr}} \sim G_F$ , в то время как стандартный петлевой вклад ВД-диаграмм  $\Delta m^{\text{loop}} \sim G_F^2$ , что и приводит к чрезвычайной чувствительности смешивания к вершине  $q_\alpha q_\beta Z$ . Отметим, что расчет описанных вкладов имеет смысл на малых расстояниях.

В табл. 2 приведены значения некоторых исходных параметров и рассчитанные с их использованием ограничения на величины  $A_{\alpha\beta}$ .

**Таблица 2. Ограничения на углы смешивания СК с обычными**

$M$	$\Delta m, \hbar s^{-1}$	$f_M \sqrt{B_M}, \text{ ГэВ}$	$\eta_M$	$A_{\alpha\beta}$
$K^0$	$0,53 \cdot 10^{10}$	0,16	0,76	$< 2,6 \cdot 10^{-4}$
$B_d^0$	$0,46 \cdot 10^{12}$	0,20	0,55	$\leq 7,0 \cdot 10^{-4}$
$B_s^0$	$> 9,1 \cdot 10^{12}$	$\approx 0,20$	$\approx 0,55$	$> 3,0 \cdot 10^{-3}$
$D^0$	$< 7 \cdot 10^{10}$	$\approx 0,18$	$\approx 1,0$	$< 3,8 \cdot 10^{-4}$

Численные значения входных параметров взяты из работ [23, 84, 95, 125]. Укажем, что ограничение на  $A_{ds}$  может быть усилено с учетом возможного повышения LD-вклада в  $K^0-\bar{K}^0$ -смешивание до 50% [125]. Этот факт, а также то, что экспериментально для  $B_s^0$  и  $D^0$  имеются только ограничения, означает наличие значительных погрешностей в определении соответствующих  $A_{\alpha\beta}$ .

В [125] с использованием экспериментального значения параметра  $CP$ -нарушения  $|\epsilon_K|$  в  $K^0-\bar{K}^0$ -системе получена оценка

$$|\text{Im}(A_{ds})|^2 < 9,2 \cdot 10^{-10},$$

которая по порядку величины согласуется с полученными ранее.

Из имеющихся оценок верхних границ на углы смешивания наиболее жесткой является оценка (4.5), однако оценка (4.7) более надежна для получения информации об абсолютной величине углов смешивания. Далее будем использовать оценку по порядку величины

$$|A_{ds}| = |U_{Dd}^*| \cdot |U_{Ds}| \leq 10^{-5}.$$

Используя это ограничение, получим оценку нижнего допустимого значения массы  $D$ -кварка. В предположении «seesaw»-механизма смешивания

$$|U_{D\alpha}|^2 \sim (m_\alpha/m_D)^p, \quad p = 1 \text{ или } 2. \quad (4.9)$$

При  $p = 1$ ,  $|U_{D\alpha}|^2 \sim (m_\alpha/m_D)$  (linear seesaw) и для средних значений токовых масс кварков  $m_d \approx 10$  МэВ и  $m_s \approx 200$  МэВ находим нижнюю границу  $m_D \geq 0,5$  ТэВ.

Полагая  $p = 2$ ,  $|U_{D\alpha}|^2 \sim (m_\alpha/m_D)^2$  (quadratic seesaw), для тех же значений масс кварков получаем  $m_D \geq 20$  ГэВ, что исключается экспериментом. Поэтому вариант с  $p = 2$  в дальнейшем не рассматривается.

Отметим, что используя ограничение  $|A_{uc}| \leq 3,8 \cdot 10^{-4}$ , аналогично вышеизложенному можно оценить нижнюю границу массы верхнего синглетного кварка при  $p = 1$ :  $m_U \geq 220$  ГэВ. Таким образом, из известных данных следует очень слабое ограничение на массу верхнего синглетного кварка, что обусловлено большим (на несколько порядков) расхождением экспериментальных ограничений и теоретических сведений о величине  $\Delta m_D$ .

**4.2. Недиагональные процессы рождения синглетных и обычных кварков в  $e^+e^-$ -,  $ep$ - и  $p\bar{p}$ -реакциях.** С ростом энергии коллайдеров становится актуальным прогноз возможных путей рождения и прямой идентификации синглетного кварка или других экзотических частиц. В литературе рассмотрены процессы парного рождения  $D$ -кварка и образование тяжелого кваркония  $H = (D\bar{D})$  (см., например, [110,111]). По оценке, полученной в п. 4.1, масса  $D$ -кварка  $m_D > m_W$  и может быть  $\sim 1$  ТэВ, т.е. парное рождение  $D\bar{D}$  скорее всего возможно при энергиях  $> 1$  ТэВ. В этой ситуации представляет интерес анализ энергетически более доступного, хотя и подавленного малым углом смешивания, процесса рождения пар вида  $D\bar{d}_\alpha, \bar{D}d_\alpha$  [109].

Недиагональные процессы рождения пар вида  $d_i\bar{d}_k$  и  $\bar{d}_i d_k$ , где  $d_i = d, s, b$ , в СМ сильно подавлены, т.к. протекают на петлевом уровне. Их интенсивность сравнима с интенсивностью редких распадов, обусловленных теми же вершинами. В моделях с синглетным кварком эти процессы имеют место на древесном уровне, но подавлены малыми допустимыми углами смешивания  $D$ -кварка с обычными. В этом разделе мы получим оценки сечений недиагональных процессов рождения пар кварков  $d_i\bar{d}_k$  в  $e^+e^-$ -  $ep$ - и  $p\bar{p}$ -соударениях с использованием ограничений, полученных в п. 4.1.

Ограничения на  $U_{ki}$  необходимы для расчета сечений подпроцессов

$$\begin{aligned} a) \quad & e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow D\bar{d}_\alpha; d_\alpha\bar{d}_\beta, \\ б) \quad & ed \rightarrow Z \rightarrow eD, \\ в) \quad & eu \rightarrow W \rightarrow \nu D, \\ г) \quad & q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow Dd_\alpha. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Значения сечений подпроцессов служат основой для оценки сечений реальных процессов (см. рис. 11). На этом рисунке показаны реакции  $e^+e^- \rightarrow$

2jet,  $ep \rightarrow eF_D$ ,  $ep \rightarrow \nu F'_D$ ,  $p\bar{p} \rightarrow FF_D$ , где  $F$ ,  $F_D$  — обычный и тяжелый барионы. Струи порождаются недиагональной парой  $d_\alpha \bar{d}_\beta$  или  $D\bar{D}$ . Каждому реальному процессу на рис. 11 соответствует один из подпроцессов (4.10). Реакция (4.10,а) является симметричной, что обычно указывается в форме  $Z \rightarrow d_\alpha \bar{d}_\beta + \bar{d}_\alpha d_\beta$ .

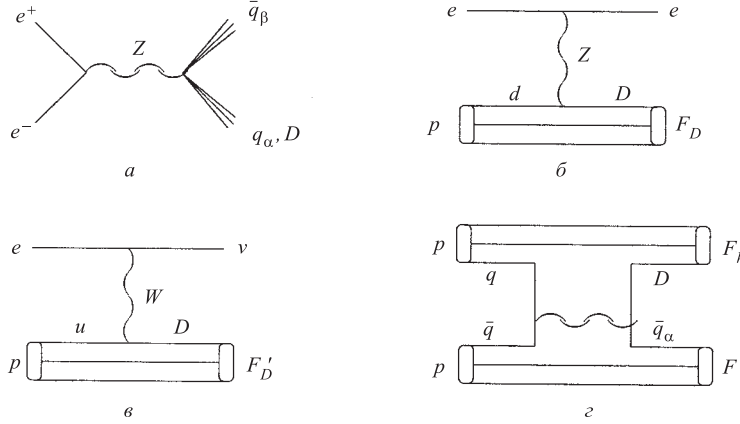


Рис. 11. Процессы недиагонального рождения  $h$ -кварка в  $e^+e^-$ ,  $ep$ - и  $p\bar{p}$ -соударениях: а)  $e^+e^- \rightarrow 2\text{jet}$ ; б)  $ep \rightarrow eF_D$ ; в)  $ep \rightarrow \nu F'_D$ ; г)  $p\bar{p} \rightarrow FF_D$

Оценка сечения подпроцесса  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow D\bar{d}_\beta, \bar{D}d_\beta$  проведена в окологороговой области рождения  $D$ -кварка, т.е. при  $\sqrt{s} \approx m_D$ , причем энергия образовавшегося легкого кварка  $E_d \approx \sqrt{s} - m_D$  удовлетворяет неравенствам  $m(d_\alpha) \ll E_d \ll \sqrt{s}$ . В этом случае основной вклад в интегральное сечение имеет вид

$$\sigma = A|U_{DD}^*U_{D\beta}|^2(1 + a_e^2)\frac{m_D}{\sqrt{s}}\left(\frac{\sqrt{s} - m_D}{s - m_Z^2}\right)^2, \quad (4.11)$$

где  $A = 3g_z^4/2^7\pi$ ,  $a_e = 1 - 4\sin^2\theta_W$ ,  $m_D \gtrsim 500$  ГэВ. Из (4.11) следует, что при  $U_{Db} = \sqrt{m_b/m_D}$  и  $m_D \sim 500$  ГэВ, т.е. при  $U_{Db} \sim 0,1$  сечение в окологороговой области  $\sim 1$  фб.

При образовании недиагональных пар обычных кварков сечение максимально при  $\sqrt{s} = m_Z$  (низкоэнергетические резонансы не учитываются). Используя в пропагаторе  $Z$ -бозона брейт-вигнеровскую аппроксимацию с учетом неравенства  $\Gamma_Z \ll m_Z$ , запишем главный вклад в сечение в виде

$$\sigma = \frac{A}{6}|U_{D\alpha}^*U_{D\beta}|^2(1 + a_e^2)s[(s - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2]^{-1}. \quad (4.12)$$

Согласно (4.12) при  $|U_{D\alpha}| \sim \sqrt{m_\alpha/m_D}$  наиболее благоприятно рождение недиагональных пар  $b\bar{s}, \bar{b}s$ . При  $\sqrt{s} = m_Z$  из (4.12) находим  $\sigma \sim 10^2$  фб, что на два порядка выше, чем сечение рождения пар  $D\bar{b}, \bar{D}b$ .

Подпроцесс для реакции  $p\bar{p} \rightarrow FF_D$  (см. рис. 11,з) изображается аналогичной  $s$ -канальной диаграммой. Соответствующее выражение для сечения  $\sigma(d\bar{d} \rightarrow s\bar{b}, \bar{s}b)$  находится из (4.11) заменой величины  $a_e \rightarrow a_d = 0,693$ , характеризующей взаимодействие  $Z$ -бозона с первичными фермионами. Подстановка  $a_d$  в (4.11), (4.12) дает результаты, аналогичные вышеописанным (количественно сечения возрастают в 1,5 раза), т.е. подавление интенсивности рождения  $D\bar{b}$ -пар на два порядка по сравнению с рождением  $b\bar{s}$ -пар.

Для  $t$ -канальных реакций  $e\bar{p} \rightarrow eF_D, \nu F'_D$  (рис. 11,б,е) главный вклад в сечение в околороговой области определяется формулой

$$\sigma \approx \frac{A}{12} |U_{DD}^* U_{Dd}|^2 (3 + 2a_e + 3a_e^2) \left[ m_D \sqrt{s} \left( 1 + \frac{m_Z^2}{m_D(\sqrt{s} - m_D)} \right) \right]^{-1}. \quad (4.13)$$

Для  $\sigma(ed \rightarrow eD)$  в районе  $\sqrt{s} \approx 500$  ГэВ находим  $\sigma \sim 0,01$  фб, т.е. сильное дополнительное подавление перехода  $d \rightarrow D$  вследствие малости величин  $U_{DD}, U_{Dd}$ , имеющих порядок  $10^{-3}$ .

Сечения подпроцесса рождения обычных кварков в  $e\bar{p}$ -соударениях описывается выражением

$$\sigma = \frac{A}{8} |U_{1D}^* U_{1\alpha}|^2 J(a, a_e)/s, \quad (4.14)$$

где

$$J(a, a_e) = \int d\theta [4(1 + a_e^2) + (1 - a_e)^2(1 - \cos\theta)^2] (a + \sin\theta)^{-2},$$

$$a = 1 + 2m_Z^2/s.$$

Простой анализ показывает, что при  $\sqrt{s} \gg m_Z$  с учетом  $a_e \ll 1$  формула (4.14) принимает вид

$$\sigma \approx \frac{A}{12m_Z^2} |U_{1D}^* U_{1\alpha}|^2. \quad (4.15)$$

При  $\sqrt{s} \ll m_Z$  находим из (4.1)

$$\sigma \approx \frac{A s}{16m_Z^4} |U_{1D}^* U_{1\alpha}|^2. \quad (4.16)$$

Таким образом, при малых энергиях сечение растет пропорционально квадрату полной энергии  $s$ , а при больших энергиях имеет место насыщение.



Оценки величин сечения дают  $\sigma \sim 10^{-6}$  фб при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ и  $\sigma \sim 10^{-3}$  фб при  $\sqrt{s} \gg m_Z$ , т.е. весьма малые значения. Для процесса  $ep \rightarrow \nu F'_D$  результаты аналогичны; следовательно,  $ep$ -соударения менее перспективны для фиксации вкладов синглетного кварка в сечения процессов недиагонального рождения пар.

Оценки, проведенные в предположении «seesaw»-механизма, показывают, что наиболее перспективными из рассмотренных процессов являются реакции с рождением пар  $D\bar{b}$ ,  $\bar{D}b$  и  $b\bar{s}$ ,  $\bar{b}s$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Рассмотрим детальнее первую из них. Несмотря на малое сечение и большой фон, рождение пар  $D\bar{b}$ ,  $\bar{D}b$  можно зафиксировать при достаточно большой светимости коллайдера благодаря уникальной сигнатуре конечных состояний. Рождение кварка  $d_\alpha$  ( $\bar{d}_\alpha$ ) с малой энергией и медленного  $D$ -кварка приводит к образованию струи с малой полной энергией  $E_\alpha$  и продуктов распада  $D$ -кварка, уносящих основную часть энергии. Основными каналами распада являются  $D \rightarrow Wu_\beta$  и  $D \rightarrow Zd_\beta$  с отношением вероятности  $Br(WX)/Br(ZX) \approx 2$ . Образовавшиеся кварки  $u_\beta$ ,  $d_\beta$  порождают высокоэнергетические (по сравнению с  $E_\alpha$ ) струи с полной энергией  $E_\beta \approx (m_D^2 - m_Z^2)/2m_D \approx m_D/2$ . Промежуточные бозоны  $W$  и  $Z$  распадаются по лептонному и адронному каналам. Последний характерен рождением обычных струй с полной энергией  $E \sim m_D/2$ , ассоциированных с диагональной  $q\bar{q}$ - или недиагональной  $\bar{u}_i d_j$ -парами. Таким образом, общая картина процесса  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow D\bar{d}_\alpha, \bar{D}d_\alpha$  выглядит следующим образом: в лептонном канале распада  $W$  и  $Z$  образуются две струи с различными полными энергиями  $E_\alpha \ll m_D$ ,  $E_\beta \sim m_D/2$  (т.е.  $E_\alpha \ll E_\beta$ ) и энергичная лептонная пара с суммарной энергией  $E_l \sim m_D/2$ ; в адронном канале распада  $W$  и  $Z$  образуются две такие же несимметричные струи и две струи, порождаемые обычной парой кварков с полной энергией  $\sim m_D/2$ . Отношение вероятностей двухструйных и четырехструйных событий с учетом распадных свойств  $D$ -кварка оценивается по формуле

$$\frac{Br(2 \text{ jet}, l_1, l_2)}{Br(4 \text{ jet})} \approx \frac{3 - 2R_H^W - R_H^Z}{2R_H^W + R_H^Z}, \quad (4.17)$$

где  $R_H^W$ ,  $R_H^Z$  — вероятности адронного канала распада  $W$ - и  $Z$ -бозонов соответственно. Подстановка экспериментальных значений  $R_H^W \approx 0,7$ ,  $R_H^Z \approx 0,7$  дает для отношения (4.17) значение, примерно равное 0,43.

Проанализируем теперь пространственную картину процесса  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow D\bar{d}_\alpha, \bar{D}d_\alpha$ . Множество первоначальных направлений оси струи  $d_\alpha$  и импульса  $D$ -кварка обладает приближенной сферической симметрией, так как нарушающий ее член в сечении мал. Интегральный эффект типа асимметрии вперед-назад заметен, однако он непосредственно не измерим вследствие быстрого распада  $D$ -кварка. С учетом этого диаграмму направлений разлета продуктов реакции удобно рассматривать при фиксированном (произвольным образом) направлении струи  $d_\alpha$  — направление  $\mathbf{p}_\alpha$  на рис. 12.

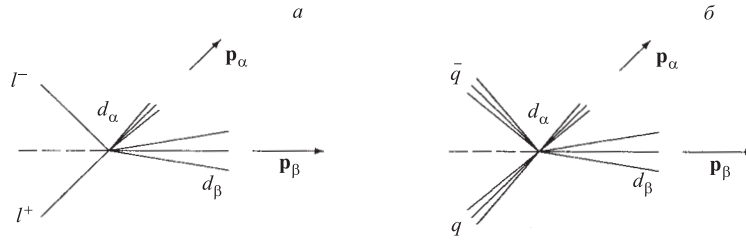


Рис. 12. Типичная пространственная картина разлета продуктов реакции  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Dd_\alpha$  для двух- (а) и четырехструйных (б) событий

Наиболее характерной особенностью недиагонального адронного рождения в  $e^+e^-$ -реакциях при  $\sqrt{s} \approx m_D$  является наличие двух струй, направленных под произвольным углом друг к другу, причем инвариантные массы этих струй сильно отличаются. Это должно проявляться в различных экспериментальных распределениях по быстротам частиц в струях. Такие несимметричные струи сопровождаются лептонной парой либо парой симметричных по энергии адронных струй с суммарной энергией  $\approx m_D/2$ . Обе пары группируются вдоль направления, противоположного импульсу высокоэнергетической струи  $\mathbf{p}_\beta$ , причем, так как  $\mathbf{p}_\alpha$  мал по сравнению с  $\mathbf{p}_\beta$ , то суммарный импульс пары примерно равен  $\mathbf{p}_\beta$ , что иллюстрируется на рис. 12.

**4.3. Свойства  $t$ -кварка в модели с верхним синглетным кварком.** Исследование свойств  $t$ -кварка может сыграть важную роль в проверке стандартной модели. Благодаря большой массе кварка в процессах с его участием могут проявиться отклонения от секвенциальности, связанные с высокоэнергетическими расширениями СМ. Особый интерес вызывает процесс недиагонального рождения  $t$ -кварка вблизи порога, обусловленный НТИА, например, в реакции  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow t\bar{c} + \bar{t}c$ . Кинематическая структура конечного состояния в этой реакции весьма характерна, так как инвариантная масса струи, порождаемой  $c$ -кварком, близка к нулю в этой энергетической области. Кроме того, в этом случае имеется уникальная возможность проверки предсказаний СМ на петлевом уровне на масштабе  $\approx 2m_W$  [133].

В модели с верхним синглетным кварком величина массы  $t$ -кварка имеет особое значение. В такой модели на древесном уровне возникают НТИА

$$L_Z = \frac{g}{2 \cos \Theta_W} U_{U\alpha}^* U_{U\beta} \bar{q}_{\alpha L} \gamma^\mu q_{\beta L} Z_\mu, \quad (4.18)$$

которые означают наличие  $U - u_\alpha$ -смешивания. Параметр  $U_{U\alpha}$ , описывающий смешивание, в предположении «seesaw»-механизма зависит от масс следующим образом:  $U_{U\alpha} \approx (m_\alpha/m_U)^{1/2}$ . В этом случае интенсивность  $tc$ -связи определяется константой  $g_{tc} \sim \sqrt{m_t m_c}/m_U$ , и на масштабе  $m_U \leq 1$  ТэВ

древесная НТИА-вершина будет доминировать по сравнению со стандартной петлевой вершиной. Помимо этого большое  $t-U$ -смешивание приведет к заметным отклонениям свойств  $t$ -кварка от стандартных. Эти факты повышают интерес к поиску сигналов верхнего синглетного кварка, особенно после начала экспериментальных программ ЛНС и «Tevatron» и обработки результатов исследований  $e^+e^-$ -процессов на LEP2.

В п. 4.1 с использованием экспериментального ограничения на величину  $\Delta m_D$  и в предположении «seesaw»-механизма была получена нижняя оценка массы верхнего синглетного кварка  $m_U \geq 220$  ГэВ; ограничения на элементы матрицы смешивания в этом случае таковы:

$$|U_{Uu}| \leq 10^{-3}, \quad |U_{Uc}| \leq 10^{-1}, \quad |U_{Ut}| \leq U_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (4.19)$$

Вышеприведенные оценки весьма приближенны, во-первых, потому, что получены с использованием не точно определенной величины  $\Delta m_D$ , во-вторых, поскольку велик разброс в массах токовых кварков. Однако из этих оценок следует, что константа взаимодействия  $g_{tc} \sim U_{Ut}^* U_{Uc} \leq 10^{-1}$ , а значит, может быть на несколько порядков выше эффективной константы связи на петлевом уровне. Отметим, что изучению феноменологии аномальной  $tc$ -связи в последнее время уделяется повышенное внимание [122, 123], а эксперимент пока дает весьма слабое ограничение [134]:

$$(Br(t \rightarrow cZ) + Br(t \rightarrow uZ))_{\text{exp}} < 0,33 \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

Ранее было показано, что  $(3 \times 3)$ -матрица КМ в модели с синглетным кварком обобщается до унитарной  $(4 \times 4)$ -матрицы, откуда в приближении малых  $U-u$ - и  $U-c$ -смешиваний следует

$$(|U_{tb}|^2 + |U_{tU}|^2)^{1/2} \approx 1, \quad (|U_{tU}|^2 + |U_{UU}|^2)^{1/2} \approx 1. \quad (4.20)$$

Отметим, что в СМ  $|U_{tb}| \approx 1$ , а в расширении с синглетным верхним кварком диапазон изменения параметров смешивания определяется величиной  $U_{Ut}$ . Экспериментальный результат [135]

$$Br(t \rightarrow bW)_{\text{exp}} = 0,87_{-0,30}^{+0,13+0,13}_{-0,11}$$

не дает дополнительной информации для ужесточения ограничений.

Основным следствием большого  $t-U$ -смешивания является значительное увеличение брэнчинга редкого (в СМ) канала распада  $t \rightarrow cZ$ :

$$\frac{Br(t \rightarrow cZ)}{Br(t \rightarrow bW)} \approx \frac{1}{2} \frac{1 - 3\alpha_Z^2 + 2\alpha_Z^3}{1 - 3\alpha_W^2 + 2\alpha_W^3} \frac{|U_{tU}^* U_{cU}|^2}{|U_{tb}|^2}. \quad (4.21)$$

В СМ на уровне петель  $Br(t \rightarrow cZ)_{\text{theor}} \sim 10^{-13}$  [136, 137] в модели с двумя хиггсовскими дублетами без дискретной симметрии  $Br(t \rightarrow cZ)_{\text{theor}} \sim 10^{-7}$  [133, 138]. В модели с верхним синглетным кварком при  $m_U < 1$  ТэВ получаем результат на несколько порядков выше:  $Br(t \rightarrow cZ)_{\text{theor}} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ . Экспериментальный предел для  $Ztc$ -связи  $k_{Ztc}^2 < 0,533$  [139], где  $k_{Ztc} = (g/2 \cos \theta_W) |U_{\bar{U}t}^* U_{Uc}|$ , дополнительной информации не содержит.

Большое  $t$ - $U$ -смешивание существенно изменяет также  $C_V - C_A$ -структуру вершин  $\bar{t}tZ$  и  $\bar{U}UZ$ . В СМ для  $\bar{t}tZ$ -вершин

$$C_V^{\text{SM}} = \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \Theta_W \right), \quad C_A^{\text{SM}} = -\frac{1}{4}, \quad (4.22)$$

а при отсутствии смешивания для вершины  $\bar{U}UZ$ :

$$C_V^0 = -\frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W, \quad C_A^0 = 0, \quad (4.23)$$

при смешивании  $U$  и  $t$ -кварков

$$\begin{aligned} \text{a) } C_V^t &= C_V^{\text{SM}} - \frac{1}{4} |U_{tU}|^2, & C_A^t &= C_A^{\text{SM}} + \frac{1}{4} |U_{tU}|^2, \\ \text{б) } C_V^U &= C_V^{\text{SM}} - \frac{1}{4} |U_{UU}|^2, & C_A^U &= C_A^{\text{SM}} + \frac{1}{4} |U_{UU}|^2. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Как видно, при большом смешивании  $U_{tU}$  отклонения величин  $C_V$  и  $C_A$  от их стандартных значений могут быть значительны, что может быть зарегистрировано в эксперименте при измерениях асимметрии вперед-назад в рождении  $t\bar{t}$ - и  $U\bar{U}$ -пар, поскольку  $A_{FB} = f(C_V, C_A)$ .

Аномально сильная  $tc$ -связь, обусловленная смешиванием  $t$  и  $c$ -кварков с синглетным кварком, может проявиться и в недиагональном рождении пар  $\bar{t}c, t\bar{c}$  в  $e^+e^-$ -,  $ep$ -,  $p\bar{p}$ -реакциях. Расчеты сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции с образованием  $\bar{t}c + t\bar{c}$  показывают, что сечение весьма мало [140]:  $\sigma_{\text{max}} \approx 1-3$  фб. Сечение рождения  $\bar{t}c + t\bar{c}$  в  $p\bar{p}$ -реакции того же порядка, а в  $ep$  — еще на несколько порядков ниже. Планируемое ранее повышение светимости LEP2 до  $500 \text{ пб}^{-1}$  оставляло заметные шансы на обнаружение таких событий, тем более, что одиночное рождение  $t$ -кварка имеет уникальную сигнатуру конечного состояния. Полученные к настоящему времени теоретические результаты подтверждают актуальность продолжения экспериментальных программ на ускорителях типа LEP2 в будущем.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное и теоретическое исследование НТИА является одним из важнейших разделов программы проверки существующей теории элементарных частиц. В процессе реализации этой программы выяснилось, что

эффекты НТИА чувствительны к расширениям СМ. В этой ситуации возникает задача систематизации возможных обобщений СМ и их проявлений в области редких процессов.

В качестве доминирующей концепции расширения СМ рассматривается так называемый суперструнный сценарий — в частности, модель суперструны в 10-мерном пространстве, которая последовательно редуцируется через  $E_6$  до группы стандартной модели  $U(1) \times SU_L(2) \times SU_c(3)$ . Необходимо подчеркнуть, что обращение к этому сценарию с неизбежностью приводит к возможности существования синглетного кварка наряду с другими нестандартными частицами. Выделенность синглетного кварка по сравнению с другими новыми частицами состоит в том, что он обладает ненулевым барионным зарядом, это заставило сформировать отдельную программу его исследования. Космологические ограничения на существование новых стабильных сильно-взаимодействующих частиц исключают предположение о стабильности СК вне зависимости от его происхождения. Практически единственным способом обеспечить распад синглетного кварка является его смешивание с обычными кварками.

Смешивание СК со стандартными приводит к перестройке структуры как заряженных, так и нейтральных токов, которая теперь рассматривается с единых позиций с использованием так называемой обобщенной матрицы смешивания. Экспериментальные проявления синглетного кварка могут быть как прямыми (высокоэнергетическими, доступными коллайдерам будущих поколений), так и косвенными (в достигнутой области энергий). Величина этих эффектов и соответствующий энергетический диапазон зависят от массы синглетного кварка и величины его смешивания со стандартными. Имеющиеся экспериментальные данные по редким процессам и теоретические оценки как в рамках СМ, так и в модели с синглетным кварком не противоречат гипотезе о существовании синглетного кварка с массой 0,5–1,0 ТэВ. В настоящий момент определенным аргументом в пользу расширения СМ путем включения в нее СК является возможность количественной интерпретации редкого полуптонного распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  в рамках расширенной модели. Более определенные выводы о статусе СК можно будет сделать после существенного уточнения данных по редким процессам с одновременным развитием теоретических технологий их анализа.

Ограничения на массу СК и углы его смешивания со стандартными кварками, полученные из экспериментальных данных по редким процессам, позволили оценить возможности регистрации не только косвенных (низкоэнергетических) эффектов, обусловленных СК, но и прямых эффектов, связанных с рождением этого кварка. Перспективным является поиск сигналов недиагонального рождения СК в паре со стандартными в  $e^+e^-$ - и  $p\bar{p}$ -соударениях. Несмотря на малые сечения таких процессов, они являются энергетически

доступными в ближайшее время. Кроме того, такие события обладают уникальной сигнатурой, облегчающей их поиск.

Таким образом, редкие процессы, порожденные НТИА, с участием синглетного кварка имеют специфический статус явлений, связывающих между собой гипотетическую физику сверхвысоких энергий и физику коллайдерных энергий. В рамках сценария, привлекающего наибольшее внимание, эти явления связывают суперструнную парадигму с адронной феноменологией.

Авторы благодарны О.Лалакулич за помощь в работе над текстом обзора.

Работа выполнена при поддержке гранта «Исследование процессов, индуцированных НТИА, в СМ и ее расширениях» конкурсного Центра фундаментального естествознания Минобрнауки РФ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gaillard M.K., Lee B.W. // Phys. Rev. D. 1975. V.10. P.897.
2. Inami T., Lim C.S. // Progr. of Theor. Phys. 1981. V.65. P.297.
3. Hagelin J.S. // Nucl. Phys. 1981. V.B139. P.123.
4. Cheng H.Y. // Phys. Rev. D. 1982. V.26. P.143.
5. Buras A.J., Slominski W., Steger H. // Nucl. Phys. B. 1984. V.245. P.369.
6. Kemoku M., Miyazaki Y., Takasugi E. // Phys. Rev. D. 1988. V.37. P.812.
7. Nandi S., Zhang L. // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.240.
8. He X.-G. et al. // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.248.
9. Ray-Mukhopadhyaya A., Raychandhuri A. // Phys. Rev. D. 1988. V.37. P.807.
10. Deshpande N.G., Eilam G. // Phys. Rev. D. 1982. V.26. P.2463.
11. Deshpande N.G., Nazerimonfarc M. // Nucl. Phys. B. 1983. V.213. P.390.
12. Chia S.-P. // Phys. Lett. B. 1983. V.130. P.315.
13. Soares J.M., Barroso A. // Phys. Rev. D. 1989. V.39. P.1973.
14. Barroso A. // Phys. Rev. D. 1990. V.42. P.901.
15. Hou W.-S. // Nucl. Phys. B. 1988. V.308. P.561.
16. Barroso A. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V.261. P.123.
17. Бейлин В.А., Верешков Г.М., Кукса В.И. // ЯФ. 1998. Т.61. С.1649.
18. Willey R.S., Yu H.L. // Phys. Rev. D. 1982. V.26. P.3086.
19. Grzadkowski B., Krawczyk P. // Z. Phys. C. 1983. V.18. P.43.
20. Godbole R.M., Turke U., Wirbel M. // Phys. Lett. B. 1987. V.194. P.302.
21. Eilam G., Soni A. // Phys. Lett. B. 1988. V.215. P.171.
22. Korner J.G., Nasrallah N., Schilcher K. // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.888.
23. Groom D.E. et al. (Particle Data Group) // Europ. Phys. Journ. C. 2000. V.15. P.1.
24. Dumn D.G., Lich A. // Phys. Rev. Lett. 1998. V.80. P.4633.

25. *Seghal L.M.* // Phys. Rev. 1969. V.183. P.1511.
26. *Ritchie J.L., Wojcicki S.G.* // Rev. of Mod. Phys. 1993. V.65. P.1149.
27. *Buras A.J., Silvestrini L.* // Nucl. Phys. B. 1999. V.546. P.299.
28. *D'Ambrosio G., Isidore G., Portoles J.* // Phys. Lett. B. 1998. V.423. P. 385.
29. *Gvozdev A.A., Mikheev N.V., Vassilevskaya L.A.* // Phys. Lett. B. 1992. V.274. P.205.
30. *Buchalla G., Buras A.J.* // Nucl. Phys. B. 1993. V.398. P.285.
31. *Buchalla G., Buras A.J.* // Nucl. Phys. B. 1993. V.400. P.225.
32. *Buchalla G., Buras A.J.* // Nucl. Phys. B. 1994. V.412. P.106.
33. *Buchalla G., Buras A.J.* // Phys. Rev. D. 1996. V.54. P.6782.
34. *Buchalla G., Buras A.J., Lautenbacher M.E.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V.68. P.1125.
35. *Buchalla G., Buras A.J.* // Nucl. Phys. B. 1999. V.548. P.309.
36. *Adam W. et al.* (DELPHI Collaboration). Preprint CERN-PPE/96-67. 1996.
37. *Grossman Y., Ligeti Z., Nardi E.* // Nucl. Phys. B. 1996. V.465. P.369.
38. *Colangelo P. et al.* // Phys. Rev. D. 1996. V.53. P.3672.
39. *Deshpande N.G., Trampetic J.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V.60. P.2583.
40. *Liu D.* // Phys. Rev. D. 1995. V.52. P.5056.
41. *Kim C.S., Morozumi T., Sanda A.I.* // Phys. Rev. D. 1997. V.56. P.7240.
42. *Buchalla G., Isidori G., Rey S.* // Nucl. Phys. B. 1998. V.511. P.594.
43. *Barate R. et al.* (ALEPH Collaboration). Preprint CERN-EP/98-044.
44. *Edwards K.W. et al.* (CLEO Collaboration). Preprint CLEO CONF95-6. 1995.
45. *Deshpande N.G., He X.-G., Trampetic J.* // Phys. Lett. B. 1996. V.367. P.362.
46. *Milana J.* // Phys. Rev. D. 1996. V.53. P.1403.
47. *Gao C.-S., Lu C.-D., Qiu Z.-M.* // Z. Phys. C. 1995. V.69. P.113.
48. *Ciuchini M. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V.334. P.137.
49. *Ali A., Greub C.* // Z. Phys. C. 1991. V.49. P.431.
50. *Ali A., Greub C.* // Z. Phys. C. 1993. V.60. P.433.
51. *Buras A.J. et al.* // Nucl. Phys. B. 1994. V.424. P.374.
52. *Ali A., Greub C.* // Phys. Lett. B. 1995. V.361. P.146.
53. *Dikeman R.D., Shifman M.A., Uraltsev R.G.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1996. V.11. P.571.
54. *Greub C., Hurth T., Wyler D.* // Phys. Lett. B. 1996. V.380. P.385.
55. *Adel K., Yao Y.-P.* // Phys. Rev. D. 1994. V.49. P.4945.
56. *Pott N.* // Phys. Rev. D. 1996. V.54. P.938.
57. *Chetyrkin K., Misiyak M., Munz M.* // Phys. Lett. B. 1997. V.400. P.206.
58. *Ciuchini M. et al.* Preprint CERN-TH/97-279. 1997.
59. *Kagan A.L., Neubert M.* Preprint CERN-TH/98-99. 1998.
60. *Greub C., Hurth T.* // Phys. Rev. D. 1997. V.56. P.2934.
61. *Donoghue J.F., Petrov A.A.* // Phys. Rev. D. 1996. V.53. P.3664.
62. *Deshpande N.G., Lo P., Trampetic J.* // Z. Phys. C. 1988. V.40. P.369.

63. *Dariescu M.-A., Dariescu C.* // Phys. Lett. B. 1996. V.367. P.349.
64. *Angelopoulos A. et al.* (CLEAR Collaboration) // Phys. Lett. B. 1988. V.444. P.38.
65. *Trischuk W. et al.* (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1998. V.80. P.2057.
66. *Godfrey S.* // Phys. Rev. D. 1986. V.33. P.1391.
67. *Abada A. et al.* // Nucl. Phys. B. 1992. V.376. P.172.
68. *Ali A., Jarlskog C.* // Phys. Lett. B. 1984. V.144. P.266.
69. *Ali A., London D.* // Z. Phys. C. 1995. V.65. P.431.
70. *Buras A.J., Lautenbacher M.E., Ostermaier G.* // Phys. Rev. D. 1994. V.50. P.3433.
71. *Hewett J.L., Takenchi T., Thomas S.* SLAC-PUB-70568. 1996.
72. *Nir Y.* // Phys. Lett. B. 1994. V.327. P.85.
73. *Langacker P., London D.* // Phys. Rev. D. 1988. V.38. P.886.
74. *Бейлин В.А., Верешков Г.М., Кукса В.И.* // ЯФ. 1991. Т.53. С.237.
75. *Castano D.J., Martin S.P.* // Phys. Lett. B. 1994. V.340. P.67.
76. *Ma E.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V.57. P.535.
77. *Rattazzi R.* // Nucl. Phys. B. 1990. V.335. P.301.
78. *Nardi E., Roulet E.* // Phys. Lett. B. 1990. V.245. P.105.
79. *Barger V. et al.* // Phys. Rev. D. 1986. V.33. P.192.
80. *Ma E.* // Phys. Lett. B. 1987. V.191. P.287.
81. *Decker R.* // Z. Phys. C. 1987. V.35. P.537.
82. *Singh S., Nagawat A.K., Sharma N.K.* // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.1438.
83. *Nardi E., Roulet E.* // Phys. Lett. B. 1990. V.248. P.139.
84. *Barger V., Berger M.S., Phillips R.J.N.* // Phys. Rev. D. 1995. V.52. P.1663.
85. *Silverman D.* // Phys. Rev. D. 1998. V.58. P.095006.
86. *Davidson A., Ranfone S., Wali K.C.* // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.208.
87. *Eilam G., Rizzo T.G.* // Phys. Lett. B. 1987. V.188. P.91.
88. *Buchmüller W., Gronau M.* // Phys. Lett. B. 1989. V.220. P.641.
89. *Del Aguila F., Garrido L., Miquel R.* // Phys. Lett. B. 1990. V.242. P.503.
90. *Roldan J., Botella F.J., Vidal J.* // Phys. Lett. B. 1992. V.283. P.389.
91. *Sanchis M.A.* // Phys. Lett. B. 1992. V.280. P.299.
92. *Maalampi J., Roos M.* // Phys. Lett. 1987. V.188. P.487.
93. *Mukhopadhyaya B., Raychoudhuri A., Ray-Mukhopadhyaya A.* // Phys. Lett. B. 1987. V.190. P.93.
94. *Silverman D.* // Phys. Rev. D. 1992. V.45. P.1800.
95. *Branco G.C., Parada P.A., Rebello M.N.* // Phys. Rev. D. 1995. V.52. P.4217.
96. *Greub C., Ioannissian A., Wyler D.* // Phys. Lett. B. 1995. V.346. P.149.
97. *Верешков Г.М., Кукса В.И.* // ЯФ. 1991. Т.53. С.1352.
98. *Бейлин В.А., Верешков Г.М., Кукса В.И.* // ЯФ. 1993. Т.56. С.186.
99. *Kakebe I., Yamamoto K.* // Phys. Lett. B. 1998. V.416. P.184.



100. *Barger V., Phillips R.J.N.* // Phys. Rev. D. 1990. V.41. P.52.
101. *Hewett J.L.* // Phys. Lett. B. 1987. V.196. P.223.
102. *Godfrey S.* // Phys. Lett. B. 1987. V.195. P.78.
103. *Robinett R.W.* // Phys. Rev. D. 1988. V.37. P.1321.
104. *Rizzo T.G.* // Phys. Rev. D. 1989. V.40. P.754.
105. *Hewett J.L., Rizzo T.G.* // Phys. Rev. D. 1986. V.34. P.2790.
106. *Hewett J.L., Rizzo T.G.* // Z. Phys. C. 1987. V.34. P.49.
107. *Rizzo T.G.* // Phys. Rev. D. 1989. V.40. P.1424.
108. *Алиев Т.М., Халил-Заде Ф.Т.* // ЯФ. 1990. Т.51. С.253.
109. *Бейлин В.А., Верешков Г.М., Кукса В.И.* // ЯФ. 1995. Т.58. С.391.
110. *Hewett J.L., Rizzo T.G.* // Phys. Rev. D. 1987. V.35. No.7. P.2194.
111. *Eboli O.J.P., Natale A.A., Simao F.R.A.* // Phys. Rev. D. 1989. V.39. P.2668.
112. *Barger V., Phillips R.J.N., Whisnant K.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V.57. P.48.
113. *Engwist K., Maalampi J.* // Phys. Lett. B. 1986. V.176. P.396.
114. *Бейлин В.А., Верешков Г.М., Кукса В.И.* // ЯФ. 1992. Т.55. С.2186.
115. *Beilin V., Kuksa V., Vereshkov G.* // Proc. of III German–Russian Workshop «Heavy Quark Physics», Dubna, May 20–22, 1996. P.224.
116. *Barger V., Phillips R.J.N.* // Phys. Lett. B. 1994. V.335. P.510.
117. *Eilam G., Hewett J.L., Soni A.* // Phys. Rev. D. 1991. V.44. P.1473.
118. *Luke M., Savage M.J.* // Phys. Lett. B. 1993. V.307. P.387.
119. *Couture G., Hamzaoui C., König H.* // Phys. Rev. D. 1995. V.52. P.1713.
120. *Han T., Peccei R.D., Zhang X.* // Nucl. Phys. B. 1995. V.454. P.527.
121. *Han T. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V.385. P.311.
122. *Han T. et al.* // Phys. Rev. D. 1997. V.55. P.7241.
123. *Образцов В.Ф., Слабоспицкий С.Р., Ющенко О.П.* // ЯФ. 1999. Т.62. С.113.
124. *Yang J.M., Young B.-L., Zhang X.* // Phys. Rev. D. 1998. V.58. P.0550011.
125. *Choong W.-S., Silverman D.* // Phys. Rev. D. 1994. V.49. P.2322.
126. *Dunietz I.* // Annals of Physics. 1988. V.184. P.350.
127. *Kobayashi M., Maskawa T.* // Prog. Theor. Phys. Japan. 1973. V.49. P.652.
128. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. D. 1985. V.31. P.2381.
129. *Dattoli G., Sabia E., Torre A.* // Nuovo Cimento. 1996. V.109. P.1425.
130. *Jarlskog C., Stora R.* // Phys. Lett. B. 1988. V.208. P.268.
131. *Chernyak V.* // Nucl. Phys. B. 1995. V.457. P.96.
132. *Bhattacharyya G., Branco G.C., Choudhury D.* // Phys. Lett. B. 1994. V.336. P.487.
133. *Atwood D., Reina L., Soni A.* // Phys. Rev. D. 1996. V.53. P.1199.
134. *Abe F. et al.* (CDF Collaboration). Preprint FERMILAB-PUB-97/270-E. 1997.
135. *Incandela J. et al.* // Nuovo Cim. A. 1996. V.109. P.741.
136. *Grzegadowski B., Gunion J.F., Krawczyk P.* // Phys. Lett. B. 1991. V.44. P.1473.
137. *Eilam G., Hewett J.L., Soni A.* // Phys. Rev. D. 1991. V.44. P.1473.
138. *Luke M., Savage M.S.* // Phys. Lett. B. 1993. V.307. P.387.
139. *Abreu P. et al.* (DELPHI Collaboration). Preprint CERN-EP/98-177. 1998.
140. *Бейлин В.А., Кукса В.И.* // ЯФ (в печати).