

539.126.4

ОСЦИЛЛЯЦИИ В-МЕЗОНОВ

А. И. Голутвин, М. В. Данилов, Ю. М. Зайцев

(Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	369
2. Поиск и обнаружение осцилляции В-мезонов	372
2.1. Эксперименты при высоких энергиях. 2.2. Эксперименты вблизи порога.	
3. Следствия большого $V_d V_d^*$ -смешивания	378
4. Заключение. Перспективы исследований b-кварка	385
Список литературы	387

1. Введение. Последние годы были чрезвычайно успешными в изучении частиц, содержащих b-кварки. Особый интерес вызвало обнаружение осцилляции В-мезонов в эксперименте UA1¹ и ARGUS². Осцилляциями частиц называются переходы частиц в античастицы. В системе нейтральных каонов этот интересный квантовомеханический эффект наблюдался уже давно. K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны отличаются друг от друга противоположной странностью, которая в слабых взаимодействиях не является строго сохраняющимся квантовым числом, поэтому между K^0 и \bar{K}^0 возможны переходы. Перемешивание в вакууме двух состояний приводит к появлению расщепленных уровней K_1 и K_2 с определенными массами и ширинами. K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны представляют собой линейные комбинации K_1 и K_2 :

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1 + K_2), \quad \bar{K}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1 - K_2).$$

В современной теории слабых взаимодействий, которую принято называть стандартной моделью (СМ), переходы с изменением аромата на две единицы происходят во втором порядке по слабому взаимодействию. Поэтому осцилляции нейтральных мезонов представляют чувствительный инструмент для поиска новых явлений. Так, Глэшоу, Иллиополус и Майани (ГИМ) показали, что малая разность масс K_1 - и K_2 -мезонов, обусловленная $K^0\bar{K}^0$ -смешиванием, получает естественное объяснение в модели с 4 типами кварков³, т. е. исследование осцилляции нейтральных каонов дало один из основных аргументов в пользу существования нового очарованного с-кварка еще до открытия в 1974 г. J/ψ -частицы — связанного состояния $c\bar{c}$ -кварков. Еще большие надежды связываются с осцилляциями мезонов, содержащих тяжелые кварки.

В 1980 г. на электрон-позитронном накопительном кольце GESR (Корнеллский университет, США) был открыт Υ (4S)-резонанс, который распадается на пару $B\bar{B}$ -мезонов — частиц с открытой прелестью. Это самые тяжелые из известных мезонов, распадающихся за счет слабого взаимодействия.

Масса заряженного B^+ -мезона *) (кварковый состав $\bar{b}u$) равна $5278,8 \pm \pm 0,7 \pm 2,0$ МэВ/ c^2 , а нейтрального $B_d^0(\bar{b}d) = 5280,7 \pm 0,6 \pm 2,0$ МэВ/ c^2 , где первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая, $B_s^0(\bar{b}s)$ -мезон должен быть еще тяжелее. Исследование B -мезонов позволяет изучать свойства прелестного b -кварка — первого и пока единственного обнаруженного на опыте представителя третьего поколения кварков.

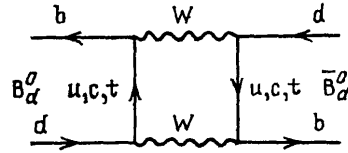


Рис. 1. Диаграммы $B_d^0\bar{B}_d^0$ -осцилляций в стандартной модели

Диаграммы, описывающие осцилляции B -мезонов, изображены на рис. 1. Согласно механизму ГИМ определяющую роль играют диаграммы с обменом наиболее тяжелым t -кварком. Однако нельзя забывать, что кроме t -кварка в процесс осцилляции B^0 -мезонов могут давать вклад другие гипотетические частицы.

Так как в настоящее время отсутствует четкое понимание природы различных поколений лептонов и кварков, то может оказаться, что осцилляции прелестных мезонов чувствительны к проявлениям новой физики: возможному существованию четвертого поколения фермионов, правых W -бозонов, суперсимметричных частиц и заряженных хиггсов бозонов (см., например, ^{5,6}). Примеры соответствующих диаграмм приведены на рис. 2.

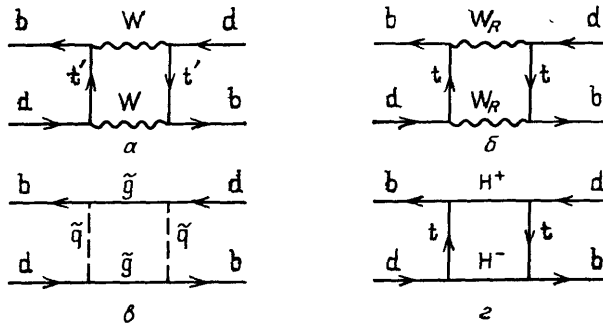


Рис. 2. Примеры диаграмм, определяющих возможный вклад в $B^0\bar{B}^0$ -осцилляции новых частиц: кварков четвертого поколения (α), правых W -бозонов (β), суперсимметричных частиц (γ), заряженных хиггсов бозонов (ζ)

Помимо поиска новых частиц, другой очень важной задачей исследования B -мезонов является определение параметров стандартной модели. Как хорошо известно, в кварковом секторе СМ существует 10 свободных параметров: 6 масс кварков, 3 угла смешивания между кварками разных поколений θ_{ij} и одна фаза δ , описывающая нарушение СР-инвариантности в слабых взаимодействиях. Смешивание кварков возникает как следствие того, что собственные состояния слабых взаимодействий не совпадают с собственными состояниями массовой матрицы. В стандартной модели связь между этими состояниями определяется матрицей Кобаяши — Маскавы (КМ)⁷. Существуют различные параметризации матрицы КМ. Мы будем использовать приближенную параметризацию⁸:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12} - s_{23}s_{13}e^{i\delta} & 1 & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta} & -s_{23} & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}, \quad \text{а} \quad \cos \theta_{ij} \approx 1.$$

Экспериментальное определение этих и других свободных параметров стандартной модели важно, чтобы или подтвердить правильность СМ, или

*) Обычно будет неявно подразумеваться также и зарядово-сопряженное состояние.

опровергнуть ее и таким образом указать путь к построению более полной теории.

Пять параметров — массы u -, d -, s - и c -кварков и угол смешивания Каббико θ_{12} — определяются из исследования первых двух поколений кварков. Оставшиеся пять параметров можно, в принципе, получить, изучая свойства B -мезонов. Масса b -кварка с точностью до нескольких сотен МэВ совпадает с массой B -мезона. Матричные элементы V_{ub} и V_{cb} определяются в экспериментах по исследованию распадов B -мезона и по измерению его времени жизни.

Несмотря на усиленные поиски t -кварк до сих пор не найден. Как уже обсуждалось, уникальную возможность почувствовать его влияние при энергиях далеко до порога рождения представляют $B\bar{B}$ -осцилляции, частота которых пропорциональна m_t^2 . Осцилляции $B_s^0\bar{B}_s^0$ и $B_d^0\bar{B}_d^0$ зависят не только от m_t , но также от V_{td} и V_{ts} . Требование унитарности накладывает дополнительные ограничения на эти элементы матрицы КМ (см., например, ⁹). Можно надеяться, что дальнейшее повышение точности в матричных элементах позволит надежно определить фазу, ответственную за нарушение СР-инвариантности, и все углы смешивания.

Экспериментально процесс $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций наиболее ярко проявляется в эволюции $B^0\bar{B}^0$ -системы во времени. Для B^0 -мезона вероятности остаться в состоянии B^0 или перейти в \bar{B}^0 определяются аналогично вероятностям для K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов (см., например, ¹⁰):

$$\begin{aligned} w(t) &= \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t), \\ \bar{w}(t) &= \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\Gamma t} \cos \Delta M t), \end{aligned} \quad (2)$$

где $M_1, M_2, \Gamma_1, \Gamma_2$ — массы и ширины возникших в результате смешивания собственных состояний B_1 и B_2 с противоположными значениями СР-четности, $\Gamma = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ и $\Delta M = M_1 - M_2$. Зависимости $w(t)$ и $\bar{w}(t)$ представлены на рис. 3 для двух значений параметра $\Delta M/\Gamma$.

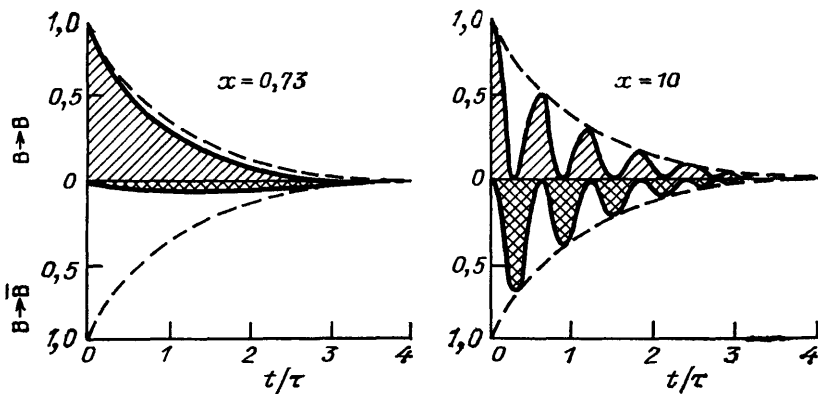


Рис. 3. Зависимости вероятностей $w(t)$ и $\bar{w}(t)$ для двух значений параметра смешивания $x = \Delta M/\Gamma$ ⁸². Штриховые кривые показывают экспоненциальный закон распада B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов. Заштрихованная область соответствует вероятности B^0 -мезону находится в состоянии B^0 в момент распада, а двойная штриховка — в состоянии \bar{B}^0 .

К сожалению, из-за малого времени жизни B^0 -мезонов измерение дифференциальных характеристик типа (2) в настоящее время еще невозможно.

Современные эксперименты чувствительны только к интегральным величинам:

$$W = \int_0^{\infty} w(t) dt = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} + \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + (\Delta M)^2} \right],$$

$$\bar{W} = \int_0^{\infty} \bar{w}(t) dt = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} - \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + (\Delta M)^2} \right].$$

B- и \bar{B} -мезоны идентифицируются по продуктам их распадов в конечные состояния X и X' , причем некоторые из них могут быть общими для B и \bar{B} . $B^0\bar{B}^0$ -осцилляции характеризуются обычно параметром¹¹

$$\chi = \frac{\bar{W}}{W + \bar{W}} = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X')}{\Gamma_{\text{tot}}},$$

т.е. это — вероятность обнаружить \bar{B}^0 , если первоначально возник B^0 -мезон. Конечно, для поиска $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций надо использовать распады, различные для B^0 и \bar{B}^0 .

Отсюда легко получить

$$\chi = \frac{x^2 + y^2}{2 + 2x^2},$$

где $x = \Delta M/\Gamma$, $y = \Delta\Gamma/2\Gamma$. Для $K^0\bar{K}^0$ -осцилляций $x \sim y \sim 1$ — поэтому $\chi \approx 0,5$, что соответствует полному смешиванию. Поскольку для $B_d^0\bar{B}_d^0$ -системы $\Delta\Gamma/2\Gamma$ не должно превышать нескольких процентов^{12,13}, то в случае большого $B^0\bar{B}^0$ -смешивания

$$\chi \approx \frac{x^2}{2 + 2x^2}. \quad (3)$$

В литературе часто встречается и другой параметр осцилляции r ¹⁴:

$$r = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X')}{\Gamma(B^0 \rightarrow X)} = \frac{\chi}{1 - \chi}. \quad (4)$$

Оценить величину $B^0\bar{B}^0$ -смешивания оказывается не просто даже в стандартной модели, в особенности для B_d^0 -мезонов. Существовавшие одно время указания на относительно легкий t -кварк ($m_t \approx 40 \text{ ГэВ}/c^2$)¹⁵ привели к тому, что в большинстве теоретических работ параметр χ_d для $B_d^0\bar{B}_d^0$ -осцилляций ожидался на уровне $0,1 - 1\%$ ¹⁶. Опыты показали, что это не так, и величина $\chi_d = 0,17 \pm 0,05$ ². Ниже мы расскажем о поисках и обнаружении $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций (раздел 2), обсудим следствия большого $B_d^0\bar{B}_d^0$ -смешивания (раздел 3) и коснемся перспектив дальнейших исследований b -кварка (раздел 4).

2. Поиск и обнаружение осцилляции B-мезонов. В настоящее время B -мезоны исследуются в основном на электрон-позитронных и протон-антипротонных накопительных кольцах. При этом принципиально различаются эксперименты при высоких энергиях и около порога рождения $B\bar{B}$ -пар, особенно в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

2.1. Эксперименты при высоких энергиях. При высоких энергиях образуются как B_d^0 - и B^\pm -, так и B_s^0 -мезоны. Они, как правило, сопровождаются большим числом легких частиц. Малое время жизни B -мезонов не позволяет пока восстанавливать вершины их распадов. Если учесть, что средняя множественность частиц при распаде самих B -мезонов

довольно высока (~ 8), то становится ясно, что восстановление полной картины события — чрезвычайно сложная задача. Поэтому при высоких энергиях для поиска $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций применялись косвенные методы. Использовался тот факт, что в распаде b -кварка образуется отрицательный лептон, а при распаде \bar{b} -кварка — положительный (рис. 4). Поскольку b - и \bar{b} -кварки

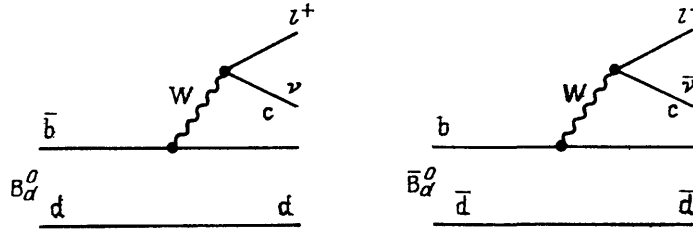


Рис. 4. Диаграммы полулептонных распадов B_d^0 - и \bar{B}_d^0 -мезонов

рождаются парами, то лептоны от их распадов должны иметь разные знаки. Если же в результате осцилляции B^0 -мезон переходит в \bar{B}^0 -мезон или наоборот, то возникают события с лептонами одинакового знака.

В экспериментах при высоких энергиях параметр смешивания определяется осцилляциями как B_d^0 , так и B_s^0 -мезонов:

$$\langle \chi \rangle = \frac{Br_d}{\langle Br \rangle} f_d \chi_d + \frac{Br_s}{\langle Br \rangle} f_s \chi_s, \quad (5)$$

где f_d и f_s — доли B_d^0 - и B_s^0 -мезонов во фрагментации b -кварка, Br_d и Br_s — относительные вероятности полулептонного распада B_d^0 - и B_s^0 -мезонов;

$$\langle Br \rangle = \sum_i f_i Br_i$$

— средняя относительная вероятность полулептонного распада всех прелестных частиц.

Большинство этих параметров в настоящее время еще не измерено. Поэтому для получения информации о χ_d и χ_s приходится использовать различные предположения.

1) Группа MARK II провела поиск лептонных пар одинакового знака на электрон-позитронном накопительном кольце PEP при энергии 29 ГэВ в системе центра масс¹⁷. События при высоких энергиях имеют хорошо выраженную двухструйную структуру. Распад тяжелого B -мезона приводит к появлению лептонов с большими поперечными импульсами p_t по отношению к оси события, причем лептоны от B -мезонов должны быть в разных струях. Распады же первичных очарованных частиц должны приводить к меньшим поперечным импульсам. Поэтому для выделения событий, обогащенных распадами b - или c -кварков, рассматривались две кинематические области: с поперечным импульсом лептона $p_t > 1$ ГэВ/с и $p_t < 1$ ГэВ/с соответственно. Ожидаемое число лептонов в этих областях от распадов b - и c -кварков, а также число фоновых событий были получены методом Монте-Карло. В расчете учитывались лептоны от первичного b -кварка, от первичного c -кварка, от вторичного c -кварка в цепочке распадов $b \rightarrow c \rightarrow l$, от распадов обычных адронов, а также фон, вызванный ложной идентификацией частиц.

При некогерентном рождении B -мезонов число пар лептонов одинакового ($N_{++} + N_{--}$) и разного (N_{+-}) знаков выражается через параметр смешивания $\langle \chi \rangle$ следующим образом:

$$N_{+-} = [(1 - \langle \chi \rangle)^2 + \langle \chi \rangle^2] (N_{++} + N_{--} + N_{+-}),$$

$$N_{++} + N_{--} = 2 \langle \chi \rangle (1 - \langle \chi \rangle) (N_{++} + N_{--} + N_{+-}).$$

Зарегистрированное число лептонных пар одинакового знака $N_{++} + N_{--} = 9$ согласовывалось с расчетным числом фоновых событий $N_{\text{ф}} = 12,6 \pm 3,2$ (в том числе в области, обогащенной распадами b-кварков, было найдено 4 события при $N_{\text{ф}} = 2,5 \pm 0,7$). Это позволило установить верхний предел $\langle \chi \rangle < 0,12$ на 90%-ном уровне достоверности.

Как уже отмечалось, для извлечения информации о параметрах χ_d и χ_s необходимо знать вероятности рождения B_d^0 - и B_s^0 -мезонов в струях, содержащих b-кварк. Сейчас они не известны и для них нет надежных теоретических предсказаний. Если считать относительные вероятности полуплептонных распадов всех прелестных частиц равными и предположить, как в¹⁸, что рождение барионов с b-кварком составляет 10%, а выход B_d^0 , B^\pm и B_s^0 находится в соотношении 1:1:0,4, то результат MARK II можно представить в виде

$$0,375 \cdot \chi_d + 0,15 \cdot \chi_s < 0,12 \text{ (на 90\%-ном уровне достоверности).}$$

2) Оригинальный метод для установления верхнего предела на смешивание B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов использовала группа JADE в эксперименте¹⁹, выполненном на e^+e^- -накопительном кольце PETRA при энергии 34,6 ГэВ в системе центра масс. В e^+e^- -аннигиляции в континууме возникает зарядовая асимметрия в угловом распределении первичных лептонов и кварков из-за интерференции диаграмм с обменом фотоном и Z^0 -бозоном. Наличие такой асимметрии надежно установлено в экспериментах²⁰. Смешивание $B^0\bar{B}^0$ -мезонов должно приводить к уменьшению асимметрии рождения b-кварков по сравнению с предсказанием стандартной модели — $A_{\text{см}}$. Параметр смешивания связан с измеренной асимметрией A следующим соотношением:

$$\frac{A_{\text{см}} - A}{A_{\text{см}}} = 2 \langle \chi \rangle.$$

Важно отметить, что при измерении асимметрии рождения b-кварков достаточно регистрировать один лептон, а не два, как в предыдущем методе.

Группа JADE, используя для выделения B-мезонов такие кинематические характеристики, как инвариантная масса струи, поперечный импульс мюона и поперечный недостающий импульс, получила асимметрию для рождения b-кварка: $A = (-22,8 \pm 6,0 \pm 2,5)\%$. Расчеты по стандартной модели без учета $B^0\bar{B}^0$ -смешивания дают значение этого параметра $A_{\text{см}} = -25,2\%$. Различие между A и $A_{\text{см}}$ соответствует $\langle \chi \rangle = 0,05 \pm 0,13$.

3) Первое указание на $B^0\bar{B}^0$ -осцилляцию было получено в эксперименте UA1, выполненном на протон-антипротонном коллайдере в лаборатории CERN¹ при энергиях 546 и 630 ГэВ в системе центра масс. Для поиска $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций отбирались события с двумя мюонами, когда оба мюона имели импульс, перпендикулярный оси пучков, $p_T > 3$ ГэВ/c. Было найдено 512 димюонных событий с инвариантной массой $m_{\mu\mu} > 6$ ГэВ/c². При этом были исключены события от распада $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

В адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях естественным фоновым процессом является рождение димюонных пар по механизму Дрелла — Яна через виртуальный фотон²¹. К таким же изолированным мюонам приводит и распад Υ -резонансов на $\mu^+\mu^-$ -пару. Поэтому все события были разделены на две группы; события с двумя изолированными мюонами и события, в которых хотя бы один мюон имел адронное сопровождение. В первой группе оказалось 98 событий с мюонами разного знака и 15 событий с мюонами одинакового знака, во второй — 257 и 142 событий соответственно. События с изолированными мюонами использовались для нормировки фона от процессов типа Дрелла — Яна и распадов Υ -резонансов. Фон от ложной идентификации адронов как мюонов составил 132 ± 21 события, из них 8 — с мюонами разного знака и 8 — с мюонами одинакового знака для изолированных мюонов и соответственно 58 и 58 для второй группы.

После вычитания фоновых событий было определено отношение

$$R = \frac{N_{++} + N_{--}}{N_{+-}} = 0,42 \pm 0,07 \pm 0,03.$$

Здесь первая ошибка — статистическая, а вторая — систематическая. Фоновое значение этого отношения в отсутствие $B^0\bar{B}^0$ -смешивания было получено расчетом по методу Монте-Карло с использованием различных теоретических моделей рождения пар кварков $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$ и фрагментации кварков в обычные адроны. Расчетное фоновое значение $R = 0,26 \pm 0,03$ без смешивания оказалось меньше, чем измеренное отношение, что говорит об избытке событий с димюонами одинакового знака. Этот избыток соответствует $\langle\chi\rangle = 0,121 \pm 0,047$. Эффект имеет статистическую значимость, соответствующую 2,9 стандартным отклонениям. Авторы этой работы, предполагая, что $B_s^0\bar{B}_s^0$ -смешивание очень мало, интерпретировали свои результаты как смешивание $B_s^0\bar{B}_s^0$ -мезонов.

4) Недавно группа MAC представила результаты анализа димюонных событий в e^+e^- -аннигиляции при $s^{1/2} = 29$ ГэВ²². В этом эксперименте было зарегистрировано 5 событий с двумя мюонами одинакового знака и 7 событий с двумя мюонами противоположного знака. Фон, определенный по методу Монте-Карло, составляет соответственно $1,9 \pm 0,8$ и $8,6 \pm 1,2$ событий. Избыток димюонов одинакового знака был интерпретирован как результат осцилляции В-мезонов. Получено значение параметра смешивания $\langle\chi\rangle = 0,21 \pm 0,13$ ²³, что дает нижний предел $\langle\chi\rangle > 0,02$ на 90%-ном уровне достоверности.

2.2. Эксперименты вблизи порога⁶¹. В экспериментах по поиску $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса параметр смешивания определяется по-другому. Можно считать, что $\Upsilon(4S)$ распадается только на пары мезонов B^+B^- или $B_s^+B_s^-$ ²³. При прохождении $B\bar{B}$ -пары в Р-волне параметр смешивания имеет вид

$$r = \frac{N(B^0B^0) + N(\bar{B}^0\bar{B}^0)}{N(B^0\bar{B}^0)},$$

что для событий с лептонными парами эквивалентно:

$$r = \frac{(N_{++} + N_{--})(1 + \lambda)}{N_{+-} - (N_{++} + N_{--})\lambda}. \quad (6)$$

В последнем определении параметр λ учитывает вклад в события с дилептонами разных знаков полулептонных распадов заряженных В-мезонов

$$\lambda = \frac{f^+}{f^0} \left(\frac{Br_+}{Br_0} \right)^2,$$

где f^+ (f^0) — относительные вероятности распадов $\Upsilon(4S)$ в пары заряженных (нейтральных) В-мезонов, а Br_+ (Br_0) — относительные вероятности полулептонных распадов заряженных (нейтральных) В-мезонов. Ожидается, что различие между Br_+ и Br_0 не превышает нескольких процентов¹³. В[±]-мезоны не намного легче B^0 : поэтому обычно предполагается, что из-за большого фазового объема $f_+/f_0 \approx 1,2 - 1,4$ ^{2,25}.

Поиск $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса проводился в экспериментах CLEO и ARGUS.

1) В эксперименте CLEO на электрон-позитронном накопительном кольце GESR был установлен верхний предел на $B_s^0\bar{B}_s^0$ -осцилляции²⁵. После вычитания фона осталось $5,1 \pm 5,9$ событий с лептонами одинакового знака и $117,0 \pm 11,9$ событий с лептонами разного знака. В предположении $\lambda = 1,44$ был получен верхний предел на параметр смешивания $r < 26\%$ на 90%-ном уровне достоверности, а в комбинации с ранее опубликованными

данными ²⁶ получено ограничение $r < 24\%$ на 90%-ном уровне достоверности. Следует отметить, что в этой работе параметр r вычислялся по формуле

$$r = \frac{N_{++} + N_{--}}{N_{+-}} (1 + \lambda),$$

где в отличие от (6) не полностью учитывается вклад от полулептонных распадов заряженных В-мезонов. Это необходимо принимать во внимание при сравнении результатов.

2) В 1987 г. группа ARGUS сообщила об обнаружении большого $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -смешивания ². Этот результат оказался очень неожиданным, поскольку существовало большое число работ ¹⁶, в которых смешивание $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -мезонов предсказывалось на уровне $\chi_d \approx 10^{-3} - 10^{-2}$.

Эксперимент был выполнен на электрон-позитронном накопительном кольце DORIS II в DESY. Результат получен из анализа 88 000 распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса.

Смешивание $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -мезонов было обнаружено тремя различными методами. Первый, наиболее прямой метод — это поиск полностью реконструированных событий от распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса на $B_d^0 B_d^0$ - или $\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0$ -пары. К сожалению, это требует гораздо большей статистики по сравнению с косвенными методами, обсужденными ранее. В-мезоны реконструировались по распадам в конечные состояния, содержащие D^{*-} -мезоны:

$$\begin{aligned} B_d^0 &\rightarrow D^{*-} \pi^+, \\ &\rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^0, \\ &\rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^- \end{aligned}$$

или

$$\rightarrow D^{*-} l^+ \nu \quad (l^+ = e^+, \mu^+).$$

D^{*-} восстанавливались по цепочкам распадов:

$$\begin{array}{l} D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-, \\ \quad \quad \quad | \longrightarrow \begin{array}{l} K^+ \pi^-, \\ K^+ \pi^- \pi^0, \\ K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-, \\ K_S^0 \pi^+ \pi^-. \end{array} \end{array}$$

Хотя в распаде $B_d^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$ рождается нерегистрируемое нейтрино, его можно частично реконструировать следующим образом. В $\Upsilon(4S)$ -резонансе B_d^0 -мезоны рождаются практически в покое. Поэтому квадрат недостающей массы к системе $D^{*-} l^+$ —

$$M_R^2 = [(E_0 - (E_{D^{*-}} + E_{l^+}))^2 - (\mathbf{p}_{D^{*-}} + \mathbf{p}_{l^+})^2],$$

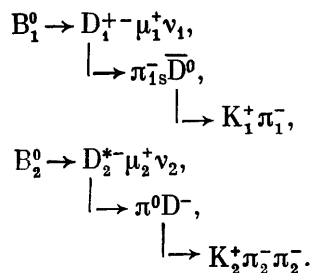
где E_0 — энергия пучка, должен быть близким к нулю, что и наблюдалось экспериментально ^{2,27}.

Среди реконструированных событий удалось найти распад

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 B_d^0,$$

который может возникнуть только в результате $B^0 \bar{B}^0$ -осцилляций. Это событие показано на рис. 5. Два B_d^0 -мезона (B_1^0 и B_2^0) распадаются по следующим

цепочкам:



Оба D^{*-} -мезона среди продуктов распада имеют K^+ -мезоны, которые однозначно идентифицированы при помощи измерения ионизационных потерь в дрейфовой камере и времени пролета. Оба положительно заряженных мюона

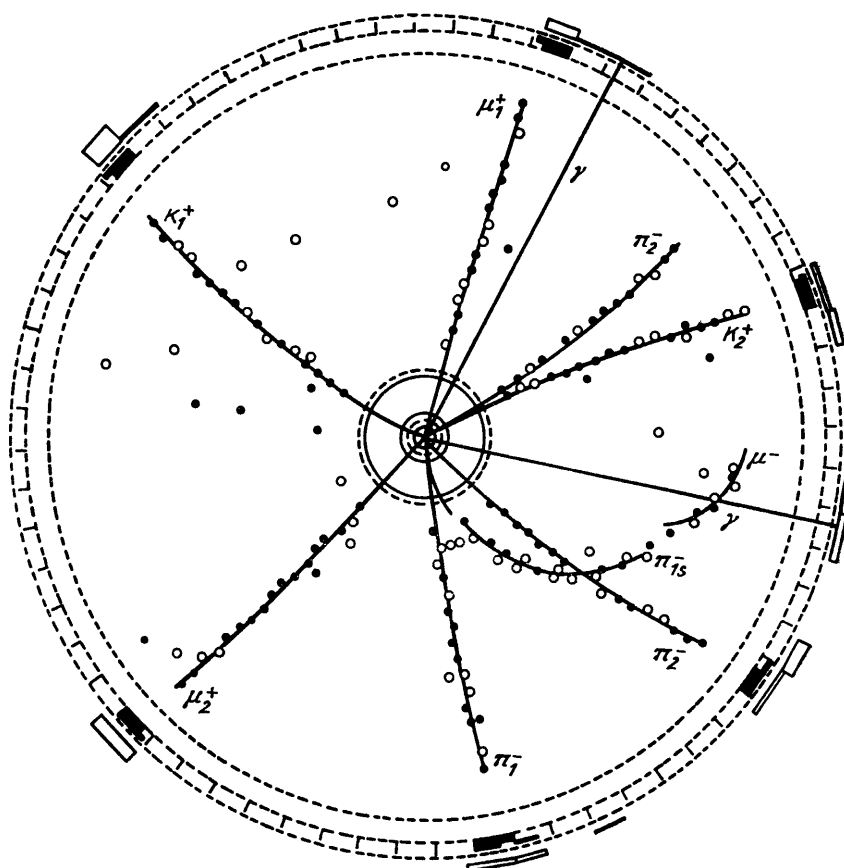


Рис. 5. Реконструированное событие распада $\Upsilon(4S)_2 \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$, зарегистрированное в эксперименте ARGUS.

имеют наибольшие импульсы в событии и ионизационные потери и время пролета, согласующиеся с мюонной гипотезой. Один из мюонов μ_1 был зарегистрирован в мюонных камерах. Хотя второй мюон пролетел в области, не перекрытой мюонными камерами, кинематика события однозначно указывает, что B_2^0 также распадался полулептонно. Для оценки фона были выполнены расчеты по методу Монте-Карло. Среди 22 000 $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -пар, в которых один из B_d^0 -мезонов был реконструирован в одном из обсуждавшихся каналов, и множественность оставшихся заряженных и нейтральных частиц была такой же, как в зарегистрированном событии, не было найдено ни одного кандидата-

та, имитирующего пары $B_d^0 \bar{B}_d^0$ и $\bar{B}_d^0 B_d^0$. Таким образом, вероятность, что это событие обусловлено фоном, пренебрежимо мала. Обнаружение распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$ указывает на большое смешивание $B^0 \bar{B}^0$ -мезонов, так как даже для параметра смешивания $r = 0,2$ ожидаемое число реконструированных событий равно 0,3.

Во втором методе была использована стандартная процедура поиска дилептонных пар одинакового знака. Было обнаружено 50 событий с лептонами одного знака и 270 — с лептонами разного знака, когда оба лептона имели импульсы $p > 1,4$ ГэВ/с. Оценки фона от неправильно идентифицированных адронов, от распадов $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$, от асимметричной конверсии γ -квантов были сделаны с использованием экспериментальных данных, и только вклад от распадов вторичных D-мезонов был получен расчетом по методу Монте-Карло. После вычитания всех фонов осталось $24,8 \pm 7,6 \pm 3,8$ события с лептонами одинаковых знаков. Вероятность такой флуктуации фона соответствует статистической значимости сигнала в 4 стандартных отклонения. Число событий с лептонами разного знака после вычитания фона оказалось равным $270,3 \pm 19,0 \pm 5,0$. По формуле (6), используя теоретически ожидаемое значение параметра $\lambda = 1,2$, был получен параметр смешивания B_d^0 - и \bar{B}_d^0 -мезонов $r = 0,22 \pm 0,09 \pm 0,04$.

В третьем методе анализа использовалась комбинация из первых двух. Один из B_d^0 -мезонов, реконструированный согласно описанной выше процедуре, рассматривался совместно с быстрым ($p > 1,4$ ГэВ/с) лептоном. Этот метод менее чувствителен к неправильной идентификации адронов, чем предыдущей. Кроме того, исключается влияние заряженных B-мезонов. Было найдено 5 кандидатов на события со смешиванием B_d^0 -мезонов 23 кандидата без смешивания. Фон составил $0,9 \pm 0,3$ и $2,2 \pm 1,1$ события соответственно. Это дает значение параметра смешивания

$$r = \frac{N(B_d^0 l^+) + N(\bar{B}_d^0 l^-)}{N(B_d^0 l^-) + N(\bar{B}_d^0 l^+)} = 0,20 \pm 0,12.$$

События, найденные вторым и третьим методами, частично перекрываются. Из них два события с лептонами одинакового знака и 11 событий с лептонами разного знака. С учетом этой корреляции, был получен окончательный результат $r_d = 0,21 \pm 0,08$ (при значении параметра $\lambda = 1,2$). Это соответствует (см. формулы (3) и (4))

$$\chi_d = 0,17 \pm 0,05 \quad \text{и} \quad x_d = 0,73^{+0,17}_{-0,19}.$$

Сравнение результатов обсуждавшихся выше экспериментов показано на рис. 6. Результаты группы CLEO были пересчитаны по формуле (6) и приведены для значения $\lambda = 1,2$. При этом опубликованный результат практически не изменился. Обнаруженное группой ARGUS $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -смешивание устанавливает нижний предел на параметр χ_d , в то время как результат CLEO наиболее жестко ограничивает этот параметр сверху. Таким образом, $0,08 < \chi_d < 0,19$ на 90%-ном уровне достоверности. С учетом неопределенностей в рождении B_d^0 -мезонов эксперименты при высоких энергиях не улучшают эти пределы. Параметр χ_s пока что не фиксирован, т.е. $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -смешивание может быть любым.

3. Следствия большого $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -смешивания. В стандартной модели параметр смешивания $x_d = \Delta M/\Gamma$ быстро растет с увеличением массы t-кварка и элемента матрицы КМ (1) V_{td} :

$$x_d \approx \tau_B \frac{G_F^2}{6\pi^2} \eta_{\text{КХД}} m_B (B_{B/\bar{B}}) m_t^2 \xi \left(\frac{m_t^2}{M_W^2} \right) |V_{td}^* V_{tb}|^2, \quad (7)$$

где τ_B — время жизни В-мезона, $\eta_{КХД} \approx 0,85$ — КХД-поправка¹², B_B и f_B — константы, параметризующие матричный элемент перехода B^0 в \bar{B}^0 а

$$\xi(y) = 1 - \frac{3}{4} \frac{y(1+y)}{(1-y)^2} - \frac{3}{2} \frac{y^2}{(1-y)^3} \ln y$$

есть медленно убывающая функция, учитывающая эффект пропагатора W-бозона^{28,29}: $\xi(0) = 1$, $\xi(1) = 3/4$, $\xi(\infty) = 1/4$. Аннигиляционная

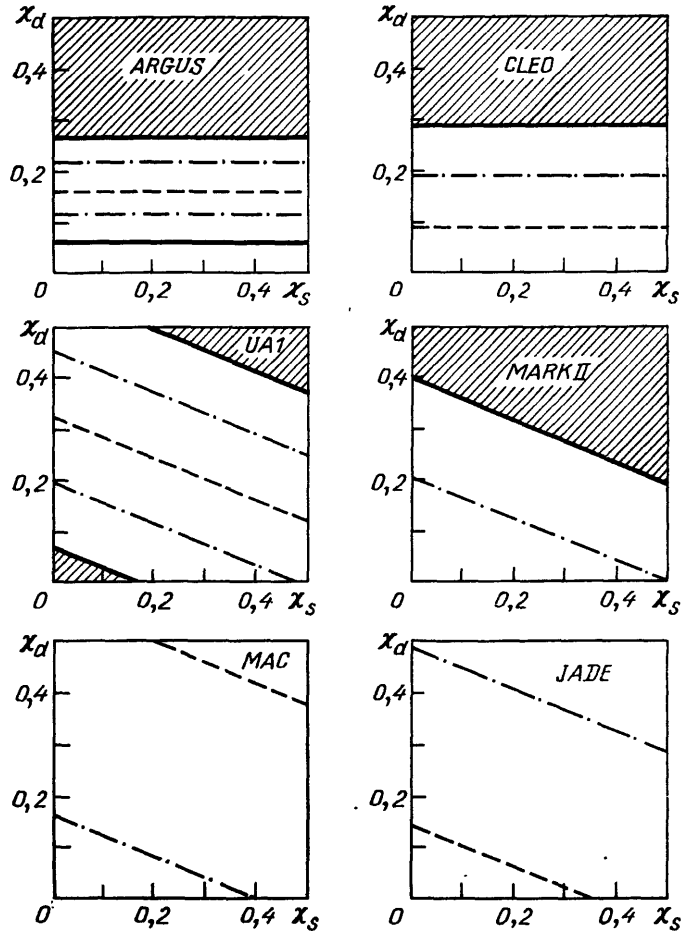


Рис. 6. Результаты экспериментов по исследованию $B^0\bar{B}^0$ -осцилляций. Штриховые линии — центральные значения; штрихпунктирные и сплошные линии соответствуют одному и двум стандартным отклонениям. Заштрихованные области — запрещено на 95 %-ном уровне достоверности. Для экспериментов при высоких энергиях использовалось предположение $\langle \chi \rangle = 0,375\chi_d + 0,15\chi_s$

константа f_B аналогична хорошо известной константе f_π , определяющей распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$:

$$\langle 0 | \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 b | \bar{B}_d^0 \rangle = i f_B p_\mu.$$

B_B калибрует матричный элемент перехода \bar{B}^0 в B^0 :

$$\langle B_d^0 | \bar{d} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b \bar{d} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b | \bar{B}_d^0 \rangle = \frac{8}{3} f_B^2 B_B M_B^2.$$

При вычислении этого матричного элемента обычно считается, что можно ограничиться лишь вакуумным промежуточным состоянием, что соответствует $B_B = 1$. Все параметры в формуле (7), кроме m_t и V_{td} , либо известны, либо могут быть вычислены.

К сожалению, существует большой разброс в предсказаниях для произведения $B_B f_B^2$. Обсуждение неопределенности в значении B_B можно найти в обзорах^{30,31}. Отметим, что недавние расчеты³² с использованием правил

сумм КХД дают $B_B = 0,9 - 1$. Для f_B оценки простираются от 50 МэВ³³ до 300 МэВ³⁴. Предсказания $f_B > 200$ МэВ начинают входить в противоречие с экспериментальными данными. Верхний предел на относительную вероятность распада $D^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, установленный группой MARKIII, приводит к ограничению на аннигиляционную константу D^+ -мезона — $f_D < 290$ МэВ на 90%-ном уровне достоверности³⁵. Поскольку аннигиляционная константа должна уменьшаться с ростом массы мезона^{36–38},

$$\frac{f_B}{f_D} = \left(\frac{M_D}{M_B} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(m_b)} \right)^{2/9}, \quad (8)$$

то из ограничения на f_D следует, что $f_B \leq 200$ МэВ. В соответствии с подробным анализом теоретической ситуации, сделанным Шифманом³¹, наиболее надежными следует считать расчеты^{39,40}, использующие правила сумм КХД. Они предсказывают $f_B = 100 - 130$ МэВ.

Поскольку V_{td} зависит от θ_{13} и CP-нечетной фазы δ , измерение x_d приводит к связи между тремя неизвестными пока параметрами кваркового сектора стандартной модели: m_t , θ_{13} и δ . От этих же параметров зависит величина

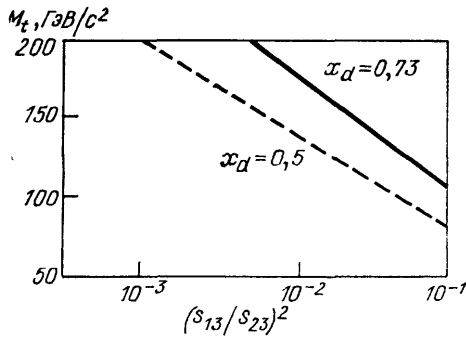


Рис. 7. Зависимость массы t -кварка от $(s_{13}/s_{23})^2$ для двух значений x_d

ϵ_K , характеризующая CP-нарушение в распадах K -мезонов. Полное выражение для ϵ_K может быть найдено, например, в³⁹. Обычно считается³¹, что V_K -аналог параметра B_B находится в интервале $1/3 \leq B_K \leq 1$ и, наверное, ближе к его верхней границе. Экспериментально⁴¹ $|\epsilon_K| = (2,27 \pm \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, зная x_d и ϵ_K , можно найти связь между любыми парами из трех неизвестных параметров кваркового сектора СМ. На рис. 7 показана зависимость m_t от $(s_{13}/s_{23})^2$, полученная Уральцевым и Хозе⁴² для $x_d =$

$= 0,73$ и $x_d = 0,5$, близкого к экспериментальной нижней границе — $x_d > 0,44$ на 90%-ном уровне достоверности. Ошибки в параметрах, входящих в формулу (7), приводят к неопределенности в предсказаниях, сравнимой с неопределенностью, вызываемой неточностью в значении x_d . Конечно, существуют значительные неопределенности и в теоретических предсказаниях для ϵ_K . Однако при не очень малом отношении $s_{13}/s_{23} \sin \delta$ получается небольшим, и неточности в параметрах, определяющих ϵ_K , слабо сказываются на значении массы t -кварка. В этом случае изменение ϵ_K даже в два раза меняет m_t всего на несколько ГэВ/с²⁴².

Для отношения $s_{13}/s_{23} \approx |V_{ub}| / |V_{cb}|$ существует верхний предел⁴: $|V_{ub}| / |V_{cb}| < 0,2$ на 90%-ном уровне достоверности*). Этот предел следует из анализа импульсного спектра лептонов в полулептонных распадах B -мезонов. Для его получения нужно знать форму спектра лептонов для переходов $b \rightarrow ul\nu$ и $b \rightarrow cl\nu$ (рис. 8). Надежных теоретических предсказаний для нее не имеется, и в расчетах приходится полагаться на модели. Разные модели приводят к разным пределам на $|V_{ub}| / |V_{cb}|$. Поэтому принято использовать нерелятивистскую модель Гринстайна, Изгура и Вайза⁴³, дающую самое слабое ограничение.

Более надежный предел на $|V_{ub}| / |V_{cb}|$ следует из измерений выхода очарованных частиц в распадах B -мезонов. Оказывается⁴, что в распаде B -мезона в среднем рождается около одного c -кварка; следовательно, переход $b \rightarrow c$ (см. рис. 8, б, г, е) является доминирующим. Однако при учете того, что очарованные частицы рождаются и при переходе $b \rightarrow u$ (см. рис. 8, д),

*) Учитывая большие теоретические неопределенности, мы округлили точное значение предела.

предел оказывается⁴⁴ довольно слабым: $|V_{ub}| / |V_{cb}| < 0,5$ на 90%-ном уровне достоверности. Обычно, несмотря на теоретические неопределенности, используется предел $|V_{ub}| / |V_{cb}| < 0,2$, следующий из анализа лептонных спектров.

Зная верхний предел на s_{13}/s_{23} из зависимости m_t от s_{13}/s_{23} (см. рис. 7), можно получить нижний предел на массу t-кварка. Он определяется, в основном, величиной x_d , и использование информации о ϵ_K улучшает его лишь на несколько ГэВ/с²^{45,46}. В большинстве работ, посвященных анализу

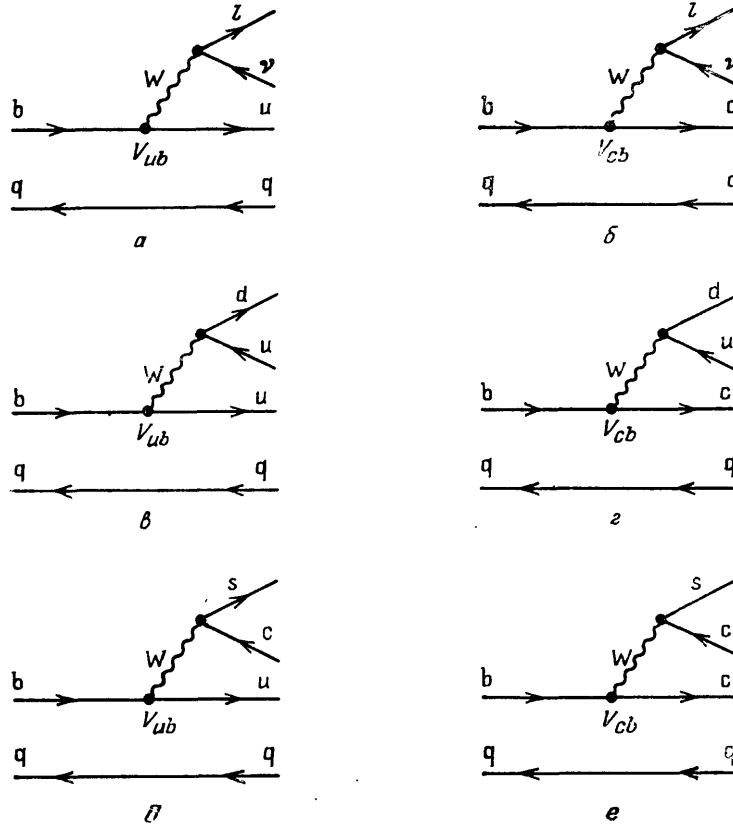


Рис. 8. Диаграммы для кабиббо-разрешенных переходов $b \rightarrow u$ и $b \rightarrow c$

следствий большого $V_d^0 \bar{V}_d^0$ -смешивания^{5,42,45-50} и отличающихся друг от друга различными предположениями о имеющих неопределенностях, минимальная масса t-кварка оказывается равной примерно 45 — 60 ГэВ/с², а наиболее «естественное» ее значение, соответствующее центральному значениям параметров f_B , x_d и s_{13}/s_{23} , находится в районе 100 ГэВ/с². С другой стороны, анализ радиационных поправок при определении $\sin^2 \theta_W$ приводит к верхнему пределу⁵¹ $m_t < 180$ ГэВ/с².

К сожалению, нижнему пределу на массу t-кварка вряд ли можно приписать, как это обычно делается, определенный уровень достоверности, поскольку при его получении кроме экспериментальных ошибок весьма существенны теоретические неопределенности. При использовании очень большого B_B/f_B^2 (например, 0,06 ГэВ²) удастся понизить предел на m_t вплоть до 25 ГэВ/с²⁶² — ограничения, полученного прямыми поисками t-кварка на e^+e^- -кольцах TRISTAN⁵³. Правда, такое большое значение B_B/f_B^2 противоречит не только большинству теоретических оценок, но и ограничению на f_B , следующему из экспериментального верхнего предела на f_D и представляющемуся весьма надежным.

Еще один аргумент в пользу большой массы t-кварка был получен недавно группой UA1⁵⁴, которая установила предел $m_t > 44 \text{ ГэВ}/c^2$. Правда, и этот результат основывается на ряде предположений, которые могут ставиться под сомнение⁵².

В дальнейшем мы будем следовать общепринятому мнению, что наблюдаемое большое смешивание $V_d^0 \bar{V}_d^0$ может быть объяснено в рамках стандартной модели с тремя поколениями кварков, только если масса t-кварка превышает $45\text{--}50 \text{ ГэВ}/c^2$, и что наиболее вероятное значение m_t находится в районе $100 \text{ ГэВ}/c^2$. При такой большой массе хорошо описываются все чувствительные к ней экспериментальные данные.

Кроме нижнего предела на массу t-кварка большое $V_d^0 \bar{V}_d^0$ -смешивание приводит в рамках стандартной модели к целому ряду следствий. Одним из наиболее интересных является предсказание большого смешивания $V_s^0 \bar{V}_s^0$. Хотя, как обсуждалось выше, в вычислении B_B/f_B^2 имеются значительные неопределенности, отношение этих факторов для V_s^0 - и V_d^0 -мезонов должно быть близко к 1^{*}). Не должны различаться больше чем на 10% и их времена жизни^{12,13}. Поэтому, используя формулу (7), получаем

$$\frac{x_s}{x_d} = \frac{|V_{ts}|^2}{|V_{td}|^2} \frac{f_{B_s}^2 B_{B_s}}{f_{B_d}^2 B_{B_d}} \frac{\tau_{B_s}}{\tau_{B_d}} \approx \frac{|V_{ts}|^2}{|V_{td}|^2}. \quad (9)$$

В выбранной нами параметризации матрицы КМ (1)

$$\frac{|V_{ts}|^2}{|V_{td}|^2} = \frac{s_{23}^2}{|s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta}|^2} = \frac{1}{|s_{12} - (s_{13}/s_{23})e^{i\delta}|^2}. \quad (10)$$

Это выражение достигает минимума при фазе $\delta = 180^\circ$ (в действительности δ не может быть точно равно 180° , так как при этом $\epsilon_k = 0$). Поэтому

$$\frac{x_s}{x_d} > \frac{1}{[s_{12} + (s_{13}/s_{23})]^2} \geq 5,6, \quad (11)$$

где при получении второго неравенства мы использовали предел $s_{13}/s_{23} < 0,2$ (даже при использовании консервативного предела $s_{13}/s_{23} < 0,5$ x_s оказывается в 2 раза больше, чем x_d). Поскольку $x_d > 0,44$ на 90%-ном уровне достоверности², смешивание $V_s^0 \bar{V}_s^0$ ожидается большим независимо от массы t-кварка — $x_s > 2,5$. Этот вывод остается в силе и для большинства простых расширений СМ⁵ — например, в суперсимметричных моделях, в моделях с несколькими хиггсовыми дублетами, в минимальных лево-правосимметричных моделях. Но конечно, соотношение между x_d и x_s может быть совершенно другим, если существует четвертое поколение кварков^{5,6,50,56}. Несомненно, проверка соотношений (9) и (11) является одним из самых критических тестов современных теоретических представлений.

На рис. 9 показаны граница, следующая из неравенства (11), и ограничения на параметры смешивания x_d и x_s , полученные в экспериментах UA1¹, MARK II¹⁷, CLEO²⁵ и ARGUS². Условие (11) и результаты групп ARGUS и CLEO выделяют заштрихованную на рисунке небольшую область возможных значений x_d , x_s . Верхний предел группы MARK II мог бы еще больше сузить разрешенную область, если бы было известно, как часто V_s^0 - и V_d^0 -мезоны рождаются в e^+e^- -аннигиляции при $s^{1/2} = 29 \text{ ГэВ}$. Однако выходы V_s^0 - и V_d^0 -мезонов трудно надежно предсказать, особенно учитывая, что большая их часть может возникать, как и в случае очарованных частиц^{57,58}, из возбужденных состояний $\bar{b}s$ (например, P-уровней), которые могут рас-

*). Естественно ожидать, что f_{B_s} лишь немного больше f_{B_d} ^{56,55}, как и в случае D-мезонов.

падает не на $\bar{B}_s^0 l \bar{l}$, а на $\bar{B}_d^0 K$ и $\bar{B}_d^0 K^*$ ⁵⁹ *). Как видно из рис. 9, в разрешенной области χ_s оказывается близким к своему максимальному значению.

Хотя смешивание $B_s^0 \bar{B}_s^0$ предсказывается большим, обнаружить его будет не просто. При исследовании лептонных пар эффект $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -смешивания придется выделять на фоне большого сигнала от B_d^0 -мезонов, которых должно рождаться в несколько раз больше. И даже обнаружение корреляций между лептонами и странными частицами не будет однозначно свидетельствовать о том, что это лептоны от распадов B_s^0 -мезонов, — опять из-за возможного распада возбужденных состояний $b\bar{s}$ на $\bar{B}_d^0 K$ и $\bar{B}_d^0 K^*$. Восстановление же достаточного числа эксклюзивных распадов B_s^0 -мезонов вряд ли возможно в ближайшем будущем.

Еще сложнее будет определить точное значение χ_s , так как при большом смешивании интегральные характеристики становятся нечувствительными к величине x . Например, при изменении x от 5 до 25 χ меняется всего лишь от 0,48 до 0,499. Это легко понять, ведь большое $x = \Delta M/\Gamma$ означает, что В-мезон успевает много раз проосциллировать перед распадом и «забыть», был ли он вначале частицей или античастицей, т.е. смешивание становится полным ($\chi \approx 0,5$). Поэтому для определения χ_s придется, как и в случае К-мезонов, изучать временную картину осцилляции. На рис. 3 показана зависимость от времени числа В- и \bar{B} -мезонов при распаде меченых B_d^0 -мезонов ($\Delta M/\Gamma = 0,73$) и B_s^0 -мезонов, для которых использовано типичное предсказание $\Delta M/\Gamma = 10$. Надежное восстановление вторичных вершин от распадов В-мезонов, необходимое для исследования временной зависимости осцилляции, должно привести к радикальному скачку в исследовании свойств как B_s^0 -, так и B_d^0 -мезонов. Весьма перспективными в этом отношении являются новые протонные ускорители — TEVATRON, УНК и SSC, на которых длина пробега В-мезонов может достигать десятков сантиметров. Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работах ^{6,60,61}.

При большой массе t-кварка предсказания для относительных вероятностей ряда редких распадов становятся доступными для экспериментальной проверки в ближайшем будущем. Относительная вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (рис. 10, а) предсказывается теперь ^{42,46} более чем 10^{-10} . Она сильно зависит от массы t-кварка и пропорциональна числу типов нейтрино. Наблюдение этого распада явится важной проверкой стандартной модели, позволит еще больше ограничить значения ее параметров.

Предсказания для распада $B \rightarrow K^* \gamma$, в котором фотон излучается при переходе $b \rightarrow s \gamma$ (рис. 10, б), также близки к имеющимся экспериментальным ограничениям. При массе t-кварка в районе 100 ГэВ/с² ожидается ⁶², что $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^* \gamma) \sim 10^{-4}$, а верхний предел уже сейчас равен ⁴ $4,2 \cdot 10^{-4}$ на

*) Мы благодарны А. Е. Блинову и А. Б. Кайдалову за обсуждение этой возможности.

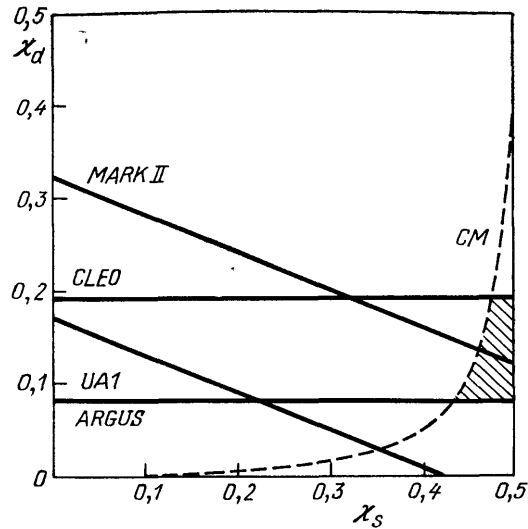


Рис. 9. Пределы на 95 %-ном уровне достоверности, на параметры смешивания χ_d и χ_s . Штриховой линией показаны ограничения, следующие из стандартной модели. Разрешенная в СМ область параметров заштрихована

90 %-ном уровне достоверности. Распады, обусловленные переходом $b \rightarrow s\gamma$, как и распад $K^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}\nu$, весьма чувствительны к новой физике за пределами стандартной модели. Например, существование четвертого поколения кварков может на порядок увеличить или уменьшить относительную вероятность распада $B \rightarrow K^*\gamma$ ⁶³. Это делает поиски обсуждаемых распадов еще более интересными.

Если масса t -кварка окажется больше M_w , то придется пересмотреть способы поиска новых явлений на будущих ускорителях, так как не W^+ будет распадаться на $t\bar{b}$, а t на W^+b . При $m_t \gtrsim 150$ ГэВ/ c^2 радикально меняются и свойства топония. Подробно эти проблемы обсуждаются в обзоре⁴².

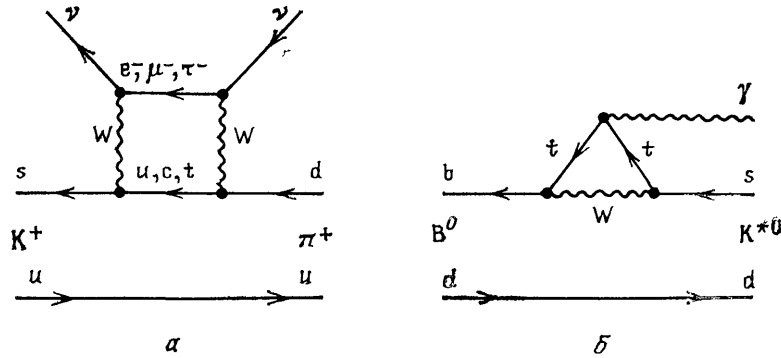


Рис. 10. Диаграммы распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}\nu$ (а) и $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ (б)

В стандартной модели углы и фазы матрицы КМ и массы кварков являются свободными параметрами. Вряд ли такая ситуация может считаться удовлетворительной с теоретической точки зрения. Кроме того, хорошо известны простые феноменологические соотношения, заставляющие задуматься о возможной связи масс кварков и углов матрицы КМ:

$$\begin{aligned} \theta_{12} &= 0,22 \left(\frac{m_d}{m_s} \right)^{1/2} \approx 0,22 \left(\frac{m_s}{m_b} \right)^{1/2} \approx 0,17, \\ \theta_{23} &\approx 0,05 \left(\frac{m_u}{m_c} \right)^{1/2} \approx 0,06 \left(\frac{m_d}{m_b} \right)^{1/2} \approx 0,04, \\ \theta_{13} &< 0,01 \left(\frac{m_u}{m_t} \right)^{1/2} < 0,01, \end{aligned} \quad (12)$$

где для масс кварков использованы значения из работы⁶⁴. Поэтому не прекращаются теоретические попытки, если не фиксировать все массы и углы, то хотя бы воспроизвести соотношения между ними. На основании различных обобщений СМ или просто феноменологически выбираются специальные формы массовых матриц верхних и нижних кварков с числом параметров N меньше 10 (см. Введение). Тогда после диагонализации массовых матриц возникает $10 - N$ соотношений между параметрами матрицы КМ и массами кварков.

В схеме, предложенной Фричем⁶⁵,

$$M_u = \begin{pmatrix} 0 & a_u & 0 \\ a_u & 0 & b_u \\ 0 & b_u & d_u \end{pmatrix}, \quad M_d = \begin{pmatrix} 0 & a_d e^{i\Phi_1} & 0 \\ a_d e^{-i\Phi_1} & 0 & b_d e^{i\Phi_2} \\ 0 & b_d e^{-i\Phi_2} & c_d \end{pmatrix},$$

т.е. имеется 8 параметров и, следовательно, 2 соотношения между измеряемыми величинами, в частности

$$\theta_{23} \gtrsim \left(\frac{m_s}{m_b} \right)^{1/2} - \left(\frac{m_c}{m_t} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

В другой схеме, полученной Бережани и Чкареули⁶⁶ на основе предполо-

жения о горизонтальной симметрии, диагональные элементы массовых матриц верхних и нижних кварков пропорциональны друг другу. Среди матриц такого типа наиболее известны массовые матрицы Штеха⁶⁷. В этом случае

$$\theta_{23} \approx \left(\frac{m_s}{m_b} - \frac{m_c}{m_t} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Существуют и другие модели массовых матриц. Нетрудно заметить, что соотношения (13) и особенно (14) не выполняются при большой массе t-кварка. Тщательный анализ всех соотношений, проведенный Харари и Ниром⁴⁷ и Эллисом, Хагелином, Рудой и Ву^{45,46}, показывает, что наблюдаемые значения x_d и ε_k не совместимы с обсуждавшимися выше массовыми матрицами кварков (точнее, Харари и Нир, а также Олбрайт, Ярлског и Линдхольм⁶⁸, предполагая несколько большие неопределенности, нашли узкие области, в которых схема Фрича еще согласуется с экспериментом, но на самой границе возможных значений параметров).

Плохо согласуются с большим значением x_d и ряд других выражений для массовых матриц кварков⁶⁹, являющихся вариантами схем, обсуждавшихся выше.

Как видим, наблюдение большого $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -смешивания накладывает весьма жесткие ограничения на параметры стандартной модели и приводит к появлению новых возможностей для ее критической проверки. Так, если окажется, что $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -смешивание невелико ($\chi_s < 2$) или будет открыт относительно легкий t-кварк (например, на e^+e^- -кольце TRISTAN), то объяснение придется искать за рамками стандартной модели (при условии, конечно, что результат группы ARGUS выдержит проверку временем)*).

Многие новые гипотетические частицы могут давать вклад в смешивание $B^0 \bar{B}^0$ (см. рис. 2) и изменять предсказания стандартной модели. Пока их существования не требуется для объяснения экспериментальных данных, и мы не будем обсуждать эту очень интересную проблему. Подробное изложение современной ситуации в этой области можно найти, например, в работах⁵.

4. Заключение. Перспективы исследований b-кварка. Как видно, в физике b-кварка затрагивается широкий спектр вопросов: от определения фундаментальных параметров стандартной модели до выяснения границ ее применимости. Особый интерес вызывает поиск редких процессов, в которых наиболее ярко проявляются предсказания различных моделей. Эталоном может служить малое нарушение CP-инвариантности в слабых взаимодействиях, для наблюдения которого в распадах В-мезонов открываются новые возможности после обнаружения большого $B^0 \bar{B}^0$ -смешивания. Хотя впервые нарушение CP-четности наблюдалось более 20 лет назад, механизм его остается непонятным. До недавнего времени все экспериментальные данные согласовывались с тем, что единственным параметром нарушения CP-инвариантности служит смешивание нейтральных каонов. Однако в 1987 г. появилось указание⁷⁰, что параметр ε'_k , описывающий нарушение CP непосредственно в распадах К-мезонов, также отличен от нуля: $\varepsilon'_k/\varepsilon_k = (3,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$ в хорошем согласии с предсказаниями СМ в случае большой массы t-кварка (см., например,^{42,45,46}). К сожалению, наблюдение CP-неинвариантных эффектов в распадах К-мезонов затрудняется малостью соответствующих асимметрий.

Большое $B^0 \bar{B}^0$ -смешивание должно приводить в СМ к большому CP-нарушению непосредственно в распадах В-мезонов^{9,24,71} (CP-нарушающие эффекты, возникающие только в $B^0 \bar{B}^0$ -смешивании, очень малы⁷²). В неко-

*) На XXIV международной конференции по физике высоких энергий, состоявшейся в августе 1988 г. в Мюнхене, этот результат был подтвержден группой CLEO, которая получила значение параметра смешивания $r = 0,18 \pm 0,08$.

торых каналах распада CP-нечетные асимметрии могут достигать десятков процентов (см., например, ⁷³). Правда, относительно малые вероятности этих распадов требуют $\sim 10^8$ $B\bar{B}$ -пар, чтобы зарегистрировать эффект. Такое число B-мезонов может быть получено на будущих ускорителях. При этом необходимо учитывать, что в экспериментах в области Υ (4S)-резонанса нельзя использовать интегральные характеристики, так как при рождении $B\bar{B}$ -пары в P-волне после интегрирования по времени CP-нечетные эффекты исчезают ²⁴. Для измерения зависящих от времени CP-нечетных асимметрий необходима информация о вершинах распадов B-мезонов. В этом смысле весьма перспективно выглядят асимметричные e^+e^- -кольца, где преимущественно исследования B-мезонов в области Υ (4S)-резонанса сочетаются с возможностью реконструировать их вершины. При высоких энергиях, где пробег B-мезонов увеличивается, можно реально обсуждать эксперименты по детальному исследованию пространственного распределения B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов ^{6,60}. Изучая **временные** зависимости осцилляции прелести (2), можно получить информацию о несохранении CP-инвариантности.

Интенсивные исследования в области физики B-мезонов продолжают в экспериментах ARGUS и CLEO. Одновременно ведутся работы по повышению светимости накопительных колец DORIS II, CESR и ВЭПП-4М. Ожидается, например: светимость CESR достигает уровня $\sim 2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ⁷⁴. Создаются также новые экспериментальные установки: CLEO II ⁷⁵ и КЕДР ⁷⁶. Кроме этого, изучение физики b-кварка рассматривается как одно из перспективных направлений физической программы практически на всех строящихся и проектируемых ускорителях частиц высоких энергий (см., например, ⁶¹). Следует, однако, заметить, что число B-мезонов, рождающихся на ускорителях SLC, LEP и HERA, будет недостаточным для изучения CP-неинвариантных эффектов.

Интерес к физике b-кварка привел к появлению многочисленных проектов e^+e^- -коллайдеров нового поколения — «B-фабрик», работающих в околопороговой области и специально ориентированных на исследование B-мезонов. Эти проекты можно условно разделить на три класса:

а) симметричные e^+e^- -**накопительные** кольца с очень высокой светимостью: $\sim 5 \cdot 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ^{77,78};

б) линейные коллайдеры, также обладающие высокой светимостью $\sim 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ^{79,80};

в) асимметричные e^+e^- -**накопительные** кольца. Идея таких колец состоит в том, что при столкновении электронов и позитронов с разной энергией образуется движущаяся система (например, Υ (4S)-мезон). В этом случае становится возможной регистрация вершин распадов B-мезонов, что существенно повышает эффективность восстановления полной картины события и позволяет исследовать осцилляции B-мезонов во времени. Замена в этой схеме электронного кольца на линейный ускоритель может привести к увеличению светимости до $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и даже более ⁸¹.

Оценки ожидаемого числа $B\bar{B}$ -пар, рожденных на «B-фабриках», позволяют надеяться через несколько лет работы достичь уровня, необходимого для обнаружения CP-неинвариантных эффектов.

Многообразие физических задач и экспериментальных программ по исследованию B-мезонов должны в недалеком будущем привести к появлению новых результатов в этой очень интересной области физики.

Нам приятно поблагодарить коллег из группы ARGUS, особенно В. Шмидта-Парцефаля, Х. Шрёдера и Д. Макфарлайна. Мы очень признательны З. Г. Бережиани, И. А. Голутвину, Н. Г. Уральцеву, В. А. Хозе и Дж. Л. Чкареули за многочисленные обсуждения проблем, затронутых в обзоре. Особенно мы хотим поблагодарить М. Б. Волошина, В. А. Любимова, Л. Б. Окуню и М. А. Шифмана, взявших на себя нелегкий труд прочтения рукописи и сделавших целый ряд важных и конструктивных замечаний

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ¹ Albajar C. et al. (UA1 Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 186. P. 247.
- ² Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.)//Ibidem. V. 192. P. 245.
- ³ Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 2. P. 1285.
- ⁴ Schmidt-Parzefall W.//Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.—Hamburg, FRG, 1987.—P. 257.
- ⁵ Altarelli G., Franzini P. Preprint CERN-TH-4745.—Geneva, 1987.
- Ali A. Preprint DESY 87-083.—Hamburg, 1987.
- ⁶ Datta A., Paschos E. A., Tuerke U.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196. P. 376.
- ⁷ Азимов Я. И., Уралъцев Н. Г., Хозе В. А.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1412.
- ⁸ Kobayashi M., Maskawa K.//Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
- ⁹ Chau L.-L., Keung W. Y.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1802.
- ¹⁰ Harari, Leurer M.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 181. P. 123.
- ¹¹ Bigi I. I., Khoze V. A., Uraltsev N. G. Preprint SLAC-PUB-4476.—1987.
- ¹² Уралъцев Н. Г., Хозе В. А.//УФН. 1985. Т. 146, С. 507.
- ¹³ Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.—М.: Наука, 1982.
- ¹⁴ Okun L. B., Zakharov V. I., Pontecorvo B. M.//Lett. Nuovo Cimento 1975. V. 13. P. 218.
- ¹⁵ Hagelin J. S.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 193. P. 123.
- ¹⁶ Волошин М. Б., Шифман М. А.//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1180.
- ¹⁷ Волошин М. Б. и др.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 181.
- ¹⁸ Pais A., Treiman S. B.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 2744.
- ¹⁹ Arnison G. et al. (UA1 Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 147. P. 493.
- ²⁰ Gaillard M. K., Lee B. W.//Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 10. P. 897.
- ²¹ Ellis J. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 131. P. 285.
- Ali A., Aydin Z. Z.//Ibidem. 1978. V. 148. P. 165.
- ²² Bigi I. I., Sanda S. I.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 1393.
- ²³ Paschos E. A., Tuerke U.//Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 243. P. 29.
- ²⁴ Shaad T. et al. (MARK II Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 160. P. 188.
- ²⁵ Schubert K. R.//Proc. of the Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics.—Uppsala, Sweden, 1987.—V. II. P. 791.
- ²⁶ Bartel W. et al. (JADE Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 146. P. 437.
- ²⁷ Naroska B.//Phys. Rep. Ser. C. 1987. V. 148. P. 67.
- ²⁸ Drell S. D., Yan T.-M.//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316.
- ²⁹ Band H. R. et al. (MAC Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 200. P. 221.
- ³⁰ Gittelman B., Stone S. Preprint CLNS 87/81.—Ithaca, USA, 1987.
- ³¹ Bigi I. I., Sanda A. I.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 193. P. 85; Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 171. P. 320.
- ³² Bean A. et al. (CLEO Collab.)//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 183.
- ³³ Avery P. et al. (CLEO Collab.)//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1309.
- ³⁴ Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.)//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 185. P. 218.
- ³⁵ Высоцкий М. И.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1535.
- ³⁶ Inami T., Lim C. S.//Prog. Theor. Phys. 1981. V. 65. P. 297.
- ³⁷ Altarelli G., Franzini P. Preprint CERN-TH-4914.—Geneva, 1987.
- Bigi I. I. Preprint SLAC-PUB-4439.—1987.
- ³⁸ Шифман М. А.//УФН. 1987. Т. 151. С. 193.
- Shifman M. A.//—P. 289.
- ³⁹ Овчинников А. А., Пивоваров А. А. Препринт ИЯИ АН СССР П-0555.—Москва, 1987.
- ⁴⁰ Golowich E.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 91. P. 271.
- Suzuki M.//Ibidem. 1985. V. 162. P. 392.
- ⁴¹ Silverman D., Yao H. Preprint Univ. of California 87-29.—Irvine, USA, 1987.
- ⁴² Adler J. et al. (MARK III Collab.)//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1375.
- ⁴³ Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.//Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 373.
- ⁴⁴ Shuryak E. V.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 198. P. 83.
- ⁴⁵ Волошин М. Б., Шифман М. А.//ЯФ. 1987. Т. 45. С. 453.
- ⁴⁶ Житницкий А. Р., Житницкий И. Р., Черняк В. Л.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1277.
- ⁴⁷ Алиев Т. М., Елецкий В. Л.//Ibidem. С. 1537.
- ⁴⁸ Christenson J. H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138.
- Particle Data Group//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 170. P. 1.
- ⁴⁹ Khoze V. A., Uraltsev N. G. Preprint LINF-1290.—Leningrad, 1987.
- ⁵⁰ Grinstein B. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 298.

- ⁴⁴ Danilov M. Invited Talk at the XVIII Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics.—Tashkent, 1987; Preprint ITEP-213.—Moscow, 1987.
- ⁴⁵ Ellis J. et al. Preprint GERN-TH. 4816/87.— Geneva, 1987.
- ⁴⁶ Ellis J., Hagedorn J. S., Rudaz S.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 192. P.201.
- ⁴⁷ Harari H., Nir Y.//Ibidem. V. 195. P. 586.
- Nir Y. Preprint SLAC-PUB-4368.— 1987.
- ⁴⁸ Barger V. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 194. P. 312.
- Bigi I., Sanda A.//Ibidem. P. 307.
- Donoghue J. F. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 195. P. 285.
- Chau L. L., Keung W. Y. Univ. of California at Davis Report UCD-87-02.—1987.
- ⁴⁹ Du D.-S., Zhao Z.-Y.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1072.
- ⁵⁰ Maalampin J., Roos M.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 195. P. 489.
- Hou W., Soni A. Preprint PITT-87-06.— Pittsburg, 1987.
- Tanimoto M., Suetake Y., Senba K. Preprint Ehime Univ. EHU-08-87.— 1987.
- ⁵¹ Amaldi U. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1987. V. 36. P. 1385.
- ⁵² Cudell J. R. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196. P. 227.
- Halzen F. Preprint Univ. of Wisconsin MAD/PH/372.—1987.
- ⁵³ Takasaki F.//⁴— P. 17.
- ⁵⁴ Cline D. (UAI Collab.). Seminar at Aspen Center for Physics.—1987.
- ⁵⁵ Krasserman H.//Phys. Lett. Ser. B. 1980. V. 96. P. 397.
- ⁵⁶ Barger V. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 30. P. 947.
- Anselm A. A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 156. P. 102.
- Gronau M., Schechter J.//Phys. Rev. Ser. D. 1985. V. 31. P. 1668.
- ⁶⁷ Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.)//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 549.
- ⁵⁸ Beck C. et al. (CLEO Collab.). Contributed Paper to the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Hamburg, 1987.
- ⁵⁹ Björken J. D. Talk presented at the Intern. Symposium for Fourth Family of Quarks and Leptons.—1987.
- Hikasa J., Igi K.//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 23. P. 2027.
- Кайдалов А. Б., Ногтева А. В.//ЯФ. 1987. Т. 47. С. 505.
- ⁶⁰ Dunietz I., Rosner J.//Phys. Rev. Ser. D. 1986. V. 34. P. 1404.
- ⁶¹ Pessei R. D. Preprint DESY 87-134.— Hamburg, 1987.
- ⁶² Bertolini S., Borzumati F., Masiero A.//Phys. Rev. Lett. 1987. V.59. P. 180.
- Deshpande N. G. et al.//Ibidem. P. 183.
- ⁶³ Hewett J. L.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 193. P. 327.
- Hou W.-S., Soni A., Steger H.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1521.
- ⁶⁴ Gasser J., Leutwyler H.//Phys. Rep. Ser. C. 1982. V. 87. P. 77.
- ⁶⁵ Fritzsche H.//Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 70. P. 436, 1978. V. 72. P. 317; 1986. V. 166. P. 423.
- ⁶⁶ Бережани З. Г., Чкареули Дж. Л.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 494; ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1043.
- ⁶⁷ Stech B.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 130. P. 189.
- ⁶⁸ Albright C. H., Jarlskog C., Lindholm B.-A. Preprint FERMILAB-PUB-87/135-T.—Batavia, USA, 1987.
- ⁶⁹ Gronau M., Johnson R., Schechter J.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2176.
- Shin M.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 145. P. 285.
- ⁷⁰ Manelli I.//⁴— P. 367; Preprint CERN-EP-87-177.— Geneva, 1987.
- ⁷¹ Anselm A. A., Azimov Ya. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 85. P. 72.
- ⁷² Hagedorn J. S., Wise M. B.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 189. P. 87.
- ⁷³ Bigi I. I. Preprint SLAC-PUB-4443 (T/E)-1987.
- ⁷⁴ Berkelman K. Preprint GLNS-87-101.—1987.
- ⁷⁵ CLEO Collab. Preprint CLNS-85-634.—1985.
- ⁷⁶ Анашин В. В. и др.//Труды Международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий.— Дубна, 1987.— С. 58.
- ⁷⁷ Wille K.//Proc. of the Intern. Symposium on Production and Decays of Heavy Hadrons.— Heidelberg, FRG, 1986.— P. 473.
- ⁷⁸ Eichler R. et al. Preprint SIN-PR-86-13.—1986.
- ⁷⁹ Cline B., Soni A. Preprint UCLA-87-TEP-6.—1987.
- ⁸⁰ Amaldi U., Coignet G.//Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1987. V. 260. P. 7.
- ⁸¹ Grosse-Wiesmann P. Preprint SLAG-PUB-4545 (E/A).—1988.
- ⁸² Hagivara K.//Proc. of 2nd Intern Conference on Hadron Spectroscopy.—KEK, 1987.—P. 135.