

ФАНО России  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Г.И. Будкера  
Сибирского отделения Российской академии наук  
(ИЯФ СО РАН)

## *Супер Чарм – Тау фабрика*

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ  
физическая программа

Новосибирск – 2017

Этот документ описывает проект Супер Чарм–Тау фабрики, планируемой в Институте Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск). Установка на встречных электрон-позитронных пучках будет работать в области полных энергий от 2 до 5 ГэВ с беспрецедентно высокой светимостью  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и продольной поляризацией электронов в месте встречи.

Основная цель экспериментов на Супер Чарм–Тау фабрике — изучение процессов рождения очарованных кварков и тау-лептонов, используя набор данных, который на 2 порядка больше по объему, чем набранный в эксперименте BESIII. Мы полагаем, что эти эксперименты будут чувствительны к новым физическим эффектам, не описываемым Стандартной Моделью.

# Оглавление

Введение	5
<b>1 Физическая программа</b>	<b>9</b>
1.1 Введение	9
1.2 Чармоний	10
1.2.1 Состояния ниже порога $D\bar{D}$	12
1.2.2 Изучение экзотических состояний чармония	13
1.3 Спектроскопия состояний из легких кварков	16
1.4 Физика $D$ -мезонов	18
1.4.1 Спектроскопия $D$ -мезонов	19
1.4.2 Распады очарованных мезонов	22
1.4.3 Смешивание в системе нейтральных $D$ -мезонов	24
1.4.4 Поиск $CP$ -нарушения	27
1.4.5 Редкие распады $D$ -и $D_s$ -мезонов	31
1.5 Очарованные барионы	34
1.6 Физика $\tau$ -лептона	37
1.7 Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии до 5 ГэВ	40
1.8 Двухфотонная физика	43
1.9 Заключение	44

# Введение

В девяностые годы прошлого столетия в лабораториях мира, занимающихся исследованиями по физике высоких энергий, обсуждалось несколько проектов Чарм–Тау фабрик. Все эти установки планировались на энергию пучка 1–3 ГэВ и пиковую светимость около  $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7], за исключением новосибирского варианта с круглыми пучками, который был рассчитан на светимость  $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  [8]. Для изучения узких резонансов рассматривались различные варианты монохроматизации энергии столкновения частиц и возможности получения поперечно поляризованных частиц (для точной калибровки энергии).

Единственным реализованным проектом из “семейства” Чарм–Тау фабрик 90-х годов в настоящее время является коллайдер ВЕРС II, запущенный в 2009 г. в Пекине в лаборатории ИНЕР [9], с запланированной пиковой светимостью  $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Возрождение интереса к рассматриваемой тематике и начало работ по проекту Супер Чарм–Тау фабрики в ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН связано, во-первых, с теми выдающимися результатами, которые были получены на  $B$ -фабриках в лабораториях КЕК (Япония) и SLAC (США). Эти работы увенчались присуждением в 2008 году Нобелевской премии по физике М. Кобаяси и Т. Маскаве. Несмотря на то, что высокая светимость  $B$ -фабрик позволила, с использованием метода радиационного возврата, предложенного и развитого в ИЯФ, получить интересные результаты и в области энергий  $c\tau$ -фабрик, создание коллайдера-фабрики, нацеленного на изучение физики очарованных частиц и тау-лептона, по-прежнему является чрезвычайно актуальным вопросом.

Во-вторых, рост интереса к созданию Чарм–Тау фабрики следующего поколения был вызван открытием принципиально нового метода встречи пучков в электрон-позитронном коллайдере, который позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость по сравнению с существующими фабриками сразу на два порядка. Идея была высказана итальянским физиком Панталео Раймонди в 2006 году в связи с изучением возможности создания  $B$ -фабрики с высокой светимостью [10]. Позже метод был строго обоснован в совместных работах П. Раймонди, М. Зобова (INFN/LNF, Frascati) и Д. Шатилова (ИЯФ, Новосибирск) [11, 12] с использованием программы моделирования эффектов встречи LIFETRAC, разработанной Дмитрием Шатиловым. Новый подход, подробно описываемый ниже, получил английское название “*Crab-Waist Collision with Large Piwinski Angle*”, которое может быть переведено на русский язык как “*встреча пучков под большим парметром Пивинского с разворотом перетяжки (минимума вертикальной бетатронной функции) в месте встречи*”. Однако, ввиду громоздкости такого определения, ниже мы будем использовать сокращенное обозначение нового подхода — Crab Waist или CW метод встречи. Кроме Супер Чарм–Тау фабрики в Новосибирске, CW метод встречи используется в проектах Super $B$ -фабрики в Италии и SuperКЕК $B$ -фабрики в Японии. Иными словами, на новом подходе основаны проекты всех электрон-позитронных супер-коллайдеров будущего.

В 2008–2009 гг. новый метод встречи пучков был экспериментально проверен на  $\phi$ -фабрике

DAΦNE; результаты экспериментов подтверждают перспективность метода и находятся в хорошем согласии с теорией [13].

Основными научными задачами предлагаемого проекта являются: прецизионное изучение процессов рождения  $c$ -кварков и  $\tau$ -лептонов, поиск четырех- и пятикварковых состояний, глюоболов, гибридных и других экзотических состояний и исследование их свойств. Статистика, набранная на Супер Чарм – Тау фабрике, на 2 порядка превысит объем данных, доступный для анализа в настоящее время. Это позволит изучить такие новые явления как  $CP$ -нарушение в распадах  $D$ -мезонов,  $\tau$ -лептона и нарушение закона сохранения лептонного числа в распадах  $\tau$ -лептона.

Выполнение физической программы потребует разработки универсального магнитного детектора с высоким импульсным разрешением для заряженных частиц, предельным разрешением по энергии фотонов и рекордными параметрами системы идентификации частиц. Высокая светимость требует создания триггерной системы с уникальными характеристиками, которая сможет выделять физические события в условиях очень высокой загрузки детектора, а также современных систем оцифровки и сбора данных, способных обрабатывать события с частотой 300–400 кГц.

Исходя из задач, подробно обсуждаемых в разделе физической программы Супер Чарм – Тау фабрики, были сформулированы следующие основные требования к ускорительному комплексу:

- Энергия встречи пучков в системе центра масс должна варьироваться от 2 до 5 ГэВ, что позволит вести эксперименты от порога рождения нуклонов и антинуклонов до области семейства  $\psi$ -мезонов и очарованных барионов. Кроме того, столь широкий диапазон энергии позволит стыковать экспериментальные данные, полученные в ИЯФ на коллайдерах ВЭПП–2000 и ВЭПП–4 на более низкой и более высокой энергии.
- Светимость фабрики должна быть не ниже  $10^{35}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> в области высоких энергий и  $\geq 10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> в области низких энергий.
- Электронный пучок должен быть продольно поляризован в месте встречи [14].
- Встреча пучков должна производиться с равными энергиями; асимметрия энергий двух пучков не требуется.
- Так как до настоящего времени не удалось найти схему монохроматизации без существенного уменьшения светимости, было принято решение отказаться от монохроматизации, тем более, что высокая светимость позволяет эффективно исследовать узкие резонансные состояния без использования монохроматизации.
- Было принято решение отказаться от поперечной поляризации пучков для прецизионного измерения энергии методом резонансной деполяризации и использовать для калибровки энергии метод обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на частицах циркулирующего пучка. В настоящее время эта методика используется на ВЭПП–4М [15], где достигнута относительная точность измерения  $3 \cdot 10^{-5}$ , что является достаточным для выполнения физической программы Супер Чарм – Тау фабрики.

При реализации проекта Супер Чарм – Тау фабрики предполагается использовать существующий в ИЯФ инжекционный комплекс, проведя его модернизацию, направленную на повышение производительности по позитронам. Для уменьшения стоимости установки в проекте будет использована существующая в ИЯФ инфраструктура, тоннели, здания и объекты

энергетики. При создании систем, элементов и узлов комплекса было принято решение опираться на имеющиеся в институте технические и технологические решения и широко применять, производимые институтом по контрактам устройства: электро- и сверхпроводящие магниты, источник поляризованных электронов, элементы вакуумной камеры и диагностики пучка, электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI, детектор черенковских колец с радиатором из аэрогеля и т.п.

# Литература

- [1] C-Tau in Novosibirsk: Conceptual Design Report, BINP, Novosibirsk, 1995
- [2] E. Perelshtein *et al.*, Proc. of the 3rd Workshop on the TC Factory, Marbella, Spain, 1-6 Jun 1993, 557-570
- [3] M.V. Danilov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 455-457
- [4] E. Berger *et al.*, ANL-HEP-TR-94-12, Feb 1994. 28pp
- [5] Yu. Aleksahin, A. Dubrovin, A. Zholents, In EPAC 90 Proc., vol. 1, 398-400
- [6] He-Sheng Chen, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59 (1970) 316-323
- [7] A. Faus-Golfe and J. Le Duff, Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 6-18
- [8] A. N. Skrinsky, "Studies for a Tau-Charm Factory", SLAC-Report-451, October, 1994
- [9] J. Q. Wang, L. Ma, Q. Qin, C. Zhang, "Status and performance of BEPC II", Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010, WEXMH01, p. 2359.
- [10] P. Raimondi, "Status of the SuperB Effort", presentation at the 2nd Workshop on Super B Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006
- [11] P. Raimondi and M. Zobov, DAΦNE Technical Note G-58, April 2003
- [12] D. Shatilov and M. Zobov, ICFA Beam Dyn. Newslett. **37** (2005) 99
- [13] M. Zobov (INFN LNF), for DAΦNE Collaboration Team, "DAΦNE Operation Experience With Crab Waist Collision", arXiv:0810.2211v1
- [14] Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский, "О движении спина частиц в накопителе с произвольным полем", Препринт ИЯФ 70-2 (1970)  
см. также Доклады АН СССР, 1970, т. 192, № 6, С. 1255-1258
- [15] N. Yu. Muchnoi, S. Nikitin, V. Zhilich, Proceedings of EPAC 2006, Edinburg, Scotland

# Глава 1

## Физическая программа

### 1.1 Введение

Супер Чарм–Тау фабрикой называется электрон-позитронный коллайдер с энергией в системе центра масс от 3 до 5–6 ГэВ, имеющей высокую светимость, около  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . В этом диапазоне энергии рождаются практически все состояния чармониев (мезонов, представляющих собою связанные состояния  $c$ -кварка и  $c$ -антикварка), очарованные мезоны и барионы, которые содержат один  $c$ -кварк или  $c$ -антикварк. Кроме того, при энергии больше  $2m_\tau \approx 3.6 \text{ ГэВ}$  начинают рождаться пары  $\tau$ -лептонов. Такой коллайдер при наличии высокой светимости будет интенсивнейшим источником очарованных частиц и  $\tau$ -лептонов. Отсюда и название — Супер Чарм–Тау фабрика (СЧТФ).

Основной целью экспериментов на СЧТФ является изучение процессов с  $c$ -кварками и  $\tau$ -лептонами в конечном состоянии со статистикой как минимум на 2 порядка превышающей сегодняшнюю, накопленную в экспериментах CLEO $c$  (США) и BESIII (Китай). В таблице 1.1 приведен список энергий в системе центра масс, наиболее интересных с точки зрения эксперимента. В этих энергетических точках в основном и будет работать Супер Чарм–Тау фабрика. Для оценки возможностей СЧТФ в таблице 1.1 приведено приблизительное распределение интегральной светимости  $1 \text{ аб}^{-1}$ , которую при светимости  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  можно накопить за экспериментальный сезон ( $10^7 \text{ с}$ ). Светимости, приведенные в таблице, соответствуют примерно  $10^9$   $\tau$ -лептонов,  $10^9$   $D$ -мезонов, и фантастическое числу  $5 \times 10^{11}$   $J/\psi$ -мезонов. За все время работы СЧТФ предполагается записать данные с интегральной светимостью  $10 \text{ аб}^{-1}$ . Такая статистика позволит провести систематическое изучение практически всех состояний, состоящих из кварков первых двух поколений ( $u$ ,  $d$ ,  $s$  и  $c$ ), включая поиск “экзотических” состояний.

Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД), в дополнение к обычным мезонам и барионам, состоящим из 2 и 3 кварков, соответственно, предсказывает наличие 4-х и 5-ти кварковых состояний, а также связанных состояний, в состав которых входят глюоны, переносчики сильного взаимодействия [1]. Такая связь возможна из-за того, что глюоны, в отличие, например, от электрически нейтрального переносчика электромагнитных взаимодействий фотона, обладают сильным или цветовым зарядом. КХД предсказывает как гибридные кварк-глюонные состояния, так и состояния, состоящие только из глюонов, глюболы. Гибриды и глюболы представляют собой совершенно новую форму материи, которая может формироваться только в сильных взаимодействиях. Одной из задач СЧТФ является обнаружение экзотических состояний и изучение их свойств.

Большая статистика  $D$ -мезонов, очарованных барионов и  $\tau$ -лептонов позволит непосредственно подступиться к исследованию принципиально новых явлений, таких как, CP-на-



Таб. 1.1: Энергии, на которых в основном будет работать Супер Чарм–Тау фабрика и приблизительное распределение интегральной светимости, накопленной на СЧТФ за один сезон ( $10^7$  с,  $1 \text{ аб}^{-1}$ ) по этим энергетическим точкам.

$E$ , ГэВ	$L$ , $\text{фб}^{-1}$		
3.097	300	$J/\psi$	Спектроскопия состояний из легких кварков, редкие распады
3.554	50	порог $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	Прецизионное измерение распадов $\tau$ -лептонов
3.686	150	$\psi(2S)$	Спектроскопия состояний из легких кварков, спектроскопия чармония
3.770	300	$\psi(3770)$	Исследование свойств $D$ -мезонов
4.170	100	$\psi(4160)$	Исследование свойств $D_s$ -мезонов
4.650	100	максимум $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-)$	Исследование свойств $\Lambda_c$ -барионов

рушение в системе очарованных адронов и распадах  $\tau$ -лептонов, несохранение лептонного числа.

Структурно физическую программу для Супер Чарм–Тау фабрики можно разделить на следующие подразделы:

1. чармоний,
2. спектроскопия состояний из легких кварков,
3. физика  $D$ -мезонов,
4. физика очарованных барионов,
5. физика  $\tau$ -лептона,
6. измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны,
7. двухфотонная физика.

## 1.2 Чармоний

На рисунке 1.1 показана схема уровней чармония. Все состояния чармония, находящиеся ниже порога рождения  $D$ -мезонов и поэтому распадающиеся в адроны, состоящие из легких  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварков, обнаружены.

Непосредственно в  $e^+e^-$  столкновениях рождаются векторные ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) мезоны:  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$  и т.д. В таблице 1.2 приведены количества  $1^{--}$  мезонов, которые можно будет произвести на СЧТФ в течение экспериментального сезона.

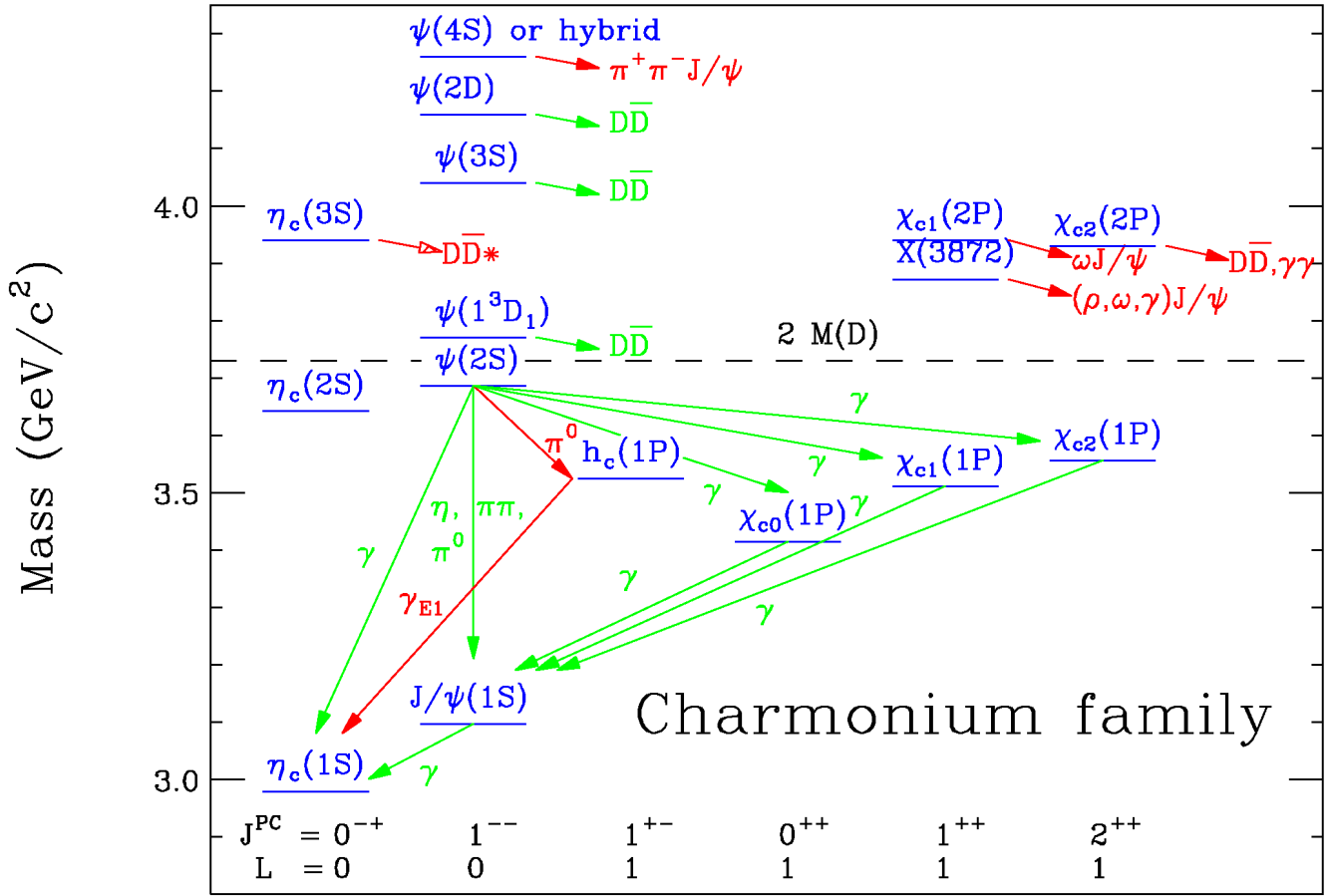


Рис. 1.1: Схема уровней чармония. Красные (темные) стрелки показывают недавно открытые распады и переходы между уровнями. Пунктирная линия показывает порог рождения пары очарованных мезонов.

Таб. 1.2: Количество векторных  $c\bar{c}$ -мезонов, которые можно будет произвести на СЧТФ в течение полугода. Для оценки физических сечений использованы работы [2, 3, 4].

	$J/\psi$	$\psi(2S)$	$\psi(3770)$	$\psi(4040)$	$\psi(4160)$	$\psi(4415)$
$M$ , ГэВ	3.097	3.686	3.773	4.039	4.191	4.421
$\Gamma$ , МэВ	0.093	0.286	27.2	80	70	62
$\sigma$ , нб	$\sim 1400$	$\sim 370$	$\sim 6$	$\sim 10$	$\sim 6$	$\sim 4$
$L$ , $\text{фб}^{-1}$	300	150	300	10	100	25
$N$	$5 \times 10^{11}$	$5 \times 10^{10}$	$2 \times 10^9$	$10^8$	$6 \times 10^8$	$10^8$

### 1.2.1 Состояния ниже порога $D\bar{D}$

За сезон можно будет произвести  $5 \times 10^{11}$   $J/\psi$  и  $5 \times 10^{10}$   $\psi(2S)$  мезонов. В радиационных распадах этих резонансов может быть получено по  $10^{10}$   $\chi_{cJ}$ - и  $\eta_c$ -мезонов. Около  $4 \times 10^7$   $h_c$ -мезонов может быть произведено в распаде  $\psi(2S) \rightarrow h_c \pi^0$ , имеющем вероятность  $(8.6 \pm 1.3) \times 10^{-4}$  [2]. Для получения  $\eta_c(2S)$  может быть использован радиационный переход  $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S)\gamma$ , вероятность которого составляет  $(7 \pm 5) \times 10^{-4}$  [2] или двухфотонное рождение (см. раздел 1.8). Такая статистика позволяет провести систематическое изучение свойств низколежащих  $c\bar{c}$ -состояний. Можно выделить следующие пункты физической программы:

1. Прецизионное измерение вероятностей переходов между низколежащими уровнями чармония, их масс, полных и лептонных или двухфотонных ширин. Эти параметры вычисляются в потенциальных кварковых моделях и могут быть получены в рамках решеточной КХД. В ближайшем будущем ожидается, что точность решеточных вычислений достигнет уровня 1% и лучше. На СЧТФ можно будет измерить вероятности еще не обнаруженных редких электрических  $\eta_c(2S) \rightarrow h_c \gamma$  ( $2.5 \times 10^{-3}$ ),  $\psi(3770) \rightarrow \chi_{c2} \gamma$  ( $2 \times 10^{-3}$ ) и магнитных дипольных переходов  $\eta_c(2S) \rightarrow J/\psi \gamma$  ( $3 \times 10^{-5}$ ),  $h_c \rightarrow \chi_{c0} \gamma$  ( $\sim 10^{-6}$ ). В скобках указаны вероятности переходов, ожидаемые в кварковой модели [1]. Из анализа угловых распределений фотонов в распадах  $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$  и  $\psi(2S) \rightarrow \chi_{cJ} \gamma$  можно будет извлечь амплитуды  $M2$  и  $E3$  переходов, интерферирующих с доминирующим  $E1$ -переходом, и определить примесь  $D$ -волнового состояния в  $\psi(2S)$  (смотри обзор [5] и ссылки в нем).
2. Информация о распадах низколежащих состояний чармония очень не полна. Для наиболее изученного  $J/\psi$ -мезона идентифицировано и измерено менее 45% адронных распадов. Для остальных состояний ситуация еще хуже. Одной из задач СЧТФ станет систематическое измерение вероятностей распадов для всех низколежащих состояний чармония. Эта программа включает, в частности, прецизионное измерение адронных переходов между состояниями чармония с испусканием одного или двух  $\pi$ -мезонов или  $\eta$ -мезона, распадов  $\psi, h_c \rightarrow 3\gamma$ , спектра фотонов в реакции  $\psi \rightarrow \gamma X$ , где  $X$  — адронное состояние из легких кварков, прямое измерение вероятностей двухфотонных распадов  $\eta_c, \chi_{c0}, \chi_{c1} \rightarrow 2\gamma$ .
3. Относительно малая ширина  $J/\psi$ -резонанса и огромная статистика, обеспечиваемая СЧТФ, позволяет наблюдать слабые распады  $J/\psi$ . Полная вероятность слабых распадов  $J/\psi$ -мезона за счет перехода  $c \rightarrow s W^+$  составляет  $(2-4) \times 10^{-8}$  [6]. Полулептонные  $J/\psi \rightarrow D_s^* l \nu$ ,  $D_s l \nu$  и адронные моды  $J/\psi \rightarrow D_s^+ \rho^-$ ,  $D_s^{*+} + \pi^-$  имеют вероятности  $(3-4) \cdot 10^{-9}$  [6, 7] и вполне измеримы на СЧТФ. В стандартной модели распады с  $\Delta S = 0$  подавлены. Например, вероятности распадов  $J/\psi \rightarrow D^0 \rho^0$  и  $J/\psi \rightarrow D^0 \pi^0$  предсказываются на уровне  $2 \times 10^{-11}$  и  $0.6 \times 10^{-11}$  [7], соответственно. Это делает эти распады чувствительными к проявлениям новой физики, не описываемой Стандартной моделью (СМ), в частности, к существованию нейтрального тока с изменением аромата (переход  $c \rightarrow u$ ) [8].

Другой тип слабых процессов ( $c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}$ ) с обменом  $W$ -бозоном приводит к появлению распадов, нарушающих сохранение  $C$ -четности, таких, например, как  $J/\psi \rightarrow \phi\phi$ . Ожидаемая вероятность этого распада достаточно велика ( $\sim 10^{-8}$  [9]) для его наблюдения на СЧТФ.

4. Большая статистика распадов  $\psi$ -мезонов позволит осуществить поиск явлений, не описываемых в рамках Стандартной модели, таких как несохранение  $CP$ -четности и леп-

тонного числа. Несохранение лептонного числа может наблюдаться в процессах  $J/\psi \rightarrow l\bar{l}'$ , где  $l, l' = e, \mu, \tau$ . Вероятности этих процессов могут быть модельно-независимым образом связаны с вероятностями распадов  $\mu$  и  $\tau$  в три лептона [10]. Для существующих пределов  $B(\mu \rightarrow ee^+e^-) < 10^{-12}$  [2] и  $B(\tau \rightarrow \mu e^+e^-) < 2.7 \times 10^{-8}$  [11] можно получить  $B(J/\psi \rightarrow \mu e) < 2 \times 10^{-13}$  и  $B(J/\psi \rightarrow \tau l) < 6 \times 10^{-9}$ . Предел на распад  $\tau \rightarrow \mu e^+e^-$  был получен на статистике  $5 \times 10^8$  пар  $\tau$ -лептонов. Таким образом на СЧТФ распады  $J/\psi$  могут оказаться более чувствительным методом поиска несохранению лептонного числа, чем распады  $\tau$ -лептонов.

Одним из проявлений физики, не описываемой стандартной моделью, является наличие ненулевого электрического дипольного момента (ЕДМ) кварков или лептонов, которое ведет, в частности, к несохранению  $CP$ -четности. Распады  $J/\psi$ -мезона обеспечивают наилучшую возможность для получения информации о ЕДМ  $c$ -кварка. Для поиска несохранения  $CP$ -четности можно использовать трехчастичные распады, например,  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ . В этом случае из импульсов конечных частиц и начального электрона можно составить  $CP$ -нечетную комбинацию и определить параметр, описывающий  $CP$ -асимметрию и пропорциональный ЕДМ. При статистике  $10^{12}$   $J/\psi$  по распаду  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  можно получить чувствительность к ЕДМ  $c$ -кварка на уровне  $10^{-15}$  е·см [12]. Двухчастичный распад  $J/\psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ , в котором поляризации конечных барионов могут быть измерены по распаду  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ , также может быть использован для поиска несохранения  $CP$ -четности. При статистике  $10^{12}$   $J/\psi$  из этого распада может быть получено ограничение на ЕДМ  $\Lambda$ -гиперона на уровне  $5 \times 10^{-19}$  [13], что более, чем на два порядка улучшает существующий предел.

## 1.2.2 Изучение экзотических состояний чармония

За последнее десятилетие в экспериментах Belle, BaBar, CLEO $c$ , CDF, D0, BESIII, LHC $b$  были найдены десятки состояний чармония с массами выше порога рождения открытого чарма (см. обзор [14]), из которых лишь несколько можно отождествить с возбужденными  $c\bar{c}$ -мезонами. Многие из обнаруженных состояний, например, состояния с ненулевым электрическим зарядом имеют явную экзотическую природу. Природа новых состояний не ясна. Для их описания рассматриваются молекулярная, четырехкварковая модели, модель гидро-чармония (hadrocharmonium) [15].

Векторные чармониеподобные состояния, которые на СЧТФ рождаются в реакции  $e^+e^- \rightarrow Y$ , перечислены в таблице 1.3. Приведены массы, ширины [2], реакции, в которых они рождаются, и ссылки на работы BaBar и Belle, в которых они были обнаружены с использованием метода радиационного возврата. Существование трех резонансов  $Y(4260)$ ,  $Y(4360)$  и  $Y(4660)$  надежно установлено. Они наблюдались по крайней мере в двух экспериментах. Масса и ширина резонанса  $Y(4660)$  в пределах ошибок согласуются с параметрами состояния  $X(4630)$ , наблюдавшегося Belle в реакции  $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$  [23]). К открытым вопросам относится существование широкого пика, названного  $Y(4008)$ , найденного Belle [17] ( $7.4\sigma$ ), но не подтвержденного BaBar [22].

При интерпретации векторных состояний  $Y$  возникает целый ряд проблем: места в спектре чармония, заданные квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{--}$  и массами  $Y$ -состояний уже заняты стандартными состояниями чармония;  $Y$ -состояния, обладая массой, превышающей порог рождения открытого чарма, не распадаются «стандартно» на пару очарованных мезонов; парциальные ширины распадов  $Y \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  (более 1 МэВ) на два порядка превышают аналогичные величины для стандартного чармония  $\psi(3770)(\psi(2S)) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ .

Таб. 1.3: Экзотические векторные состояния в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Состояние	$M$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Процесс	
$Y(4260)$	$4251 \pm 9$	$120 \pm 12$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	[16, 17]
$Y(4360)$	$4346 \pm 6$	$102 \pm 10$	$e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$	[18, 19]
$Y(4660)$	$4643 \pm 9$	$72 \pm 11$	$e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$	[20, 21]
$Y(4008)$	$3891 \pm 42$	$255 \pm 42$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$	[17]

Первоначально состояния  $Y$  наблюдались в реакциях  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$ . Были исследованы и другие реакции:  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$  [24],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi K^+K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow J/\psi K_S K_S$  [25],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta$  [26, 27],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta'$  [28],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta\pi^0$  [29],  $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$  [30],  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  [30]. Как и ожидалось сигнал от  $Y(4260)$  был обнаружен в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ . В других каналах явных сигналов от резонансов  $Y$  не видно.

Относительно большие сечения (50-100 пб), сравнимые по величине с сечением  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  наблюдались в реакциях  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta$  и  $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ . В работе Belle [26] сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta$  было аппроксимировано суммой вкладов резонансов  $\psi(4040)$  и  $\psi(4160)$ . В сечении реакции  $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$  имеется широкая структура в диапазоне энергий 4.2-4.5 ГэВ, которая в работе [30] аппроксимировалась суммой двух резонансов с массами около 4.22 и 4.39 ГэВ и ширинами около 70 и 140 МэВ соответственно. Значения масс и ширин отличаются от параметров резонансов  $Y$ , приведенных в таблице 1.3.

В 2017 году появилась работа BESIII [31], в которой сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  измерено с высокой статистической точностью (19 точек с интегральной светимостью 8.2 фб фб<sup>-1</sup>). Это измерение показало, что для описания структуры, называемой  $Y(4260)$ , требуется два резонанса с массами  $(4222 \pm 3)$  ГэВ и  $(4320 \pm 13)$  ГэВ и ширинами  $(44 \pm 5)$  ГэВ и  $(101 \pm 27)$  ГэВ соответственно. Первый резонанс неплохо согласуется с резонансом вблизи 4.22 ГэВ, обнаруженным в реакции  $e^+e^- \rightarrow h_c\pi^+\pi^-$ , а также со структурой вблизи 4.2 ГэВ в сечении  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta$  [26, 27].

В таблице 1.4 представлен еще один класс экзотических чармониеподобных состояний, резонансы семейств  $Z$ . Семейства заряженных чармониеподобных состояний  $Z(3885)$ ,  $Z(3900)$ ,  $Z(4020)$ ,  $Z(4025)$  были открыты в  $e^+e^-$  столкновениях в реакции  $e^+e^- \rightarrow Z\pi$  вблизи максимума резонанса  $Y(4260)$ . Триплеты  $Z(3900)$  и  $Z(3885)$ , распадающиеся в  $J/\psi\pi$  и  $\bar{D}D^*$  соответственно, имеют близкие значения масс и ширин и поэтому рассматриваются как одно и то же состояние.

Параметры еще одного изотопического триплета  $Z(4020)$ , распадающегося в конечные состояния  $h_c\pi$ , согласуются с параметрами состояний  $Z(4025)$ , распадающихся в конечные состояния с открытым чармом  $\bar{D}^*D^*$ . Предполагается, что эти два триплета также являются одним состоянием.

В распадах  $Y(4360)$  в эксперименте Belle [43] было обнаружено указание на существование заряженного состояния  $Z(4055)^+$ , распадающегося на  $\psi(2S)\pi^+$ . Исследование этого состояния с существенно большей статистикой было проведено в эксперименте BESIII [42]. Параметры  $Z(4055)^+$ , полученные BESIII, приведены в таблице 1.4. Видно, что они с точностью до ошибок совпадают с параметрами  $Z(4025)^+$ . В работе [42] показано, что динамика процесса  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  сильно зависит от энергии в узком энергетическом диапазоне вблизи пика резонанса  $Y(4360)$ , и что модель с одним промежуточным резонансом, распада-

Таб. 1.4: Заряженные чармониеподобные состояния

Состояние	$M$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Процесс	
$Z(3885)^+$	$3883.9 \pm 4.5$	$25 \pm 12$	$Y(4260) \rightarrow \pi^-(\bar{D}^{*0}D^+)$ $Y(4260) \rightarrow \pi^-(D^{*+}\bar{D}^0)$	[32]
$Z(3885)^0$	$3885.7 \pm 9.8$	$35 \pm 19$	$e^+e^- \rightarrow (D\bar{D}^*)^0$	[33]
$Z(3900)^+$	$3891.2 \pm 3.3$	$40 \pm 8$	$Y(4260) \rightarrow \pi^-(J/\psi\pi^+)$	[34, 35, 36]
$Z(3900)^0$	$3894.8 \pm 3.5$	$29 \pm 12$	$Y(4260) \rightarrow \pi^0(J/\psi\pi^0)$	[37]
$Z(4020)^+$	$4022.9 \pm 2.8$	$7.9 \pm 3.7$	$Y(4260, 4360) \rightarrow \pi^-(h_c\pi^+)$	[38]
$Z(4020)^0$	$4023.9 \pm 4.3$	$7.9 \pm 3.7$	$Y(4260, 4360) \rightarrow \pi^0(h_c\pi^0)$	[39]
$Z(4025)^+$	$4026.3 \pm 4.5$	$24.8 \pm 9.5$	$Y(4260) \rightarrow \pi^-(\bar{D}^{*0}D^{*+})$	[40]
$Z(4025)^0$	$4025.5 \pm 4.6$	$23.0 \pm 6.1$	$e^+e^- \rightarrow (D\bar{D}^*)^0$	[41]
$Z(4055)^+$	$4032.1 \pm 2.4$	$26.1 \pm 5.3$	$Y(4360) \rightarrow \pi^-(\psi(2S)\pi^+)$	[42, 43]
$Z(4050)^+$	$4051_{-43}^{+24}$	$82_{-55}^{+51}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\chi_{c1}\pi^+)$	[44]
$Z(4200)^+$	$4196_{-38}^{+35}$	$370_{-110}^{+99}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-(J/\psi\pi^+)$	[45]
$Z(4250)^+$	$4248_{-45}^{+185}$	$177_{-72}^{+321}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\chi_{c1}\pi^+)$	[44]
$Z(4430)^+$	$4458 \pm 15$	$166_{-38}^{+37}$	$\bar{B}^0 \rightarrow K^-(\psi(2S)\pi^+)$ $\bar{B}^0 \rightarrow K^-(J/\psi\pi^+)$	[46, 47, 48] [45]

ющимся в  $\psi(2S)\pi^+$ , недостаточна для полного описания экспериментального распределения Далица.

Все обсуждавшиеся выше состояния  $Z$ , наблюдавшиеся в процессе  $e^+e^- \rightarrow Z\pi$ , имеют  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Такими же квантовыми числами обладают состояния  $Z(4200)$ ,  $Z(4430)$ . Их можно искать в распадах  $Y(4660)$ .

Нейтральные чармониеподобные состояния с положительной  $C$ -четностью, такие как  $X(3872)$ ,  $X(3915)$ ,  $Y(4140)$ ,  $Y(4274)$ ,  $X(4500)$  [2, 14] могут наблюдаться на СЧТФ в процессах  $e^+e^- \rightarrow X(Y)\gamma$ . Один из таких процессов  $e^+e^- \rightarrow X(3872)\gamma$  был обнаружен в эксперименте BESIII [49].

На СЧТФ можно будет провести изучение экзотических чармониеподобных состояний со статистикой, в 10–100 раз превышающей данные, накопленные в настоящий момент в эксперименте BESIII. Для этого будет проведено сканирование диапазона энергий 3.8–5.0 ГэВ с интегральной светимостью 100–1000 фб<sup>-1</sup>. С использованием этой статистики будут детально промерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi\pi$ ,  $\psi(2S)\pi\pi$ ,  $J/\psi KK$ ,  $J/\psi\eta$ ,  $J/\psi\eta'$ ,  $h_c\pi\pi$ ,  $\chi_{c\omega}$  и т.д. и исследована их динамика.

### 1.3 Спектроскопия состояний из легких кварков

Состояния чармония, имеющие массу меньше удвоенной массы  $D$ -мезона, распадаются в адроны, состоящие из легких  $u$ -,  $d$ - и  $s$ - кварков. Выбирая специфические моды распадов  $c\bar{c}$ -мезонов можно выделять и изучать состояния практически с любыми квантовыми числами. Таким образом, СЧТФ предоставляет уникальную возможность для исследования спектра мезонов, состоящих из легких кварков, с массами до 3 ГэВ.

Особый интерес представляет поиск связанных состояний двух глюонов, глюоболов, и гибридных состояний,  $q\bar{q}g$ . С вероятностью около 9%  $J/\psi$ -мезон распадается по каналу  $J/\psi \rightarrow \gamma gg$  с последующей адронизацией двух глюонов. Таким образом, радиационные распады  $J/\psi$ -мезона являются одним из наилучших источников для производства глюоболов. Решеточные КХД расчеты [50, 51] предсказывают, что самые легкие глюоболы с квантовыми числами  $J^{PC} = 0^{++}$ ,  $2^{++}$ , и  $0^{-+}$  имеют массы меньше 3 ГэВ. Спектр глюоболов, полученный в работе [50], приведен на рисунке 1.2.

Одним из признаков, по которому можно отличить глюобол от обычного двухкваркового мезона, является аномально малая двухфотонная ширина. Поэтому программа поиска глюоболов в распадах  $J/\psi$ -мезона должна быть дополнена программой изучения рождения мезонов в двухфотонных соударениях (см. раздел 1.8). Поиск глюоболов в предыдущих экспериментах не дал однозначного результата. По-видимому в реальном физическом мире реализуется сценарий, когда глюоболы не рождаются в чистом виде, а смешиваются с двухкварковыми мезонами. Для определения доли глюонной составляющей в мезонах требуется детальное изучение их свойств в различных реакциях и различных каналах распада. Так, например, для систематизации по кварковому и глюонному составу семейства скалярных мезонов ( $f_0$ ,  $a_0$ ,  $K_0^*$ ), требуется измерение с высокой точностью реакций  $J/\psi \rightarrow f_0\gamma$ ,  $f_0\phi$ ,  $f_0\omega$ ,  $a_0\rho$ ,  $K^*(892)K_0^*$  и  $\gamma\gamma \rightarrow f_0$ ,  $a_0$  в различных каналах распада скалярных мезонов  $f_0$ ,  $a_0$ ,  $K_0^* \rightarrow PP$ ,  $VP$ ,  $VV$ ,  $V\gamma$ , где  $V$  — векторный, а  $P$  — псевдоскалярный мезон. Глюонная компонента будет проявляться в необычном для двухкварковых мезонов соотношении вероятностей распадов и появлении лишнего  $f_0$ -мезона, не вписывающегося в схему двухкварковых состояний. Следует отметить, что кроме глюонных и двухкварковых состояний, КХД предсказывает существование экзотических четырехкварковых мезонов и молекулярных состояний из двух мезонов. Наличие таких состояний и их смешивание с двухкварковыми состояниями еще более усложняет кар-

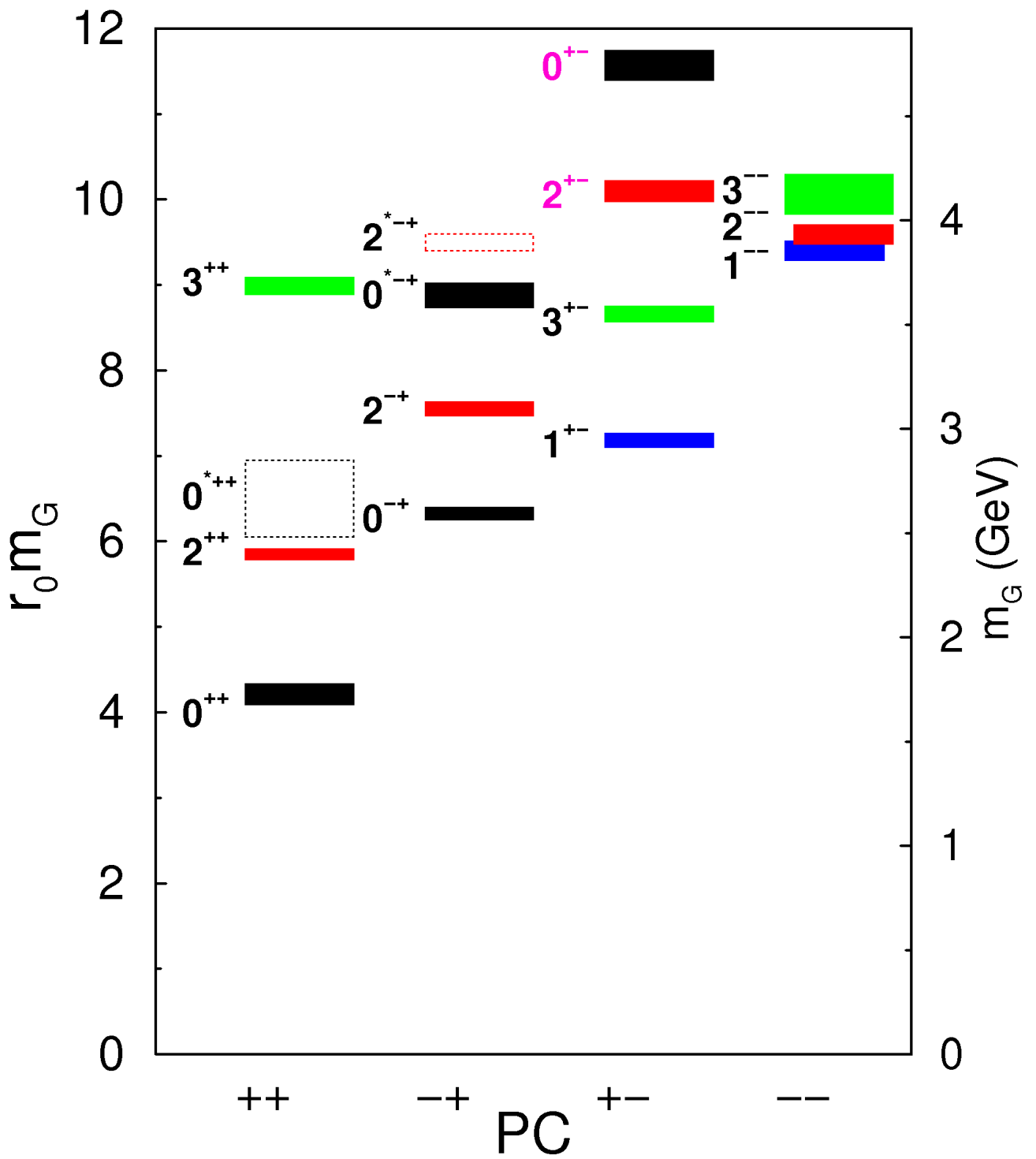


Рис. 1.2: Спектр масс глюболов [50].



тину уровней скалярных мезонов. Задача детальной систематизации мезонов требует очень большой статистики распадов  $J/\psi$  и двухфотонных событий, которая может быть накоплена только на СЧТФ.

Поиск гибридных состояний облегчается тем, что состояние с наименьшей массой 1.3–2.2 ГэВ имеет экзотические квантовые числа  $J^{PC} = 1^{-+}$ , не реализуемые в двухкварковой системе (см. обзор [52] и ссылки в нем). В настоящее время имеется два кандидата для гибрида из легких кварков  $\pi_1(1400)$  и  $\pi_1(1600)$ . Свойства этих состояний исследованы плохо, и само их существование требует дополнительных подтверждений. Состояния  $\pi_1$  наблюдались, в основном, в дифракционных экспериментах  $\pi^- N \rightarrow \pi_1^- N$ . СЧТФ позволяет исследовать совершенно другие механизмы образования:  $S$ -волновой распад  $\chi_{c1} \rightarrow \pi\pi_1$ , и  $P$ -волновой распад  $J/\psi \rightarrow \rho\pi_1$ . Следует исследовать основные ожидаемые моды распада гибридного состояния:  $\rho\pi$ ,  $b_1\pi$ ,  $f_1\pi$ ,  $\eta\pi$ ,  $\eta'\pi$ . Ожидается, что наимизшее состояние гибрида с неэкзотическими квантовыми числами  $0^{-+}$  также находится в области масс около 2 ГэВ. Поиск этого состояния может быть проведен в распаде  $\chi_{c0} \rightarrow \pi\pi_1$ , а также в распадах  $\psi$ -мезонов.

В эксперименте BES-II в радиационном распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\bar{\rho}$  в области порога  $\rho\bar{\rho}$  была обнаружена структура  $X(\rho\bar{\rho})$ , которую можно описать  $S$ -волновой Брейт-Вигнеровской резонансной функцией с массой 1860 МэВ и шириной менее 30 МэВ [53]. Этот результат был подтвержден CLEOc [54]. Наблюдаемая структура может быть проявлением связанного  $\rho\bar{\rho}$  состояния — бариония [55].

В эксперименте BES-III исследования структуры  $X(\rho\bar{\rho})$  были продолжены [56, 57]. Парциально-волновой анализ распадов  $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\bar{\rho}$  и  $\psi' \rightarrow \gamma\rho\bar{\rho}$  в области инвариантных масс  $\rho\bar{\rho}$  ниже 2.2 ГэВ показал, что состояние  $X(\rho\bar{\rho})$  имеет массу  $1832 \pm 20$  ГэВ, ширину менее 76 МэВ и  $J^{PC} = 0^{-+}$  [57].

В распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'\pi^+\pi^-$  в спектре масс  $\eta'\pi^+\pi^-$  наблюдаются вклады  $f_1(1510)$  и  $\eta_c$ , а также новых структур:  $X(1835)$ ,  $X(2120)$ ,  $X(2370)$ ,  $X(2600)$  [58, 59].  $X(1835)$  имеет ширину около 200 МэВ, угловое распределение  $\gamma$ -квантов в распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma X(1835)$  соответствует  $J^P = 0^-$ . Наклон резонансной кривой  $X(1835)$  резко меняется на пороге  $\rho\bar{\rho}$ , что может указывать на открытие канала распада  $X(1835) \rightarrow \rho\bar{\rho}$ . Таким образом,  $X(1835)$  и  $X(\rho\bar{\rho})$  могут оказаться одним и тем же резонансом.

Сигнал  $X(1835)$  наблюдается и в других каналах распада. Например, был обнаружен распад  $J/\psi \rightarrow \gamma X(1835) \rightarrow \gamma K_S K_S \eta (\gamma f_0(980) \eta)$ . Здесь  $X(1835)$  имеет ширину около 200 МэВ и  $J^{PC} = 0^{-+}$ , что согласуется с результатами в канале  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'\pi^+\pi^-$  [60].

Эксперименты с детектором BES-III на СЧТФ BEPC-II показывают богатую физику резонансов в области масс ниже 3 ГэВ. Статистика эксперимента BES-III не позволит однозначно интерпретировать наблюдаемые структуры. Исследование этих состояний станет важной задачей для СЧТФ.

## 1.4 Физика $D$ -мезонов

В таблице 1.5 приведены сечения аннигиляции в пару  $D$ -мезонов. При интегральной светимости  $1 \text{ аб}^{-1}$ , распределенной по энергии, как показано в таблице 1.1, на СЧТФ можно будет произвести по  $10^9$  пар заряженных и нейтральных  $D$ -мезонов, а также около  $10^8$  пар  $D_s$ -мезонов.

Эти числа не превышают количества  $D$ -мезонов, произведенных на  $B$ -фабриках PEP-II (США) и KEKB (Япония) при энергии 10.58 ГэВ. Имеется, однако, целый ряд отличий между событиями с  $D$ -мезонами при энергиях 10.58 ГэВ и 3.77 ГэВ, которые делают предпочтительным изучение  $D$ -мезонов при низкой энергии и позволяют получать более точные

Таб. 1.5: Максимальные сечения реакций  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^{(*)}$  и  $e^+e^- \rightarrow D_s\bar{D}_s^{(*)}$  по данным работ [61, 62].  $E$  — энергия, при которой сечение максимально.

	$D^+D^-$	$D^0\bar{D}^0$	$D\bar{D}^*$	$D_s^+D_s^-$	$D_s^+D_s^{*-}$
$E$ , ГэВ	3.77	3.77	4.02	4.01	4.17
$\sigma$ , нб	$2.88 \pm 0.05$	$3.61 \pm 0.06$	$7.5 \pm 0.4$	$0.27 \pm 0.03$	$0.92 \pm 0.05$

результаты, несмотря на меньшую статистику:

- Множественность заряженных и нейтральных частиц приблизительно в два раза ниже в распадах  $\psi(3770)$ , чем в распадах  $\Upsilon(4S)$ .
- В отличие от ситуации на  $\Upsilon(4S)$ , где совместно с  $D$ -мезонами рождается много других частиц, вблизи порога рождаются чистые  $D\bar{D}$ -события. Это позволяет использовать дополнительные кинематические ограничения для реконструкции событий, в частности, реконструировать нейтрино по недостающей массе при изучении лептонных и полулептонных распадов. Можно использовать метод двойного мечения, когда один из  $D$ -мезонов полностью реконструируется, а для второго  $D$ -мезона проводятся измерения, например, вероятности распада. Этот метод сильно уменьшает уровень фона и позволяет проводить прецизионное измерение абсолютных вероятностей распада.
- $D\bar{D}$ -пары на пороге рождаются в квантово-механически когерентном состоянии, например, в реакции  $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}$  ( $J^{PC} = 1^{--}$ ). Когерентность начального состояния позволяет использовать простые методики для изучения смешивания состояний  $D^0$  и  $\bar{D}^0$ , несохранения  $\mathcal{CP}$  четности, измерения сильных фаз и вероятностей распадов в состоянии с определенной  $\mathcal{CP}$  четностью.

На СЧТФ предполагается провести систематическое изучение свойств  $D$ -мезонов.

### 1.4.1 Спектроскопия $D$ -мезонов

Существует три типа очарованных мезонов: заряженные  $D^\pm$ -мезоны с кварковой структурой  $(cd)$ , нейтральные  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезоны со структурой  $(cu)$  и  $D_s^\pm$ -мезоны со структурой  $(cs)$ .

Рассмотрим орбитально-возбужденные состояния  $D$ -мезона. Поскольку этот мезон состоит из тяжелого  $c$ -кварка и легкого антикварка, к нему применимо описание в рамках эффективной теории тяжелого кварка. В пределе точной симметрии по аромату и спину тяжелого кварка  $\vec{s}_Q$  полный момент легкого кварка  $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$  коммутирует с гамильтонианом системы и сохраняется. Таким образом, мы можем классифицировать состояния в зависимости от значений полного момента легкого кварка  $\vec{j}_q$  и спина мезона  $\vec{J} = \vec{j}_q + \vec{s}_Q$ . Схема классификации низколежащих уровней  $D$ -мезонов показана на рисунке 1.3. Из шести показанных состояний два нижних имеют  $L = 0$ , а четыре оставшихся —  $L = 1$ . Момент  $j_q$  совпадает со спином легкого кварка  $s_q$  в случае нулевого относительного углового момента  $L$  между легким и тяжелым кварками. Полный спин  $J$  при этом может равняться 0 или 1. В первом случае мы имеем основное состояние  $D$ -мезона с  $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^-$ , а во втором — векторное состояние с  $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^-$ , которое называется  $D^*$ -мезоном.

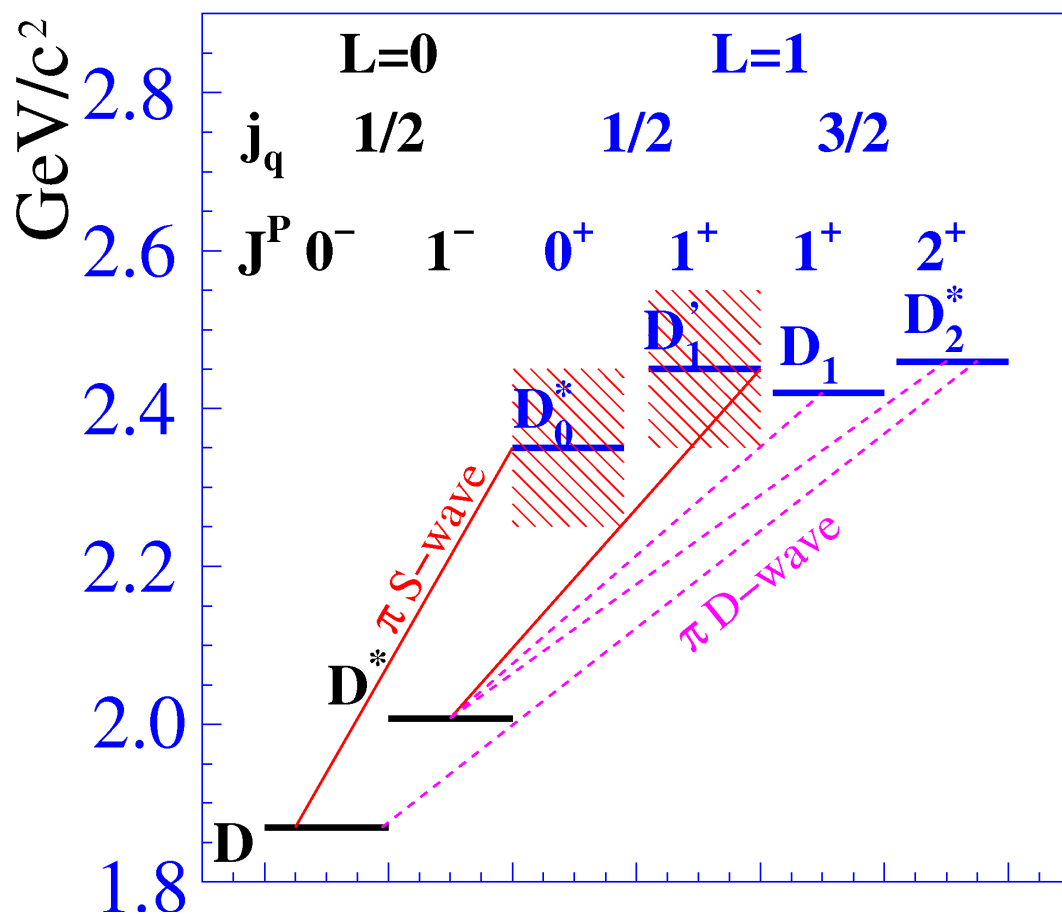


Рис. 1.3: Схема уровней  $D$ -мезонов.

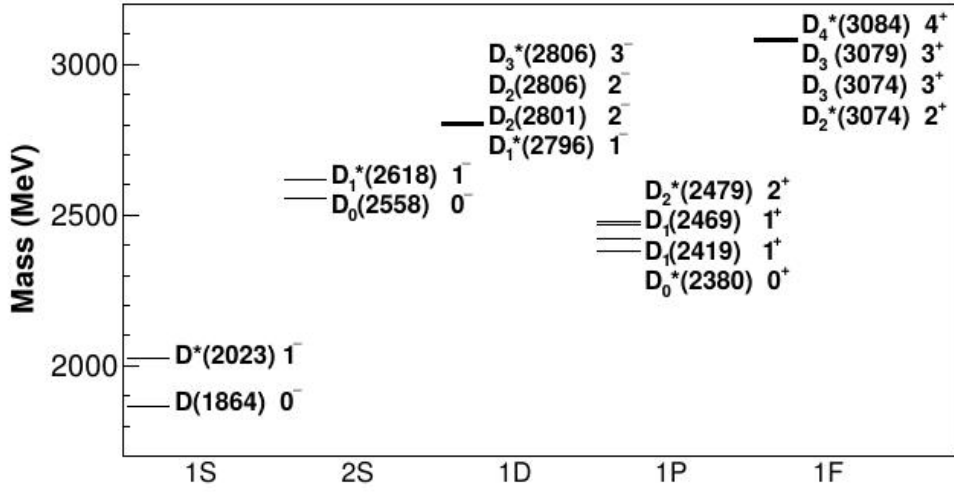


Рис. 1.4: Массовый спектр для нейтральных  $D$ -мезонов в релятивистской кварковой модели [63]. Массы масштабированы таким образом, чтобы масса основного состояния совпадала с массой  $D^0$ -мезона.

Состояния, в которых относительный угловой момент  $L$  равен 1, носят общее название  $D^{**}$ -состояний.  $D^{**}$ -состояния образуют два дублета с  $j_q = 1/2$  ( $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+, 1_{1/2}^+$ ) и  $j_q = 3/2$  ( $J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+, 2_{3/2}^+$ ). Такая классификация применима для всех трех типов  $D$ -мезонов.

Сохранение четности и углового момента накладывает ограничения на сильные распады  $D^{**}$ -состояний в  $D^{(*)}\pi$ . Два состояния с  $j_q = 1/2$  распадаются в  $D^{(*)}\pi$  в  $S$ -волне, а два других состояния с  $j_q = 3/2$  распадаются в  $D$ -волне. Так как ширина распада пропорциональна нерелятивистскому импульсу конечных частиц в системе покоя  $D^{**}$  в степени  $2l + 1$ , где  $l$  — относительный орбитальный момент  $D^{(*)}$  и  $\pi$ , то состояния с  $j_q = 3/2$  имеют маленькие ширины порядка десятка МэВ и являются узкими, а состояния с  $j_q = 1/2$  будут широкими с ширинами порядка сотни МэВ. Поскольку симметрия по спину и аромату тяжелого кварка не является точной, то при учете поправок  $1/m_Q$  полный угловой момент легкого кварка перестает быть «хорошим» квантовым числом. Это приводит к тому, что наблюдаемые состояния  $D_1'(2430)^0$  и  $D_1(2420)^0$  являются линейными комбинациями чистых состояний с  $j_q = 1/2$  и  $j_q = 3/2$ . Используется следующая номенклатура  $D^{**}$ -состояний:  $D_0^*(2400)$  с  $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+$ ,  $D_1'(2430)$  с  $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^+$ ,  $D_1(2420)$  с  $J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+$  и  $D_2^*(2460)$  с  $J_{j_q}^P = 2_{3/2}^+$  (см. рис. 1.3).

Спектр нейтральных  $D$ -мезонов, полученный в релятивистской кварковой модели, показан на рисунке 1.4. Массовый спектр системы  $c\bar{u}$  представлен для основных состояний с  $nL = 1S$ , где  $n$  есть радиальное квантовое число, для орбитальных возбуждений с угловыми моментами  $L = 1, 2, 3$  ( $1P, 1D$  и  $1F$ ) и для первого радиального возбуждения ( $2S$ ). Предсказания для состояний  $1S$  и состояний  $1P$  с  $J^P = 1^+$  и  $J^P = 2^+$  находятся в хорошем согласии с наблюдениями (в пределах 20–30 МэВ). Для состояния  $1P$  с  $J^P = 0^+$  согласие достигается в пределах 100 МэВ. Недавно коллаборации ВаВаг [64] и ЛНСb [65] обнаружили возбужденные состояния  $D_J$ -мезонов  $2S$  и  $1D$ , а также возможную суперпозицию различных состояний  $1F$ .

Известные на сегодняшний день низколежащие состояния  $D$ - и  $D_s$ -мезонов [2] приведены в таблице 1.6. Изучение свойств возбужденных состояний  $D_J$  и  $D_{sJ}$  требует дальнейшей теоретической и экспериментальной работы. На сегодняшний день информация о модах распада этих состояний является достаточно скудной. В наивной кварковой модели  $P$ -волновые состояния  $D_{sJ}$  с  $j_q = 1/2$  ожидаются широкими и должны распадаться в  $DK$  и  $D^*K$  систе-

Таб. 1.6: Параметры  $D$ - и  $D_s$ -мезонов. Массы и ширины состояний приведены в МэВ. Для основных  $D$ -состояний вместо ширин приведены значения времени жизни.

заряд		$D$	$D^*$	$D_0^*$	$D_1'$	$D_1$	$D_2^*$
$\pm$	$M$	$1869.58 \pm 0.09$	$2010.26 \pm 0.05$	$2351 \pm 7$		$2423.2 \pm 2.4$	$2465.4 \pm 1.3$
	$\Gamma$	$1040 \pm 7$ фс	$0.083 \pm 0.002$	$230 \pm 17$		$25 \pm 6$	$46.7 \pm 1.2$
0	$M$	$1864.83 \pm 0.05$	$2006.85 \pm 0.05$	$2318 \pm 29$	$2427 \pm 36$	$2420.8 \pm 0.5$	$2460.6 \pm 0.2$
	$\Gamma$	$410.1 \pm 1.5$ фс	$< 2.1$	$267 \pm 40$	$384 \pm 120$	$31.7 \pm 2.5$	$47.7 \pm 1.3$
заряд		$D_s$	$D_s^*$	$D_{s0}^*$	$D_{s1}'$	$D_{s1}$	$D_{s2}^*$
$\pm$	$M$	$1968.27 \pm 0.10$	$2112.1 \pm 0.4$	$2317.7 \pm 0.6$	$2459.5 \pm 0.6$	$2535.10 \pm 0.06$	$2569.1 \pm 0.8$
	$\Gamma$	$500 \pm 7$ фс	$< 1.9$	$< 3.8$	$< 3.5$	$< 0.92 \pm 0.05$	$16.9 \pm 0.8$

мы [66]. Однако массы наблюдаемых состояний  $D_{s0}^*$  (2317) и  $D_{s1}'$  (2460) находятся на 40 МэВ ниже порогов  $DK$  и  $D^*K$ . Поэтому они оказываются узкими. Для объяснения этого расхождения выдвигаются гипотезы о том, что состояния  $c\bar{s}$  не являются обычными мезонами, а могут, например, иметь четырехкварковую структуру или являться  $DK$  молекулами.

Точное знание спектроскопических свойств  $D_J$  и  $D_{sJ}$  состояний важно для определения элементов СКМ-матрицы  $|V_{cb}|$  и  $|V_{ub}|$ , для изучения полупертоновых распадов  $b \rightarrow c$  и поисков свидетельств «новой физики». Свойства систем  $D_J$  и  $D_{sJ}$  могут быть детально изучены в экспериментах на СЧТФ, где  $D_{J-}$  и  $D_{sJ-}$ -мезоны могут рождаться в реакциях:  $e^+e^- \rightarrow D_0^*\bar{D}^*$ ,  $D_1^{(\prime)}\bar{D}^{(*)}$ ,  $D_2^*\bar{D}^{(*)}$ , пороги которых лежат в диапазоне 4.3–4.7 ГэВ, а сечения составляют около 1 нб [67, 68]. Интегральная светимость около 50 фб<sup>-1</sup>, набранная в диапазоне 4.3–5.0 ГэВ, достаточна для тщательного изучения свойств  $D_{J-}$  и  $D_{sJ-}$ -мезонов. Прецизионное измерение эксклюзивных сечений рождения очарованных мезонов до энергии 5–6 ГэВ позволило бы наблюдать уже открытые возбужденные состояния  $D$ - и  $D_s$ -мезонов ( $D_{sJ}$ (2632) [69],  $D_{sJ}$ (2708) [70],  $D_{sJ}$ (2860) [71]), а также обнаружить новые частицы этого семейства.

## 1.4.2 Распады очарованных мезонов

Распады очарованных мезонов являются уникальным источником для изучения динамики сильных взаимодействий. СЧТФ позволяет провести детальное изучение распадов  $D$ - и  $D_s$ -мезонов: измерить с высокой точностью вероятности распадов, исследовать распределения Далица для трехчастичных распадов и динамику четырехчастичных распадов. Ожидается, что многие параметры, извлекаемые из распадов  $D$ - и  $D_s$ -мезонов, такие как константы распада  $f_D$  и  $f_{D_s}$ , формфакторы полупертоновых распадов, в ближайшее время будут рассчитаны с высокой точностью в рамках решеточной КХД (LQCD). Прецизионное измерение распадов  $D$ -мезонов обеспечит контроль расчетов и возможность их экстраполяции в область  $B$ -мезонов. Непосредственным приложением этих расчетов будет существенное уменьшение теоретической ошибки в определении элементов СКМ-матрицы  $V_{cd}$ ,  $V_{cs}$ ,  $V_{td}$ ,  $V_{ts}$ ,  $V_{ub}$  и  $V_{cb}$ . Для прецизионных измерений углов треугольника унитарности  $\beta$  ( $\phi_1$ ) и  $\gamma$  ( $\phi_3$ ) на SuperKEKB также требуются данные о нейтральных  $D$ -мезонах, такие как параметры смешивания в системе  $D^0 - \bar{D}^0$ , относительные амплитуда и сильная фаза между распадами  $D^0$  и  $\bar{D}^0$  в  $K^+\pi^-$ , распределения Далица для трехчастичных адронных распадов, например, в конечное состояние  $K_S^0\pi^+\pi^-$  [72, 73]. Все эти данные могут быть получены на СЧТФ. Ниже более подробно об-

Таб. 1.7: Вероятности лептонных распадов  $D$ - и  $D_s$ -мезонов, полученные экспериментально.

	$D^+$	$D_s^+$
$e^+\nu$	$< 8.8 \times 10^{-6}$ [74]	$< 8.3 \times 10^{-5}$ [76]
$\mu^+\nu$	$(3.71 \pm 0.19 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ [75]	$(5.31 \pm 0.28 \pm 0.20) \times 10^{-3}$ [76]
$\tau^+\nu$	$< 1.2 \times 10^{-3}$ [74]	$(5.70 \pm 0.21_{-0.30}^{+0.31}) \times 10^{-2}$ [76]

Таб. 1.8: Экспериментальные значения констант распада  $D$ - и  $D_s$ -мезонов [75, 76] в сравнении с теоретическим расчетом в рамках решеточной КХД [78].

	эксперимент	теория
$f_D$ , МэВ	$203.2 \pm 5.3 \pm 1.8$	$202.3 \pm 2.2 \pm 2.6$
$f_{D_s}$ , МэВ	$255.5 \pm 4.2 \pm 5.1$	$258.7 \pm 1.1 \pm 2.9$
$f_{D_s}/f_D$	$1.26 \pm 0.05 \pm 0.03$	$1.2788 \pm 0.0264$

суждаются современное состояние и возможности СЧТФ для лептонных и полулептонных распадов.

В Стандартной модели ширина лептонного распада  $D^+$ -мезона дается выражением:

$$\Gamma(D^+ \rightarrow l^+\nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_D^2 m_l^2 M_D \left(1 - \frac{m_l^2}{M_D^2}\right)^2 |V_{cd}|^2, \quad (1.1)$$

где  $M_D$  и  $m_l$  – массы  $D$ -мезона и лептона, соответственно, а  $G_F$  – постоянная Ферми. Аналогичная формула с заменой  $V_{cd}$  на  $V_{cs}$  используется для лептонного распада  $D_s^+$ -мезона. Наиболее точные экспериментальные данные по лептонным распадам, полученные на детекторах CLEO [74], BESIII [75] и Belle [76], приведены в таблице 1.7. Вероятности распадов  $D^+(D_s^+) \rightarrow e^+\nu$  ожидаются на уровне  $10^{-8}(10^{-7})$  и вряд ли могут быть измерены даже на СЧТФ. Ожидаемая вероятность распада  $D^+ \rightarrow \tau^+\nu$ , около  $1.2 \times 10^{-3}$ , находится на уровне верхнего предела, установленного CLEO.

В Стандартной модели с использованием ограничений, накладываемых унитарностью, элементы СКМ-матрицы  $V_{cd}$  на  $V_{cs}$  могут быть вычислены с высокой точностью:  $|V_{cd}| = 0.2249(3)$ ,  $|V_{cs}| = 0.97347(7)$  [77]. Поэтому из измеренных вероятностей распадов могут быть извлечены значения распадных констант и их отношения, которые приведены в таблице 1.8. В последней колонке таблицы приведены результаты наиболее точного на сегодняшний день расчета, выполненного в рамках решеточной КХД [78]. Видно, что, во-первых, экспериментальные измерения и теоретические предсказания согласуются, во-вторых, заявленная точность последних уже вышла на уровень 1–2% и лучше, чем экспериментальная точность. Дополнительным тестом Стандартной модели в данном случае может быть проверка лептонной универсальности, т.е. сравнение ширин распадов  $D_s$ -мезона в конечные состояния  $\tau\nu$  и  $\mu\nu$ . Текущее экспериментальное значение этого отношения  $10.73 \pm 0.69_{-0.53}^{+0.56}$  [76] согласуется с расчетным значением  $9.762 \pm 0.031$ , но сильно уступает ему в точности. Таким образом, для уверенного подтверждения предсказаний Стандартной модели требуются новые более точные экспериментальные данные.

Полные вероятности полуплептонных распадов  $D$ -мезонов, измеренные в эксперименте CLEO [79], составляют  $B(D^0 \rightarrow X e^+ \nu) = (6.46 \pm 0.09 \pm 0.11)\%$ ,  $B(D^+ \rightarrow X e^+ \nu) = (16.13 \pm 0.10 \pm 0.29)\%$ . Для  $D_s$ -мезона эта вероятность  $B(D_s^+ \rightarrow X e^+ \nu) = (6.52 \pm 0.39 \pm 0.15)\%$ . Одной из целей СЧТФ является изучение с большой статистикой различных эксклюзивных мод распада, исследование распределений Далица, извлечение формфакторов, описывающих процесс адронизации кварков, образующихся в распадах  $D$ -мезонов.

Наиболее изученными являются полуплептонные распады  $D$ -мезона в псевдоскалярные  $\pi$ - и  $K$ -мезоны. С хорошей точностью эти распады описываются одним формфактором. Для распада  $D \rightarrow K e \nu$ , например, вероятность распада пропорциональна:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} \propto |f_+(q^2)|^2 |V_{cs}|^2,$$

где  $q$  — разность четырех-импульсов  $D$ - и  $K$ -мезонов, а  $f_+(q^2)$  — формфактор  $\pi$ - или  $K$ -мезонов. Из эксперимента извлекается зависимость формфактора от  $q^2$  и произведение  $f_+(0)|V_{cs}|$ . Формфактор  $f_+(0)$  может быть вычислен теоретически в рамках, например, LQCD. В настоящее время точность расчетов не велика, около 10%. Теоретические значения формфакторов  $f_+^\pi(0) = 0.64(3)(6)$ ,  $f_+^K(0) = 0.73(3)(7)$  [80] согласуются с экспериментальными значениями. Наиболее точное измерение формфакторов было проведено на детекторе BESIII [81]:  $f_+^\pi(0) = 0.6372 \pm 0.0008 \pm 0.0044$ ,  $f_+^K(0) = 0.7368 \pm 0.0026 \pm 0.0036$ . Для получения экспериментальных значений использовались элементы СКМ-матрицы, удовлетворяющие условию унитарности [2]. Ожидается, что в ближайшие годы точность теоретических расчетов улучшится до уровня 1%. В этом случае полуплептонные распады можно будет использовать для измерения элементов  $V_{cs}$  и  $V_{cd}$  и проверки соотношений унитарности.

Остальные полуплептонные моды распада  $D$ - и  $D_s$ -мезонов, за исключением распадов  $D \rightarrow K^* l \nu$ , измерены с низкой точностью. Для их детального изучения нужна большая статистика, доступная только на СЧТФ. Например, интегральная светимость около  $100 \text{ фб}^{-1}$  требуется для измерения вероятностей распадов  $D \rightarrow \rho e \nu$  со статистической точностью 0.5%, и в 10 раз большая статистика нужна, по-видимому, для прецизионного измерения параметров трех формфакторов, описывающих этот распад.

### 1.4.3 Смешивание в системе нейтральных $D$ -мезонов

Изучение смешивания в системе нейтральных  $D$ -мезонов является одной из основных задач СЧТФ. Наличие взаимодействий, меняющих квантовое число очарование (чарм) на две единицы  $\Delta C = 2$ , приводит к переходам  $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ . В результате собственными состояниями нейтральных  $D$ -мезонов, обладающими определенными массами, являются комбинации

$$\begin{aligned} |D_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle), \\ |D_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle). \end{aligned} \tag{1.2}$$

В случае  $\mathcal{CP}$ -инвариантных взаимодействий  $p = q$ , и состояния  $|D_1\rangle$  и  $|D_2\rangle$  обладают определенной  $\mathcal{CP}$  четностью. Для описания смешивания обычно используют два безразмерных параметра:

$$x \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma}, \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}, \tag{1.3}$$

где  $\Delta m$  и  $\Delta \Gamma$  обозначают, соответственно, разность масс и разность ширин состояний  $|D_2\rangle$  и  $|D_1\rangle$ , а  $\Gamma$  — среднюю ширину  $D^0$ -мезона. В Стандартной модели величины этих параметров

определяются взаимодействиями на больших расстояниях (переходами через промежуточные мезонные состояния) и поэтому предсказываются с плохой точностью [82]. Значения  $x$  и  $y$  могут достигать величин  $\sim 0.01$ . Наиболее точная экспериментальная информация о смешивании  $D$ -мезонов была получена в экспериментах на  $B$ -фабриках и в эксперименте LHCb. Усреднение всех имеющихся на сегодняшний день данных, выполненное HFAG [83] в предположении сохранения  $\mathcal{CP}$ -четности, дает следующие результаты:

$$x = (4.64_{-1.51}^{+1.40}) \times 10^{-3}, \quad y = (6.25 \pm 0.77) \times 10^{-3}. \quad (1.4)$$

На СЧТФ для изучения смешивания можно использовать то обстоятельство, что  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезоны рождаются в квантово-когерентном состоянии с отрицательной  $\mathcal{C}$ -четностью в реакциях  $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0(n\pi^0)$  и с положительной — в реакции  $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0\gamma(n\pi^0)$ . В случае симметричной СЧТФ (энергии сталкивающихся электронов и позитронов равны) изучение временной эволюции  $D^0\bar{D}^0$  системы невозможно из-за относительно малого времени жизни  $D$ -мезона, поэтому ниже будут анализироваться только проинтегрированные по времени величины. Следуя [84], рассмотрим распады в следующие категории конечных состояний:

- адронные конечные состояния, не имеющие определенной  $\mathcal{CP}$ -четности,  $f$  и  $\bar{f}$ , например,  $K^-\pi^+$ , которые получаются в Кабиббо-разрешенных (CF) распадах  $D^0$  или дважды Кабиббо-подавленных (DCS) распадах  $\bar{D}^0$ ;
- полулептонные конечные состояния,  $l^+$  и  $l^-$ , которые, в отсутствие смешивания, однозначно определяют аромат  $D^0$ -мезона;
- состояния с определенной  $\mathcal{CP}$ -четностью,  $S_+$  и  $S_-$ .

В предположении  $\mathcal{CP}$ -инвариантности вероятности появления в распадах пары  $D^0\bar{D}^0$ -мезонов различных комбинаций этих состояний зависит от следующих параметров:  $x$ ,  $y$ , амплитуд

$$A_f = \langle f|D^0\rangle, \quad A_l = \langle l^+|D^0\rangle, \quad A_{S_{\pm}} = \langle S_{\pm}|D^0\rangle, \quad (1.5)$$

модуля и фазы отношения DCF- и CF-амплитуд

$$r_f e^{-\delta_f} = -\langle f|\bar{D}^0\rangle/\langle f|D^0\rangle. \quad (1.6)$$

Введем также параметры

$$R_M \equiv (x^2 + y^2)/2, \quad z_f \equiv 2 \cos \delta_f, \quad w_f \equiv 2 \sin \delta_f. \quad (1.7)$$

В таблице 1.9 приведены отношения вероятностей распадов системы  $D^0\bar{D}^0$  в различные конечные состояния. Символ  $\Gamma_{jk}$  означает, что  $D^0$  распадается в состояние  $j$ , а  $\bar{D}^0$  — в состояние  $k$ . Символ  $\Gamma_j$  означает, что  $D^0$  распадается в состояние  $j$ , а  $\bar{D}^0$  — в любое конечное состояние.

Наблюдение события типа

$$D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-\pi^+)(K^-\pi^+) \quad \text{и} \quad D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-e^+\nu)(K^-e^+\nu) \quad (1.8)$$

в распадах  $\psi(3770)$ -мезона возможно только при наличии смешивания. При  $10^9$   $D^0\bar{D}^0$  пар и при  $R_M = 3 \times 10^{-5}$ , вычисленном по измеренным значениям  $x$  и  $y$ , ожидается регистрация около 60 событий этих классов. Для оценки эффективности регистрации использовались данные работы [84], соответствующие геометрии детектора CLEO. Таким образом, статистическая чувствительность к параметру  $R_M$  только по двум модам распада оставляет приблизительно



Таб. 1.9: Отношения вероятностей распадов  $D^0\bar{D}^0$ -системы в различные конечные состояния. Оставлены только главные члены разложения по степеням  $r_f^2$ ,  $x$  и  $y$ .

	$\mathcal{C} = -1$	$\mathcal{C} = +1$
$(1/4) \cdot (\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-})$	$y$	$-y$
$(\Gamma_{fl-}/4\Gamma_f) \cdot (\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-} - \Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+})$	$y$	$-y$
$(\Gamma_{f\bar{f}}/4\Gamma_f) \cdot (\Gamma_{S_-}/\Gamma_{\bar{f}S_-} - \Gamma_{S_+}/\Gamma_{\bar{f}S_+})$	$y + r_f z_f$	$-(y + r_f z_f)$
$(\Gamma_f\Gamma_{S_+S_-}/4) \cdot (1/\Gamma_{fS_-}\Gamma_{S_+} - 1/\Gamma_{fS_+}\Gamma_{S_-})$	$y + r_f z_f$	0
$(\Gamma_{\bar{f}}/2) \cdot (\Gamma_{S_+S_+}/\Gamma_{\bar{f}S_+}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{S_-S_-}/\Gamma_{\bar{f}S_-}\Gamma_{S_-})$	0	$y + r_f z_f$
$\Gamma_{ff}/\Gamma_{f\bar{f}}$	$R_M$	$2r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{fl+}/\Gamma_{fl-}$	$r_f^2$	$r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{l\pm l\pm}/\Gamma_{l+l-}$	$R_M$	$3R_M$

$4 \times 10^{-6}$ . Систематическая неопределенность будет определяться главным образом качеством идентификации частиц в детекторе.

Инклюзивная вероятность распада  $D^0\bar{D}^0$ -пары в конечное состояние  $S_{\pm}X$  пропорциональна  $(1 \mp y)$  [84]. Это дает возможность провести измерение параметра  $y$ . В двойных отношениях, приведенных в первых двух строках таблицы 1.9, значительная часть систематических ошибок, связанных с неточным моделированием эффективности восстановления треков или идентификации частиц, сокращается. Статистическая точность измерения  $y$  по отношению  $(1/4) \cdot (\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-}/\Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+} - \Gamma_{lS_-}\Gamma_{S_+}/\Gamma_{lS_+}\Gamma_{S_-})$  оценена в [85] и составляет  $26/\sqrt{N_{DD}}$ , где  $N_{DD}$  — число рожденных  $D^0\bar{D}^0$  пар. При  $N_{DD} = 10^9$  точность составляет  $8 \times 10^{-4}$ , что в 2.5 раза лучше существующей экспериментальной точности.

Величина сильной фазы  $\delta_f$  для конечного состояния  $K^-\pi^+$ , которая важна, в частности, для измерения смешивания в системе  $D^0\bar{D}^0$  на  $B$ -фабриках, может быть измерена с использованием отношений, приведенных в третьей и четвертой строках таблицы 1.9. Ожидаемая статистическая точность измерения  $\cos \delta_f$  оценивается как  $444/\sqrt{N_{DD}} = 0.014$  [85], что соответствует точности 0.05 для  $\delta_f$ . Среднемировое значение этого параметра в настоящее время  $0.14_{-0.20}^{+0.17}$ .

Измерения, которые могут быть выполнены с системой  $D^0\bar{D}^0$  в  $\mathcal{C}$ -четном состоянии, обладают лучшей чувствительностью к параметру  $y$ . Так, для измерения  $y$  по отношению  $\Gamma_{fl+}/\Gamma_{fl-}$  с точностью  $8 \times 10^{-4}$  требуется  $3 \times 10^8$   $D^0\bar{D}^0$  пар. Это же измерение чувствительно к величине параметра  $x$ . Такое количество  $\mathcal{C}$ -четных  $D^0\bar{D}^0$  пар может быть произведено в реакции  $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} \rightarrow D^0\bar{D}^0\gamma$  при интегральной светимости  $250 \text{ фб}^{-1}$ , набранной при энергии 4.02 ГэВ. Как видно из таблицы 1.9, чувствительность измерений к параметру  $x$  уступает чувствительности к  $y$  из-за малости  $\delta_f$ . В работе [86] было показано, что эта проблема может быть решена в случае трехчастичного распада  $D^0$  мезона, например, в конечные состояния  $K_S^0\pi^+\pi^-$  и  $K^+\pi^-\pi^0$ . Важным свойством предложенного метода является то, что для  $\mathcal{C}$ -нечетного состояния  $D^0\bar{D}^0$ -системы эффекты смешивания, влияющие на плотность событий в распределении Далица, сокращаются в первом порядке по  $x$  и  $y$ , тогда как для  $\mathcal{C}$ -четного состояния эффекты смешивания удваиваются по сравнению со случаем некогерентного рождения  $D^0$ -мезонов. Таким образом, в экспериментах на СЧТФ имеется возможность измерения параметров  $x$  и  $y$  путем сравнения распределений Далица для  $\mathcal{C}$ -четных

и  $\mathcal{C}$ -нечетных состояний системы  $D^0\bar{D}^0$ . В работе [86] показано, что статистические ошибки  $x$  и  $y$  ожидаются приблизительно равными, а значительная часть систематических ошибок измерения сократится из-за того, что состояния с противоположной зарядовой точностью будут рождаться одновременно.

Приведенные выше оценки показывают, что при интегральной светимости около  $1 \text{ аб}^{-1}$  можно достичь точности в определении параметров смешивания не хуже, чем на Супер- $B$ -фабрике при интегральной светимости  $10 \text{ аб}^{-1}$  [87].

#### 1.4.4 Поиск $\mathcal{CP}$ -нарушения

Поиск  $\mathcal{CP}$ -нарушения в распадах  $D_{(s)}$ -мезонов является одним из наиболее интересных экспериментов на СЧТФ. Стандартная модель предсказывает очень малую  $\mathcal{CP}$ -асимметрию в реакциях с очарованными частицами. Максимальный эффект  $\sim 10^{-3}$  ожидается в Кабиббо-подавленных (SCS) распадах  $D$ -мезонов [82]. Наблюдение практически любой  $\mathcal{CP}$ -асимметрии в Кабиббо-разрешенных и дважды Кабиббо-подавленных распадах или асимметрии величины  $> 10^{-3}$  в SCS распадах будет однозначно свидетельствовать о наличии проявлений физики, не описываемой в рамках Стандартной модели. Исключением являются распады с  $K_S^0$ -или  $K_L^0$ -мезонами в конечном состоянии, например,  $D \rightarrow K_S^0\pi$ , в которых  $\mathcal{CP}$ -асимметрия может возникать из-за того, что  $K_S^0$ -мезон не является чистым  $\mathcal{CP}$ -состоянием. Для распада  $D^\pm \rightarrow K_S^0\pi^\pm$   $\mathcal{CP}$ -асимметрия предсказывается с высокой точностью,  $(3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$  [82].

Традиционно, выделяют три типа  $\mathcal{CP}$ -нарушения:

- Прямое  $\mathcal{CP}$ -нарушение в переходах с  $\Delta C = 1$  проявляется в том, что амплитуда распада  $D_{(s)}$ -мезона ( $A_f$ ) в состояние  $f$  не равна соответствующей  $\mathcal{CP}$ -сопряженной амплитуде. Нарушение этого типа может наблюдаться, когда амплитуда распада является суммой двух амплитуд с разными слабыми и сильными фазами:

$$A_f = |A_1|e^{i(\delta_1+\phi_1)} + |A_2|e^{i(\delta_2+\phi_2)}.$$

Слабая фаза меняет ( $\phi_i \rightarrow -\phi_i$ ) знак при  $\mathcal{CP}$ -преобразовании а сильная ( $\delta_i$ ) не меняет, поэтому  $|\bar{A}_f| \neq |A_f|$ .

- $\mathcal{CP}$ -нарушение в смешивании за счет переходов с  $\Delta C = 2$  проявляется в отличии параметра  $R_m = |p/q|$  от 1.
- В распадах нейтральных  $D$ -мезонов  $\mathcal{CP}$ -нарушение проявляется также в интерференции между распадом без смешивания  $D^0 \rightarrow f$  и распадом со смешиванием  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f$ . Этот вид  $\mathcal{CP}$ -нарушения характеризуется параметром

$$\varphi = \arg \lambda_f = \arg \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right). \quad (1.9)$$

$\mathcal{CP}$ -нарушение в смешивании приводит к неодинаковости ширин полулептонных распадов с неправильным знаком лептона  $\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow l^+ X) \neq \Gamma(D^0 \rightarrow l^- X)$ . В распадах  $\psi(3770)$  может быть измерена величина

$$A_{SL} = \frac{\Gamma_{l^+l^+} - \Gamma_{l^-l^-}}{\Gamma_{l^+l^+} + \Gamma_{l^-l^-}} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}. \quad (1.10)$$

При  $10^9 D^0\bar{D}^0$ -пар ожидается около  $N = 20$  событий типа  $(K^\pm e^\mp \nu)(K^\pm e^\mp \nu)$ , что соответствует точности определения параметра  $|q/p|$  около 6%. Современное экспериментальное значение для этого параметра  $0.89_{-0.07}^{+0.08}$ .

Прямое  $\mathcal{CP}$ -нарушение в чистом виде может наблюдаться в распадах  $D_s$ -мезонов и заряженных  $D$ -мезонов по разности ширин распадов

$$A_{\pm}^{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(D_{(s)}^- \rightarrow f^-) - \Gamma(D_{(s)}^+ \rightarrow f^+)}{\Gamma(D_{(s)}^- \rightarrow f^-) + \Gamma(D_{(s)}^+ \rightarrow f^+)}. \quad (1.11)$$

В аналогичный параметр для нейтральных  $D$ -мезонов дают вклад все три типа смешивания. Текущие экспериментальные значения  $\mathcal{CP}$ -асимметрии в распадах  $D$ - и  $D_s$ -мезонов приведены в таблицах 1.10 и 1.11.

В работе [61] значения  $\mathcal{CP}$ -асимметрии получены на детекторе CLEO по данным, содержащим  $3.0 \times 10^6$   $D^0\bar{D}^0$ -пар и  $2.4 \times 10^6$   $D^+D^-$ -пар. На СЧТФ статистическая ошибка в асимметрии для многих распадов может быть уменьшена до уровня  $10^{-3} - 10^{-4}$ . В систематической ошибке доминируют вклады эффективности реконструкции треков и идентификации частиц. Эти эффективности различны для пионов и каонов разных знаков. Поскольку значения эффективностей обычно не воспроизводятся в моделировании с достаточной точностью, для их измерения используются экспериментальные данные, и связанная с ними систематика также уменьшается с увеличением статистики. На СЧТФ уровень систематической ошибки порядка  $10^{-3}$  кажется вполне достижимым. Например, в экспериментах BaBar и Belle на  $B$ -фабриках при измерении асимметрии в распадах  $D^0/\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  [100, 101] систематическая ошибка из-за разницы в эффективностях к  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонам, используемым для мечения  $D$ -мезонов, была уменьшена до уровня 0.001. Задача уменьшения систематической погрешности может быть облегчена, если минимизировать количество вещества перед и внутри трековой системы детектора.

$\mathcal{CP}$ -асимметрия в распаде нейтральных  $D$ -мезонов выражается суммой трех членов. Например, для распада в состояние с определенной  $\mathcal{CP}$ -четностью  $\eta_f^{\mathcal{CP}} = \pm 1$  [104]:

$$A_f^{\mathcal{CP}} = a_f^d + a_f^m + a_f^i, \quad (1.12)$$

$$a_f^m = -\eta_f^{\mathcal{CP}} \frac{y}{2} (R_m - R_m^{-1}) \cos \varphi, \quad (1.13)$$

$$a_f^i = \eta_f^{\mathcal{CP}} \frac{x}{2} (R_m + R_m^{-1}) \sin \varphi, \quad (1.14)$$

где  $a_f^d$  —  $\mathcal{CP}$ -асимметрия в распаде, а  $\varphi$  — относительная слабая фаза между амплитудами распадов  $D^0 \rightarrow f$  и  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f$ . Величина второго члена  $a_f^m$  определяется главным образом  $\mathcal{CP}$ -нарушением в смешивании. В третьем члене  $a_f^i$  доминирует  $\mathcal{CP}$ -нарушение в интерференции. Наличие смешивания приводит к разнице во временных зависимостях вероятностей распадов для  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезонов. Это позволяет изолировать и измерить вклады второго и третьего членов. В экспериментах на  $B$ -фабриках [105, 106] для конечных состояний  $K^+K^-$  и  $\pi^+\pi^-$  получено значение:

$$\delta Y = a_f^m + a_f^i = (-0.12 \pm 0.25) \times 10^{-2}. \quad (1.15)$$

Приведенная выше формула справедлива для некогерентного рождения  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезонов. На СЧТФ такого сорта асимметрия может наблюдаться для распадов  $D^0$ -мезонов из реакции  $e^+e^- \rightarrow D^{*-}D^+ \rightarrow \pi^-D^0D^+$ . При когерентном рождении  $D^0\bar{D}^0$  выражение для  $A^{\mathcal{CP}}$  модифицируется и зависит от распада, используемого для мечения. Это дает возможность разделить различные вклады в  $\mathcal{CP}$ -асимметрию без изучения временной зависимости. Так реакция  $D^0\bar{D}^0 \rightarrow f_1f_2$ , где  $f_1, f_2$  — состояния с одинаковой  $\mathcal{CP}$ -четностью, запрещена на

Таб. 1.10: Экспериментальные значения  $\mathcal{CP}$ -асимметрии в распадах  $D$ -мезонов.  $f_{D^0}$  и  $f_{D^+}$  обозначают конечное состояние  $D^0$ - и  $D^+$ -мезона, соответственно.

$f_{D^0}$	$A_{\mathcal{CP}}$ (%)	$f_{D^+}$	$A_{\mathcal{CP}}$ (%)
		$\mu^+\bar{\nu}_\mu$	$8 \pm 8$ [96]
$K^-\pi^+$	$+0.3 \pm 0.3 \pm 0.6$ [61]	$K^+\pi^0$	$-3.5 \pm 10.7 \pm 0.9$ [93]
$K_S^0\pi^0$	$-0.20 \pm 0.17$ [88]	$K_S^0\pi^+$	$-0.41 \pm 0.09$ [83]
$K_S^0\eta$	$+0.54 \pm 0.51 \pm 0.16$ [89]		
$K_S^0\eta'$	$+0.98 \pm 0.67 \pm 0.14$ [89]		
$K^+K^-$	$-0.16 \pm 0.12$ [83]		
$K_S^0K_S^0$	$-2.9 \pm 5.2 \pm 2.2$ [90]	$K_S^0K^+$	$-0.11 \pm 0.25$ [83]
		$K^0K^+$	$+0.11 \pm 0.17$ [83]
$\pi^+\pi^-$	$+0.00 \pm 0.15$ [83]	$\pi^+\pi^0$	$+2.9 \pm 2.9 \pm 0.3$ [93]
		$\pi^+\eta$	$+1.0 \pm 1.0$ [83]
		$\pi^+\eta'$	$-0.5 \pm 1.1$ [83]
$\pi^0\pi^0$	$-0.03 \pm 0.64$ [88]		
$K^-\pi^+\pi^0$	$+0.1 \pm 0.3 \pm 0.4$ [61]	$K^-\pi^+\pi^+$	$-0.18 \pm 0.16$ [83]
$K^+\pi^-\pi^0$	$-0.6 \pm 5.3$ [91]		
$K_S^0\pi^+\pi^-$	$-0.05 \pm 0.57 \pm 0.54$ [92]	$K_S^0\pi^+\pi^0$	$-0.1 \pm 0.7 \pm 0.2$ [61]
$K^+K^-\pi^0$	$-1.00 \pm 1.67 \pm 0.25$ [95]	$K^+K^-\pi^+$	$+0.32 \pm 0.31$ [83]
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$+0.32 \pm 0.42$ [83]	$\pi^+\pi^-\pi^+$	$-1.7 \pm 4.2$ [97]
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$+0.2 \pm 0.3 \pm 0.4$ [61]	$K^-\pi^+\pi^+\pi^0$	$-0.3 \pm 0.6 \pm 0.4$ [61]
$K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$-1.8 \pm 4.4$ [98]	$K_S^0\pi^+\pi^+\pi^-$	$+0.0 \pm 1.2 \pm 0.3$ [61]
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	$-8.2 \pm 5.6 \pm 4.7$ [99]	$K_S^0K^+\pi^+\pi^-$	$-4.2 \pm 6.4 \pm 2.2$ [99]

Таб. 1.11: Экспериментальные значения  $\mathcal{CP}$ -асимметрии в распадах  $D_s$ -мезонов.  $f_{D_s}$  обозначает конечное состояние  $D_s$ -мезона.

$f_{D_s}$	$A_{\mathcal{CP}}$ (%)
$\mu^+\bar{\nu}_\mu$	$+4.8 \pm 6.1$ [102]
$\pi^+\eta$	$+1.1 \pm 3.0 \pm 0.8$ [103]
$\pi^+\eta'$	$-2.2 \pm 2.2 \pm 0.6$ [103]
$K_S^0\pi^+$	$+3.11 \pm 1.54$ [83]
$K^0\pi^+$	$+0.38 \pm 0.48$ [83]
$K_S^0K^+$	$+0.08 \pm 0.26$ [83]
$K^+\pi^0$	$-26.6 \pm 23.8 \pm 0.9$ [93]
$K^+\eta$	$+9.3 \pm 15.2 \pm 0.9$ [93]
$K^+\eta'$	$+6.0 \pm 18.9 \pm 0.9$ [93]
$\pi^+\pi^+\pi^-$	$-0.7 \pm 3.0 \pm 0.6$ [103]
$\pi^+\pi^0\eta$	$-0.5 \pm 3.9 \pm 2.0$ [103]
$\pi^+\pi^0\eta'$	$-0.4 \pm 7.4 \pm 1.9$ [103]
$K_S^0K^+\pi^0$	$-1.6 \pm 6.0 \pm 1.1$ [103]
$K_S^0K_S^0\pi^+$	$+3.1 \pm 5.2 \pm 0.6$ [103]
$K^+\pi^+\pi^-$	$+4.5 \pm 4.8 \pm 0.6$ [103]
$K^+K^-\pi^+$	$-0.5 \pm 0.8 \pm 0.4$ [103]
$K_S^0K^-\pi^+\pi^+$	$+4.1 \pm 2.7 \pm 0.9$ [103]
$K_S^0K^+\pi^+\pi^-$	$-5.7 \pm 5.3 \pm 0.9$ [103]
$K^+K^-\pi^+\pi^0$	$+0.0 \pm 2.7 \pm 1.2$ [103]

$\psi(3770)$ -резонансе при сохранении  $\mathcal{CP}$ -четности. Вероятность распада описывается следующей формулой [107]:

$$\Gamma_{f_1 f_2} = \frac{1}{2R_m^2} [(2 + x^2 - y^2)|\lambda_{f_1} - \lambda_{f_2}|^2 + (x^2 + y^2)|1 - \lambda_{f_1}\lambda_{f_2}|^2] \Gamma_{f_1} \Gamma_{f_2}. \quad (1.16)$$

Поскольку члены, соответствующие вкладу смешивания, квадратичны по параметрам  $x$  и  $y$ , в этой реакции измеряется разница между прямыми  $\mathcal{CP}$ -нарушениями в распадах  $D^0 \rightarrow f_1$  и  $D^0 \rightarrow f_2$ . На СЧТФ при  $10^9$   $D^+D^-$ -пар можно достигнуть чувствительности к разности  $\mathcal{CP}$ -асимметрий между конечными состояниями  $K^+K^-$  и  $\pi^+\pi^-$  на уровне  $10^{-3}$ . Аналогичное измерение может быть проведено с использованием реакции  $e^+e^- \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0 \rightarrow \gamma D^0\bar{D}^0$ . В этом случае измеряется разница между  $\mathcal{CP}$ -асимметриями для состояний с противоположными  $\mathcal{CP}$ -четностями.

Другим примером является измерение  $\mathcal{CP}$ -асимметрии

$$A_{fl}^{CP} = \frac{\Gamma(l^- X, f) - \Gamma(l^+ X, f)}{\Gamma(l^- X, f) + \Gamma(l^+ X, f)}. \quad (1.17)$$

Здесь один  $D$ -мезон распадается в полулептонную моду, а другой в состояние с определенной  $\mathcal{CP}$ -четностью. В пренебрежении прямым  $\mathcal{CP}$ -нарушением [108]

$$A_{fl}^{CP} = (1 + \eta)(a_f^m + a_f^i), \quad (1.18)$$

где  $\eta$  — зарядовая четность  $D^0\bar{D}^0$ -пары. Видно, что при  $\eta = -1$ , т.е. в распадах  $\psi(3770)$ , смешивание не дает вклада в измеряемую асимметрию, а при  $\eta = 1$ , т.е. в реакции  $e^+e^- \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0 \rightarrow \gamma D^0\bar{D}^0$ , вклад в асимметрию от смешивания в два раза больше, чем для  $D^0$ -мезонов, рожденных некогерентно. Измерения, проведенные в двух этих реакциях, позволяют разделить вклады прямого и непрямого  $\mathcal{CP}$ -нарушений.

Существуют и другие мощные методы для поиска  $\mathcal{CP}$ -нарушения. В работе [109] предлагается использовать разность между вероятностями распадов немеченых  $D^0$  мезонов в зарядово-сопряженные состояния, например,  $K^-\pi^+$  и  $K^+\pi^-$ , чтобы извлечь параметр  $\sin \varphi$ . Анализ распределения Далица для трехчастичных распадов позволяет измерить  $\mathcal{CP}$ -асимметрии для различных резонансных промежуточных состояний (см., например, результаты анализа [110]). Возможная интерференция между  $\mathcal{CP}$ -сохраняющими и  $\mathcal{CP}$ -нарушающими амплитудами в распределении Далица может повысить чувствительность к поиску  $\mathcal{CP}$ -нарушения. В четырехчастичных распадах для поиска  $\mathcal{CP}$ -нарушения можно использовать  $T$ -нечетные моменты [111] или тройные произведения импульсов [112]. С использованием перечисленных методов на СЧТФ  $\mathcal{CP}$ -асимметрия в распадах  $D$ -мезонов может быть измерена с точностью порядка  $10^{-3}$  как для прямого, так и непрямого механизмов  $\mathcal{CP}$ -нарушения.

#### 1.4.5 Редкие распады $D$ -и $D_s$ -мезонов

Редкие распады  $D$ -и  $D_s$ -мезонов являются инструментом для поиска проявлений физики, не описываемой Стандартной моделью. Можно выделить три типа распадов очарованных мезонов, подходящих для этой цели:

1. распады за счет слабого нейтрального тока, обеспечивающего переход  $c$ -кварка в  $u$ -кварк (FCNC);
2. распады с несохранением лептонного аромата (LFV);

### 3. распады с несохранением лептонного числа (LV).

Последние два типа распадов запрещены в Стандартной модели. Распады за счет  $c \rightarrow u$  перехода в Стандартной модели описываются петлевыми диаграммами и сильно подавлены. Так, например, вероятности распадов  $c \rightarrow ul^+l^-$  и  $c \rightarrow u\gamma$  оцениваются на уровне  $10^{-8}$ . При рассмотрении конкретных эксклюзивных распадов  $D_{(s)}$ -мезонов следует, однако, учитывать вклады динамики на больших расстояниях. Например, доминирующий вклад в распад  $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^+l^+l^-$  дает переход через промежуточное состояние  $\pi^+\phi$  с последующим распадом  $\phi \rightarrow l^+l^-$ . В результате вероятности распадов  $D_{(s)} \rightarrow X\gamma$  и  $D_{(s)} \rightarrow Xl^+l^-$ , где  $X$  — адронное состояние, возрастают до уровня  $10^{-5}$ – $10^{-6}$ . Для  $D$ -мезонов три распада этих типов измерены и имеют вероятности, согласующиеся с оценками в Стандартной модели:  $B(D^0 \rightarrow \phi\gamma) = (2.78 \pm 0.30 \pm 0.27) \times 10^{-5}$  [114],  $B(D^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+e^+e^-) = (1.7_{-0.9}^{+1.4} \pm 0.1) \times 10^{-6}$  [115] и  $B(D^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-) = (1.8 \pm 0.5 \pm 0.6) \times 10^{-6}$  [116]. В случае  $D_s$ -мезонов измерена относительная вероятность  $B(D_s^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+e^+e^-) = ((0.6_{-0.4}^{+0.8} \pm 0.1) \times 10^{-5})$  [115].

Вклады динамики на больших расстояниях, точный расчет которых в Стандартной модели затруднен, приводят к тому, что распады типа  $D \rightarrow X\gamma$  становятся малочувствительными к проявлениям Новой физики. Однако даже для этих распадов можно найти ряд наблюдаемых величин, обладающих чувствительностью. Так, например, в работе [117] предлагается измерять разность  $R = B(D^0 \rightarrow \rho^0\gamma)/B(D^0 \rightarrow \omega\gamma) - 1$ , которая в Стандартной модели ожидается на уровне  $(6 \pm 15)\%$ . В минимальной суперсимметричной стандартной модели (MSSM) при некоторых значениях параметров вероятность перехода  $c \rightarrow u\gamma$  может достигать  $6 \times 10^{-6}$  и величина  $R$  может быть порядка 1 [117].

В распадах типа  $D_{(s)} \rightarrow Xl^+l^-$  можно анализировать спектр инвариантных масс пары лептонов и выделять области, чувствительные к вкладам динамики на малых расстояниях. На рисунке 1.5, взятом из работы [118], приведены спектры масс лептонной пары для распадов  $D^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$  и  $D^0 \rightarrow \rho^0e^+e^-$  в Стандартной модели и MSSM. Ограничения на параметры MSSM могут быть получены при чувствительности к распаду на уровне  $10^{-6}$ . Предсказания для распадов типа  $D \rightarrow Xl^+l^-$ , полученные в различных расширениях Стандартной модели, могут быть найдены в работах [118, 113, 119].

Другой класс распадов с  $c \rightarrow u$  переходом — это распады нейтрального  $D$ -мезона в пару фотонов или лептонов. Стандартная модель предсказывает  $B(D^0 \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 3.5 \times 10^{-8}$  и  $B(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 10^{-12}$  [118]. Для вероятности распада  $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  в суперсимметричных моделях с нарушением  $R$ -четности предсказывается величина до  $3.5 \times 10^{-6}$ . Эти же модели дают большую величину распадов, несохраняющих лептонный аромат  $B(D^0 \rightarrow \mu^+e^-) < 10^{-6}$ ,  $B(D^+ \rightarrow \pi^+\mu^+e^-) < 3 \times 10^{-5}$ ,  $B(D^0 \rightarrow \rho^0\mu^+e^-) < 1.4 \times 10^{-5}$ .

В таблице 1.12 приведены существующие экспериментальные верхние пределы на редкие распады  $D$ - и  $D_s$ -мезонов. На СЧТФ может быть достигнута чувствительность к редким распадам с относительной вероятностью порядка  $10^{-8}$ .

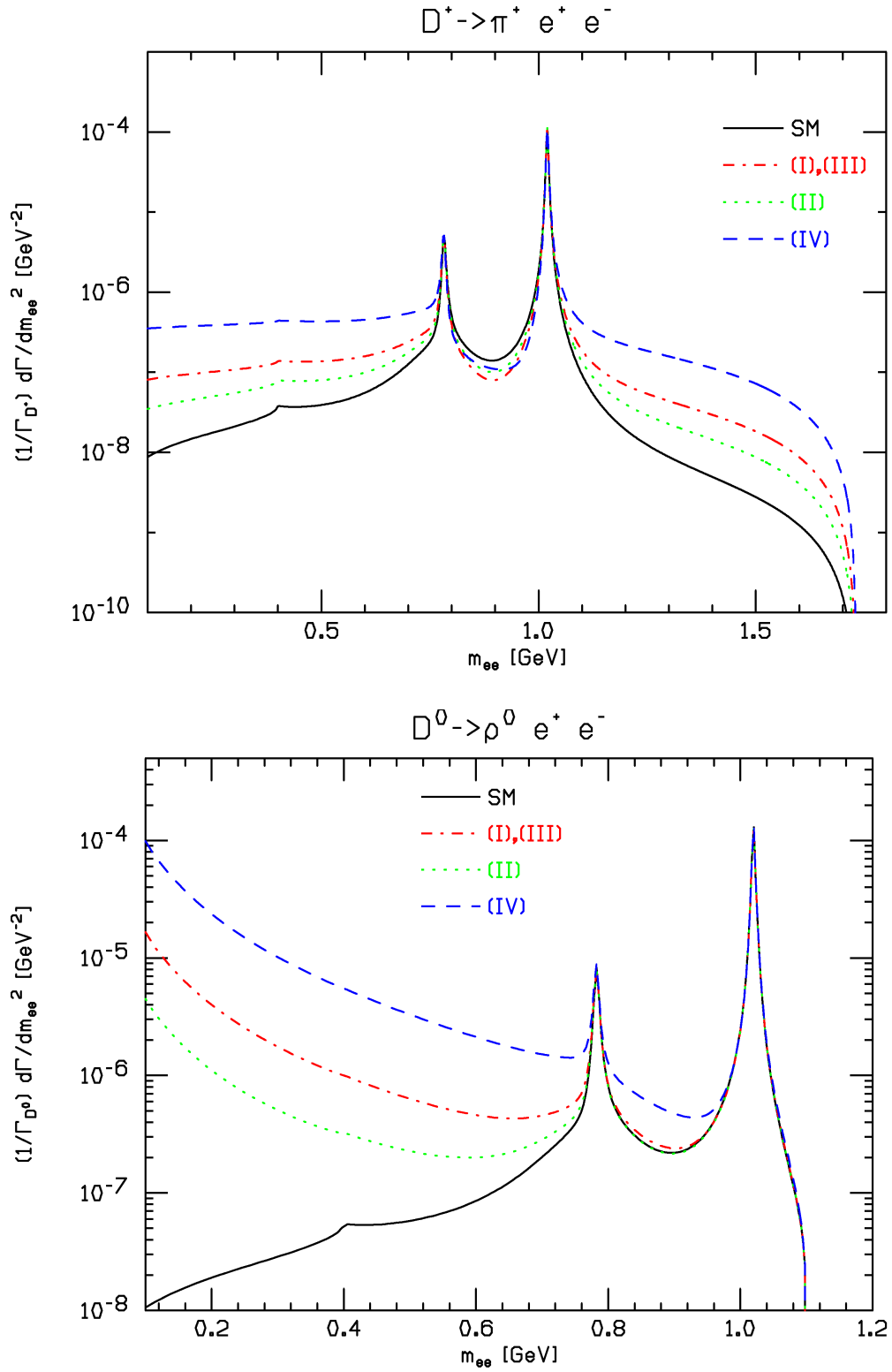


Рис. 1.5: Спектры инвариантных масс лептонной пары для распадов  $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  (слева) и  $D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$  (справа). Сплошная линия показывает предсказание Стандартной модели, пунктирные линии предсказание MSSM с различными значениями параметров.



Таб. 1.12: Текущие экспериментальные значения верхних пределов на редкие распады  $D$ - и  $D_s$ -мезонов в единицах  $10^{-6}$ .

$D^0 \rightarrow \gamma\gamma$	2.2 [120]	$D^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$	1.1 [124]
$D^0 \rightarrow e^+e^-$	0.079 [121]	$D^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$	0.073 [125]
$D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.006 [122]	$D^+ \rightarrow \pi^+e^+\mu^-$	2.9 [124]
$D^0 \rightarrow \mu^\pm + e^\mp$	0.26 [121]	$D^+ \rightarrow \rho^+\mu^+\mu^-$	560 [127]
$D^0 \rightarrow \pi^0e^+e^-$	45 [123]		
$D^0 \rightarrow \rho^0e^+e^-$	100 [123]	$D_s^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	3.7 [124]
$D^0 \rightarrow \pi^0e^\pm\mu^\mp$	86 [123]	$D_s^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	21 [124]
$D^0 \rightarrow \rho^0e^\pm\mu^\mp$	49 [123]	$D_s^+ \rightarrow K^+e^+\mu^-$	14 [124]

## 1.5 Очарованные барионы

Очарованные барионы ( $B_c$ ), которые на СЧТФ рождаются в реакции  $e^+e^- \rightarrow B_c\bar{B}_c$ , состоят из двух легких кварков ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ) и тяжелого  $c$  кварка. Пара легких кварков образует два  $SU(3)$  мультиплетов по аромату: антисимметричный антитриплет и симметричный секстет ( $3 \times 3 = \bar{3}_A \oplus 6_S$ ). В  $S$ -волновых низколежащих барионах симметрия по аромату и спин легкого кварка связаны между собой: суммарный спин легких кварков равен 0 в антитриплете и 1 в секстете. В сочетании с  $c$  кварком, антитриплет порождает три состояния со спином 1/2 ( $\Lambda_c^+$ ,  $\Xi_c^+$ ,  $\Xi_c^0$ ), в то время как секстет дает шесть состояний со спином 1/2 ( $\Sigma_c^{+,+,0}$ ,  $\Xi_c'^+$ ,  $\Xi_c'^0$ ,  $\Omega_c^0$ ) и шесть состояний со спином 3/2 ( $\Sigma_c^{*+,+,0}$ ,  $\Xi_c^{*+}$ ,  $\Xi_c^{*0}$ ,  $\Omega_c^{*0}$ ). Все 15  $S$ -волновых очарованных барионов наблюдались. Их параметры перечислены в таблице 1.13.

Ожидается существование большого количества возбужденных очарованных барионов. В частности, кварковая модель предсказывает 63  $P$ -волновых состояния [128]. Шестнадцать возбужденных состояний с массами в диапазоне от 2.6 до 3.1 ГэВ экспериментально наблюдались [2, 129]. О наблюдении других состояний недавно сообщили LHCb [130, 131] и Belle [132, 133].

В последние годы физика очарованных барионов изучалась в основном на  $B$ -фабриках и на BESIII. Несмотря на большое количество произведенных очарованных барионов ( $B$ -фабрики произвели около  $10^7$   $\Lambda_c$ ), их свойства известны довольно плохо. Практически нет экспериментальной информации о квантовых числах очарованных барионов и об абсолютных значениях вероятностей их распадов. Для  $\Lambda_c^+$  ситуация улучшилась в 2013 году, когда первое модельно-независимое измерение абсолютной вероятности распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  было выполнено детектором Belle [134]. Точность  $B(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$  была улучшена в пять раз. Эта мода распада использовалась в качестве эталонной в измерениях вероятностей для других мод распада  $\Lambda_c^+$ . Позже BESIII измерил вероятности распадов двенадцати Кабиббо-разрешенных адронных мод  $\Lambda_c^+$  [135]. Для распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ , их результат на два стандартных отклонения ниже, чем измерение Belle [135, 136].

Возможности СЧТФ по изучению очарованных барионов сильно зависят от величин сечений реакций  $e^+e^- \rightarrow B_c\bar{B}_c$ . Сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c\bar{\Lambda}_c$  было измерено детектором Belle [137]. Сечение максимально при энергии около 4.65 ГэВ и составляет около 0.5 нб. Такая большая величина сечения может быть связана с наличием  $c\bar{c}$ -резонанса вблизи порога

Таб. 1.13: Параметры  $S$ -волновых очарованных барионов [2]

	Структура	$J^P$	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Распад
$\Lambda_c^+$	$udc$	$(1/2)^+$	$2286.46 \pm 0.14$	$(200 \pm 6)$ фс	слабый
$\Xi_c^+$	$usc$	$(1/2)^+$	$2467.8_{-0.6}^{+0.4}$	$(442 \pm 26)$ фс	слабый
$\Xi_c^0$	$dsc$	$(1/2)^+$	$2470.88_{-0.8}^{+0.34}$	$112_{-10}^{+13}$ фс	слабый
$\Sigma_c^{++}$	$uuc$	$(1/2)^+$	$2454.02 \pm 0.18$	$2.23 \pm 0.30$	$\Lambda_c^+ \pi^+$
$\Sigma_c^+$	$udc$	$(1/2)^+$	$2452.9 \pm 0.4$	$< 4.6$	$\Lambda_c^+ \pi^0$
$\Sigma_c^0$	$ddc$	$(1/2)^+$	$2453.76 \pm 0.18$	$2.2 \pm 0.4$	$\Lambda_c^+ \pi^-$
$\Xi_c'^+$	$usc$	$(1/2)^+$	$2575.6 \pm 3.1$	—	$\Xi_c^+ \gamma$
$\Xi_c'^0$	$dsc$	$(1/2)^+$	$2577.9 \pm 2.9$	—	$\Xi_c^0 \gamma$
$\Omega_c^0$	$ssc$	$(1/2)^+$	$2695.2 \pm 1.7$	$(69 \pm 12)$ фс	слабый
$\Sigma_c^{*++}$	$uuc$	$(3/2)^+$	$2518.4 \pm 0.6$	$14.9 \pm 1.9$	$\Lambda_c^+ \pi^+$
$\Sigma_c^{*+}$	$udc$	$(3/2)^+$	$2517.5 \pm 2.3$	$< 17$	$\Lambda_c^+ \pi^0$
$\Sigma_c^{*0}$	$ddc$	$(3/2)^+$	$2518.0 \pm 0.5$	$16.1 \pm 2.1$	$\Lambda_c^+ \pi^-$
$\Xi_c^{*+}$	$usc$	$(3/2)^+$	$2645.9_{-0.6}^{+0.5}$	$< 3.1$	$\Xi_c \pi$
$\Xi_c^{*0}$	$dsc$	$(3/2)^+$	$2645.9 \pm 0.5$	$< 5.5$	$\Xi_c \pi$
$\Omega_c^{*0}$	$ssc$	$(3/2)^+$	$2765.9 \pm 2.0$	—	$\Omega_c^0 \gamma$

рождения пары  $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$  ( $Y(4630)$  с массой  $M = 4634 \pm 10$  МэВ и шириной  $\Gamma = 92 \pm 40$  МэВ [137]). Резонанс с близкими параметрами  $Y(4660)$  ( $M = (4665 \pm 10)$  МэВ и  $\Gamma = (53 \pm 16)$  МэВ) наблюдался в реакции  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  в экспериментах Belle и BaBar [138]. В настоящее время неясно, являются ли  $Y(4630)$  и  $Y(4660)$  различными состояниями или они проявления одного и того же состояния. Их внутренняя структура стала предметом горячих дискуссий [138, 139, 140, 141]. Если  $Y(4630)$  является состоянием  $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ -бариония, небольшая примесь молекулярной компоненты  $\psi(2S)f_0(980)$  может объяснить сигнал  $Y(4660)$ . Была предложена также менее экзотическая интерпретация  $Y(4630)$ , как состояния чармония  $5^3S_1$ . Наиболее популярной является интерпретация  $Y(4630)$  как четырехкваркового состояния [138, 139, 140, 141].

При интегральной светимости  $200 \text{ фб}^{-1}$  СЧТФ произведет  $10^8$  пар  $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$ . Это позволит выполнить детальное изучение свойств  $\Lambda_c$  с использованием метода двойного мечения. Для других очарованных барионов экспериментальные данные по реакциям  $e^+e^- \rightarrow B_c \bar{B}_c$  отсутствуют. Без резонансного усиления, ожидаемое сечение не превышает 10 пб. Физическая программа по изучению очарованных барионов зависит от максимальной энергии СЧТФ. Для изучения слабых распадов барионов  $\Lambda_c^+(2286)$ ,  $\Xi_c^+(2468)$ ,  $\Xi_c^0(2471)$  достаточна энергия 5 ГэВ, а для  $\Omega_c^0(2695)$  — 5.5 ГэВ. Наиболее интересной задачей представляется изучение слабых распадов очарованных барионов  $\Lambda_c^+(2286)$ ,  $\Xi_c^+(2468)$ ,  $\Xi_c^0(2471)$  и  $\Omega_c^0(2695)$ . Требуемые максимальные энергии СЧТФ составляют 4.7, 5.1 и 5.5 ГэВ.

С использованием большой ( $10^8$ ) статистики пар  $\Lambda_c \bar{\Lambda}_c$  можно провести поиск  $CP$ -нарушения

в распадах  $\Lambda_c$ . Хотя  $CP$ -нарушение хорошо установлено в распадах  $K$  и  $B$  мезонов, до самого последнего времени в барионном секторе  $CP$ -нарушение не наблюдалось.

Эксперимент НурегСР искал сигнал  $CP$ -нарушения в распадах странных барионов, которые рождались при взаимодействии пучка протонов с энергией 800 ГэВ с медной мишенью, и получил для соответствующего параметра  $CP$ -асимметрии значение  $A_{\Lambda\Sigma} = (0.0 \pm 5.1 \pm 4.4) \cdot 10^{-4}$ , которое можно сравнить с предсказаниями Стандартной модели  $A(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \sim (0.05 - 1.2) \cdot 10^{-4}$  и  $A(\Sigma^- \rightarrow \Lambda\pi^-) \sim (0.2 - 3.5) \cdot 10^{-4}$  [142]. Первое указание на  $CP$ -нарушение на уровне 3.3 стандартных отклонений в четырехчастичном распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$  было получено совсем недавно в эксперименте LHCb на Большом адронном коллайдере [143].

Кратко рассмотрим наблюдаемые величины, которые характеризуют  $CP$ -асимметрию, на примере распада  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ . В системе покоя  $\Lambda$ , пион-нуклонное конечное состояние может быть либо в  $S$ -волне, либо в  $P$ -волне. Обозначая нарушающую четность и сохраняющую четность амплитуды через  $S$  и  $P$ , получим для углового распределения конечного протона [144]

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \sim 1 + \gamma \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_f + (1 - \gamma) (\vec{n}_f \cdot \vec{\sigma}_i)(\vec{n}_f \cdot \vec{\sigma}_f) + \alpha \vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_f) + \beta \vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_f \times \vec{\sigma}_i), \quad (1.19)$$

где  $\vec{\sigma}_i$  и  $\vec{\sigma}_f$  — единичные векторы в направлении спинов начального и конечного бариона,  $\vec{n}_f$  — единичный вектор вдоль импульса конечного бариона, и

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \beta = \frac{2\text{Im}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2} = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}. \quad (1.20)$$

При  $CP$ -преобразовании  $\vec{n}_f \rightarrow -\vec{n}_f$ ,  $\vec{\sigma}_{i,f} \rightarrow \vec{\sigma}_{i,f}$  и, следовательно,  $CP$ -симметрия требует  $\alpha = -\bar{\alpha}$  и  $\beta = -\bar{\beta}$ , подсказывая определить параметры, описывающие  $CP$ -асимметрию, следующим образом:

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}}, \quad B = \frac{\beta + \bar{\beta}}{\beta - \bar{\beta}}, \quad \Delta = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-) - \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-) + \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)}. \quad (1.21)$$

Здесь  $\bar{\alpha}$  и  $\bar{\beta}$  являются параметрами углового распределения в распаде  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ . В эксперименте обычно измеряют параметр  $\alpha$ , который контролирует угловую асимметрию распада, если конечная поляризация протона не измеряется.

Аналогичные параметры могут быть определены для распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$ . Эксперимент FOCUS (E831) в Фермилабе в 2005 году впервые измерил  $A = -0.07 \pm 0.19 \pm 0.24$  [145]. Оценка [144] показывает, что при статистике  $10^8$  пар  $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$  можно достичь точности в этом параметре около 0.3%.

В предположении, что в распаде  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$  доминирует переход с  $\Delta I = 1/2$ , амплитуды  $S$  и  $P$  будут содержать только одну сильную фазу  $\delta$  и только одну слабую фазу  $\phi$ :  $S = |S|e^{i(\delta_S + \phi_S)}$ ,  $P = |P|e^{i(\delta_P + \phi_P)}$ . Тогда

$$\alpha = \frac{2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \cos(\delta_P - \delta_S + \phi_P - \phi_S), \quad \beta = \frac{2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \sin(\delta_P - \delta_S + \phi_P - \phi_S), \quad (1.22)$$

и

$$\bar{\alpha} = \frac{-2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \cos(\delta_P - \delta_S - \phi_P + \phi_S), \quad \bar{\beta} = \frac{-2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \sin(\delta_P - \delta_S - \phi_P + \phi_S), \quad (1.23)$$

поскольку для  $CP$ -сопряженного распада  $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ , сильные фазы, возникающие из-за взаимодействия в конечном состоянии, такие же, как для исходного распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$

(теорема Ферми-Ватсона), а остальная часть волновой функций подвергается комплексному сопряжению, и, следовательно, слабые фазы меняют знак. Общий знак минус появляется из-за отрицательной четности пионов и множителя  $(-1)^l$  в пространственной части волновой функции (амплитуда  $S$  приобретает дополнительный знак минус при  $CP$ -сопряжении, а амплитуда  $P$  — нет).

В этом приближении [146]

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} = \tan(\delta_S - \delta_P) \tan(\phi_S - \phi_P), \quad B = \frac{\beta + \bar{\beta}}{\beta - \bar{\beta}} = \frac{\tan(\phi_S - \phi_P)}{\tan(\delta_S - \delta_P)}. \quad (1.24)$$

Поэтому даже в случае значительного  $CP$ -нарушения в слабых взаимодействиях, асимметрия  $A$  может все еще быть очень малой, если разность сильных фаз между двумя амплитудами мала. Наоборот, асимметрия  $B$ -типа может быть большой даже при небольших сильных фазах. Как видно из (1.19), асимметрия  $B$ -типа связана с тройным произведением  $\vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_f \times \vec{\sigma}_i)$ . Перспективы чарм-тау фабрики в изучении такой асимметрии (пропорциональной  $\beta + \bar{\beta} \sim \cos(\delta_S - \delta_P)$ ) были изучены в [147] с заключением, что точность может достигать уровня  $10^{-3}$ .

Уникальной особенностью СЧТФ является наличие продольной поляризации в электронном пучке. Эта особенность поможет исследовать и уменьшить систематические ошибки, связанные с различными асимметриями детектора.

В рамках Стандартной модели ожидается крошечное  $CP$ -нарушение в секторе очарованных частиц, что делает этот сектор прекрасным местом для поиска новой физики за пределами Стандартной модели. В этом отношении распады очарованных барионов кажутся очень многообещающими.

## 1.6 Физика $\tau$ -лептона

Источником  $\tau$ -лептонов на СЧТФ является процесс  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Сечение этого процесса быстро растет от 0.1 нб на пороге рождения пары  $\tau^+\tau^-$  ( $2E = 3.55$  ГэВ) до 3.6 нб в пике  $\psi(2S)$  (с учетом предполагаемого энергетического разброса в пучках), вблизи порога рождения  $D$ -мезонов ( $2E \approx 3.7$  ГэВ) оно составляет 2.9 нб, и достигает величины 3.5 нб при  $2E = 4.25$  ГэВ. За время работы СЧТФ будет рождено около  $1.1 \times 10^{10}$  пар  $\tau$ -лептонов, что на порядок превосходит статистику  $\tau$ -лептонов, накопленную на  $B$ -фабриках, но уступает статистике, ожидаемой в эксперименте Belle II, около  $4.6 \times 10^{10}$   $\tau$ -лептонных пар.

Следует отметить, что точность измерения многих параметров  $\tau$ -лептона, например, таких, как ширины лептонных и адронных распадов, ограничивается не статистикой, а систематикой. Для прецизионного измерения вероятностей распадов и адронных спектральных функций предполагается провести специальный заход вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . На пороге  $\tau$ -лептоны рождаются в покое, что позволяет использовать для подавления фона дополнительное условие на кинематику адронных распадов:  $2m_\tau E_{had} = m_\tau^2 + m_{had}^2$ , где  $E_{had}$  и  $m_{had}$  — энергия и инвариантная масса адронной системы,  $m_\tau$  — масса  $\tau$ -лептона. Фон от других процессов  $e^+e^-$  аннигиляции можно измерить набрав статистику при энергии ниже порога рождения  $\tau$ -лептонной пары. При интегральной светимости  $1 \text{ аб}^{-1}$ , накопленной вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , можно будет произвести  $10^8$  пар  $\tau$ -лептонов.

Результаты по измерению вероятностей адронных распадов и их спектральных функций можно будет использовать для определения константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  [148] (смотри также ссылки в [149]). Данные по адронным распадам с  $\Delta S = 1$  также используются

для определения массы  $s$ -кварка  $m_s$  и элемента матрицы СКМ  $V_{us}$  [150]. Распады  $\tau$ -лептонов потенциально являются источником наиболее точного измерения параметров  $\alpha_s$ ,  $m_s$  и  $V_{us}$ .

Прецизионное измерение относительных вероятностей лептонных распадов  $\tau$ -лептона, а также распадов  $\tau^+ \rightarrow \pi^+\nu$  и  $\tau^+ \rightarrow K^+\nu$  позволит значительно улучшить точность проверки лептонной универсальности во взаимодействиях  $W$ -бозона с заряженным лептонным током. Обзор современного статуса проверок лептонной универсальности, проведенных в распадах  $\tau$ -лептонов на  $B$ -фабриках можно найти в обзоре [151].

Для прецизионных тестов Стандартной модели требуется с высокой точностью знать массу  $\tau$ -лептона. Наиболее точным методом определения массы является измерение сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  вблизи ее порога. Задача измерения массы требует высокоточной энергетической калибровки коллайдера методом резонансной деполяризации или обратного Комpton-эффекта.

Важным тестом Стандартной модели является изучение Лоренц-структуры амплитуд лептонного  $\tau \rightarrow l\nu\nu$ , радиационного лептонного  $\tau \rightarrow l\nu\nu\gamma$  и пятилептонного  $\tau \rightarrow \ell\ell'^+\ell'^-\nu\nu$  ( $\ell, \ell' = e, \mu$ ) распадов  $\tau$ -лептона. Так, энергетический спектр лептона в распаде  $\tau \rightarrow l\nu\nu$  линейно зависит от четырех, так называемых, параметров Мишеля ( $\rho, \eta, \xi$  и  $\delta$ ) [152]. Они являются экспериментально измеряемыми билинейными комбинациями обобщенных констант связи заряженного слабого взаимодействия, и в Стандартной модели принимают значения:  $\rho = 3/4$ ,  $\eta = 0$ ,  $\xi = 1$  и  $\delta = 3/4$ . Для определения  $\xi$  и  $\delta$  требуется знать поляризацию  $\tau$ -лептонов. В экспериментах на  $e^+e^-$  коллайдерах с неполяризованными пучками, например, на  $B$ -фабриках средняя поляризация одного  $\tau$ -лептона равна нулю. Однако для измерения параметров  $\xi$  и  $\delta$  может быть использована корреляция между спинами  $\tau^+$  и  $\tau^-$  в реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Анализируются события, в которых оба  $\tau$ -лептона распадаются в фиксированные конечные состояния: первый  $\tau$ -лептон распадается в сигнальную моду, тогда как второй  $\tau$ -лептон распадается в моду  $\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu$ , которая имеет наибольшую относительную вероятность и хорошо изученную динамику. Таким образом полное дифференциальное сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow (\tau \rightarrow l\nu\nu, \tau \rightarrow \pi\pi^0\nu)$  линейно зависит от всех четырех параметров Мишеля. Наличие продольной поляризации начальных пучков в СЧТФ (при этом средняя поляризация одного  $\tau$ -лептона уже не равна нулю) позволило бы более эффективно использовать набранную статистику и минимизировать систематическую ошибку измерения параметров, зависящих от поляризации.

Статистика, набранная вблизи порога рождения пар  $\tau$ -лептонов, позволит подавить влияние радиационных поправок (к процессу  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ) на энергетический спектр лептонов и уменьшить связанную с этим систематическую погрешность.

Распады  $\tau$ -лептона с изменением аромата лептона (LFV), такие как  $\tau \rightarrow \ell\gamma$ ,  $\tau \rightarrow \ell\ell\ell^{(\prime)}$ , или  $\tau \rightarrow h$ , где  $\ell, \ell'$  - электрон или мюон, а  $h$  - адронная система, чувствительны к проявлениям новой физики. Различные модели, выходящие за рамки Стандартной модели, предсказывают относительные вероятности этих распадов на уровне  $10^{-7}$ - $10^{-10}$  (смотри, например, [153]). Экспериментальные верхние пределы на относительные вероятности LFV-распадов, установленные на  $B$ -фабриках, лежат в диапазоне от  $10^{-7}$  до  $2 \times 10^{-8}$  [2] и уже ограничивают параметры некоторых моделей. Для большинства распадов значительное продвижение по чувствительности ожидается в будущем эксперименте Belle II. Для некоторых LFV-распадов верхний предел на вероятность распада определяется наличием фона. Это прежде всего относится к очень важному с точки зрения поиска новой физики распаду  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . На  $B$ -фабриках верхний предел на этот распад определяется фоном от процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ . На СЧТФ этот источник фона не существенен [154], поэтому верхний предел на вероятность распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  на СЧТФ может оказаться ниже (до уровня  $10^{-9}$  и ниже), чем на SuperKEKB, несмотря на меньшую статистику [155].

Измеренное  $CP$ -нарушение в кварковом секторе не объясняет наблюдаемой барионной асимметрии вселенной, поэтому целесообразно проводить поиски этого эффекта в лептонном секторе, в частности, в распадах  $\tau$ -лептона.  $CP$ -нарушение может наблюдаться в адронных распадах  $\tau$  при наличии двух интерферирующих амплитуд с разными сильными и слабыми фазами.  $CP$ -преобразование переводит  $e^{i\delta_w+i\delta_s}$  в  $e^{-i\delta_w+i\delta_s}$ , где  $\delta_w$  и  $\delta_s$  относительные слабая и сильная фазы двух амплитуд, что приводит, например, к неравенству ширин  $CP$ -сопряженных распадов. Асимметрия  $A_{CP} = (\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+\nu) - \Gamma(\tau^- \rightarrow f^-\nu)) / (\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+\nu) + \Gamma(\tau^- \rightarrow f^-\nu))$  пропорциональна  $\sin \delta_s \sin \delta_w$ . В Стандартной модели распады  $\tau$ -лептонов описываются единственной амплитудой с обменом  $W$ -бозоном. Поэтому наблюдение  $CP$ -асимметрии явилось бы явным проявлением физики, выходящей за рамки Стандартной модели. Исключением является распад  $\tau \rightarrow \pi K_{S(L)}\nu$ , где  $CP$ -асимметрия на уровне  $3 \times 10^{-3}$  [156] возникает в рамках Стандартной модели из-за  $CP$ -нарушения в нейтральных каонах. Предложения по использованию различных распадов для поиска  $CP$ -нарушения рассмотрены в работах [157, 158, 159, 160, 161, 162]. Наиболее перспективными для наблюдения  $CP$ -нарушения считаются распады:  $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0 \nu$ ,  $\tau^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm \nu$ ,  $\tau^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm \pi^0 \nu$ ,  $\tau \rightarrow \rho \pi \nu$ ,  $\tau \rightarrow \omega \pi \nu$ ,  $\tau \rightarrow a_1 \pi \nu$ . Кроме измерения асимметрии в ширине распада  $A_{CP}$ , определенной выше, предлагается использовать так называемую модифицированную асимметрию, когда экспериментальные дифференциальные распределения конечных адронов интегрируются со специально выбранной весовой функцией по ограниченной области фазового объема, или асимметрию в тройном произведении  $\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$ , где  $\boldsymbol{\sigma}$ ,  $\mathbf{p}_1$ ,  $\mathbf{p}_2$  - вектор поляризации  $\tau$ -лептона и импульсы двух конечных адронов. Следует отметить, что асимметрия в тройном произведении пропорциональна  $\cos \delta_s \sin \delta_w$ , т.е. для ее наблюдения не требуется ненулевая разность сильных фаз для двух амплитуд.

Поиск  $CP$ -нарушения проводился в эксперименте CLEO на статистике  $10^7$  пар  $\tau$ -лептонов в распадах  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu$  [163] и  $\tau^\pm \rightarrow K_S \pi^\pm \nu$  [164]. В недавних поисках  $CP$ -нарушения в распадах  $\tau^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm (\geq \pi^0) \nu$ , выполненных на  $B$ -фабриках, была измерена асимметрия в инклюзивной ширине  $A_{CP} = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S (\geq 0 \pi^0) \nu) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S (\geq 0 \pi^0) \nu)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S (\geq 0 \pi^0) \nu) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S (\geq 0 \pi^0) \nu)}$  на статистике  $4.4 \times 10^8$   $\tau$ -лептонных пар, набранной детектором BaBar [165], а также модифицированная асимметрия в распаде  $\tau^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \nu$  в зависимости от инвариантной массы адронной системы  $K_S^0 \pi^-$  на статистике  $6.4 \times 10^8$   $\tau$ -лептонных пар, набранной детектором Belle [166]. Измеренная асимметрия в инклюзивной ширине  $A_{CP} = (-0.36 \pm 0.23 \pm 0.11)\%$  на 2.8 стандартных отклонения отличается от предсказания Стандартной модели  $A_{CP}^{SM} = (+0.36 \pm 0.01)\%$ , тогда как модифицированная асимметрия в распаде  $\tau^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \nu$  хорошо согласуется с нулём во всем диапазоне инвариантных масс системы  $K_S^0 \pi^-$ . Совместный анализ распадов  $\tau^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \nu$  и  $\tau^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \pi^0 \nu$  позволит более детально изучить динамику рождения системы  $K\pi$  и провести поиск  $CP$ -нарушения на новом уровне точности.

Следующее продвижение по чувствительности следует ожидать по результатам обработки статистики, набранной на SuperKEKB и СЧТФ. Наличие продольной поляризации начальных пучков на СЧТФ приводит к тому, что средняя поляризация одного  $\tau$ -лептона не равна нулю. Это открывает широкие возможности для изучения различных эффектов ( $CP$ -нарушение, параметры Мишеля) и поиска новой физики в спин-зависимой части ширины распада  $\tau$ -лептона без реконструкции второго  $\tau$ -лептона в событии  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Помимо увеличения чувствительности к спин-зависимым эффектам в распадах  $\tau$ -лептона, это позволит значительно уменьшить систематику.

## 1.7 Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии до 5 ГэВ

Результат измерения полного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны обычно представляют в виде энергетической зависимости параметра  $R$ , который определяется как отношение борновского сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны к борновскому сечению реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ :

$$R = \frac{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}. \quad (1.25)$$

Измерения  $R$  могут быть использованы для проверки вычислений в рамках пертурбативной КХД и измерения константы сильных взаимодействий  $\alpha_s$  [167]. Правила сумм КХД позволяют извлечь из экспериментальных данных по  $R$  такие важные параметры, как массы кварков, величины вакуумных кварковых и глюонных конденсатов и  $\Lambda_{\text{QCD}}$  [168]. С помощью дисперсионных соотношений измерения  $R$  могут быть использованы для вычисления адронных поправок для таких фундаментальных величин, как аномальный магнитный момент мюона  $(g_\mu - 2)/2$  [169], бегущая константа электромагнитных взаимодействий  $\alpha(s)$  [170], величина сверхтонкого расщепления в мюонии [171] и др. Для разных величин разные интервалы энергий дают наиболее существенный вклад в адронную поправку. Например, для  $(g_\mu - 2)/2$  область низких энергий (меньше 2 ГэВ) дает около 93% адронной поправки. Вклад энергетического диапазона СЧТФ, от 2 до 5 ГэВ, составляет около 6%. Для бегущей константы связи  $\alpha_{QED}(M_Z^2)$  на массе Z-бозона соответствующие вклады в адронную поправку равны 21% и 17% (45% идет от области энергий  $> 11$  ГэВ, где с хорошей точностью может быть использован расчет на основе pQCD). Теоретическое предсказание этих величин на данный момент составляет  $a_\mu^{\text{had LO}} = (694.91 \pm 4.3) \times 10^{-10}$  и  $\Delta\alpha_{QED}^5(M_Z^2) = (276.26 \pm 1.38) \times 10^{-4}$  [172]. Новые эксперименты по измерению аномального магнитного момента в FermiLab [173] и J-PARC [174] имеют проектную точность на уровне  $1.5 \times 10^{-10}$ . Для прецизионной проверки электрослабого взаимодействия на планируемых экспериментах, таких как ILC, CLIC, FCC-ee, необходима точность адронного вклада в бегущую константу связи  $\sim 0.5 \div 0.3 \times 10^{-4}$  [175, 176]. Данные требования соответствуют точности интегрального измерения  $R \sim 0.2\%$ .

Область энергий в системе центра масс от 2 до 5 ГэВ является почти асимптотической для легких кварков. При этих энергиях уже не существует резонансов, состоящих из  $u$ -,  $d$ -, и  $s$ -кварков. Вплоть до порога рождения  $D$ -мезонов (3.73 ГэВ) за исключением узких областей вблизи резонансов  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  энергетическая зависимость  $R$  очень слабая, величина  $R \approx 2.2$  и согласуется с предсказаниями КХД [177]. Область энергий 3.73–5.0 является резонансной для состояний, содержащих  $c$ -кварки и распадающихся в  $D$ -мезоны. Полное сечение  $e^+e^- \rightarrow$  адроны в диапазоне от 2 до 5 ГэВ измерялось во многих экспериментах: Crystal Ball [178], PLUTO [179], DASP [180], Mark-I [181, 182], BES [183, 184, 185, 186], KEDR [187, 188]. В целом измерения различных экспериментальных групп согласуются друг с другом. Наиболее детальное измерение  $R$  проведено детектором BESII суммарно в 165 точках от 2 до 5 ГэВ со средней систематической точностью от 7% до 3.3%. Вскоре ожидается результат эксперимента BESIII, который в 2012–2015 годах провел сканирование энергетического диапазона 2.00–4.59 ГэВ (125 точек с интегральной светимостью около  $1.3 \text{ фб}^{-1}$ ). На данный момент лучшая систематическая точность 2% достигнута при измерении  $R$  в эксперименте КЕДР в 20 точках от 1.84 до 3.72 ГэВ (см. рис. 1.6). Такая точность не является достаточной для прецизионных проверок предсказаний Стандартной модели. Ожидается, что в ближайшем будущем потребуются точность не хуже 1%. Чтобы достичь этой цели, нужно будет провести детальное сканирование всего энергетического диапазона, доступного

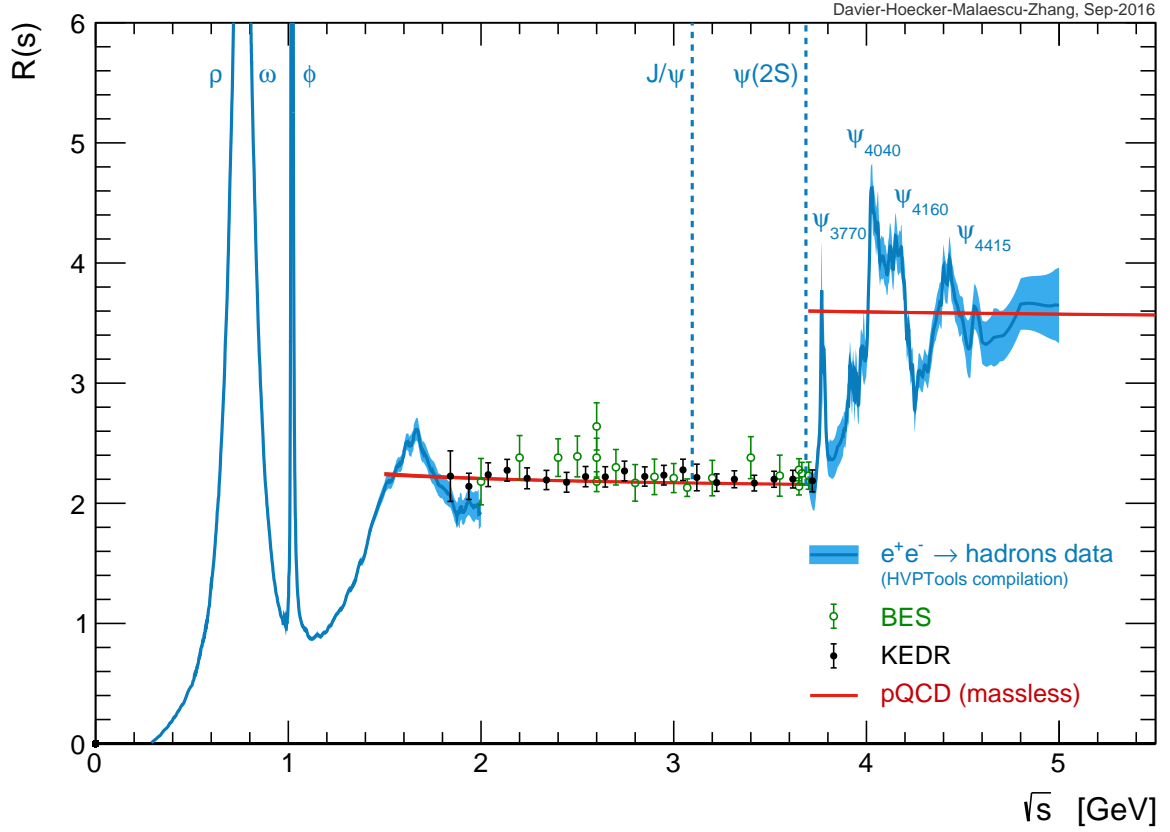


Рис. 1.6: Энергетическая зависимость отношения  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  [189]. Точки — инклюзивные данные BESII и KEDR. Заштрихованная область — сумма эксклюзивных сечений для  $\sqrt{s} < 2\text{ГэВ}$  и усреднение всех экспериментальных данных выше  $\psi(2S)$ .

на СЧТФ, с шагом несколько МэВ и интегральной светимостью в точке около  $10\text{ пб}^{-1}$ , или около  $10\text{ фб}^{-1}$  в сумме.

Для энергий ниже  $2\text{ГэВ}$  полное сечение с  $1\%$  точностью может быть измерено с помощью методики радиационного возврата. Измерение адронных сечений этим методом производилось на экспериментах KLOE [190], BaBar [191], BESII [192]. Поскольку число возможных каналов реакции  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$  в этой области энергий сравнительно невелико, полное адронное сечение может быть получено как сумма измеренных эксклюзивных сечений в различные адронные каналы. Наиболее полный анализ по измерению всевозможных адронных сечений при инвариантных массах  $\sqrt{M^2} < 2\text{ГэВ}$  был проведен в эксперименте BaBar. Близкий по статистике результат возможно будет получен на BESIII. Вводимый в данный момент в строй эксперимент Belle II на коллайдере SuperKEKB наберет на два порядка больше данных. Проектируемая светимость СЧТФ даст сопоставимую статистику на пороге рождения  $2\pi$  и в несколько раз большую при  $\sqrt{M^2} \sim 2\text{ГэВ}$ . Стоит также отметить что достижение в единичных экспериментах систематической точности  $0.2\%$  в  $R$  является непростой задачей. Для получения такой точности в среднеммировом значении требуется несколько систематически независимых измерений. Измерения методом радиационного возврата на СЧТФ и SuperKEKB проводятся при существенно разных энергиях и имеют разные источники систематических ошибок.

Измерение эксклюзивных каналов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны позволит детально изу-



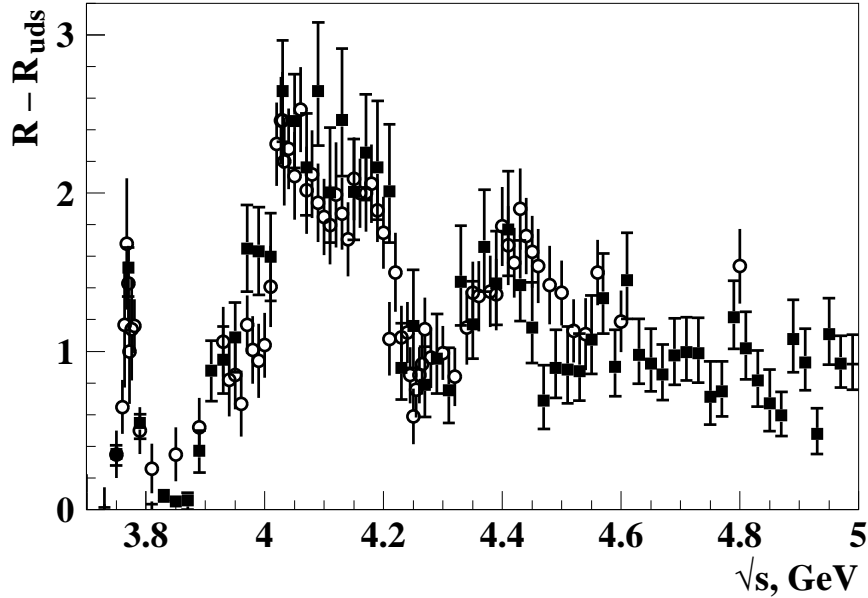


Рис. 1.7: Сравнение инклюзивного измерения  $R - R_{uds} \equiv R_{cc} = \sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  ( $R_{uds} = 2.121 \pm 0.023 \pm 0.083$ ), сделанного в эксперименте BES II (пустые кружки), и суммы эксклюзивных каналов, измеренных в экспериментах Belle (сплошные квадраты).

чить промежуточные механизмы для различных конечных состояний из легких кварков, провести поиск экзотических состояний КХД, таких как гибриды, глоболы и четырехкварковые состояния, а также исследовать возбужденные состояния  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  мезонов.

После открытия 40 лет назад семейства широких чармониев, на протяжении 30 лет свойства этих резонансов определялись по измерениями полного сечения детекторами DASP [180] и Mark-I [181]. Некоторый прогресс был достигнут при совместной аппроксимации [193, 194] данных BES [183, 184] и Crystal Ball [178]. Только в 2008 году в работе [194] была сделана попытка учесть интерференцию между эксклюзивными распадами  $\psi$ -резонансов, причем сами распады учитывались на основе модельного предсказания. Настоящий прорыв произошел недавно после появления данных о эксклюзивных сечениях рождения с  $D$ ,  $D^*$ ,  $D_s$ , и  $D_s^*$  в конечном состоянии. Впервые эти измерения были сделаны коллаборациями Belle и BaBar, использующими метод радиационного возврата для измерения сечений в диапазоне энергий от 3 до 5 ГэВ (полная библиография может быть найдена в работе [195]), чуть позднее были опубликованы результаты детектора CLEO по сканированию диапазона энергий от 3.77 до 4.26 ГэВ [62]. Важным результатом этих измерений является то, что сумма измеренных эксклюзивных сечений рождения различных  $D$ -мезонных состояний насыщает полное сечение аннигиляции в очарованные адроны, полученное из измерения BES II [196] вычитанием вклада легких кварков (см. рисунок 1.7).

После появления эксклюзивных сечений были сделаны многочисленные попытки описания их энергетического поведения. Например, одна из последних работ [197] включает в описание одновременно множество двухчастичных каналов рождения различных состояний чармония. Тем не менее, ситуация со спектроскопией широких резонансов семейства  $\psi$  остается в значительной степени неопределенной. Более точные измерения эксклюзивных сечений в диапазоне энергий от 3.7 до 5 ГэВ, а также улучшение методов теоретической интерпретации полученных результатов требуются для определения параметров резонансов семейства  $\psi$  и вероятностей их распадов.

Важно отметить, что для ряда приложений, например, для определения массы кварков,

необходимо знать вклады в  $R$ , идущие от определенных типов кварков, особенно в энергетической области вблизи порога рождения этих кварков. Для эксперимента это достаточно сложная задача. Один из феноменологических подходов к этой проблеме описывается в работе [198], в которой определяется масса  $s$ -кварка. Авторы используют имеющиеся экспериментальные данные по  $R$  из диапазона энергий выше 3.73 ГэВ. Вклад легких кварков определяется из аппроксимации данных ниже порога рождения пары очарованных мезонов, причем делается нетривиальная поправка на рождение вторичных пар  $c\bar{c}$  кварков при  $e^+e^-$  аннигиляции в легкие кварки. Для того, чтобы оценить ошибку получившегося с помощью этого метода  $R_{cc}$ , требуется сложный анализ экспериментальных неопределенностей. Другая возможность измерения  $R_{cc}$  состоит в измерении всех эксклюзивных реакций, содержащих частицы с  $s$ -кварком. Например, можно предположить, что вблизи порога рождения чарма  $R_{cc}$  насыщается вкладом конечных состояний  $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}, D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ . Как обсуждалось выше, это предположение подтверждается экспериментально, хотя точность измерений пока не велика. Ясно также, что с улучшением точности потребуется добавлять все новые и новые эксклюзивные каналы. Эта методика требует большой интегральной светимости. Так что значительный прогресс возможен только на будущих установках, в частности, на СЧТФ.

Набор статистики на СЧТФ вблизи порога рождения барион-антибарионных пар ( $p\bar{p}, n\bar{n}, \Lambda\bar{\Lambda}, \dots$ ) в режиме с поляризацией позволит измерить барионные формфакторы в уникальной постановке эксперимента [202]. Особенно это интересно для рождения  $\Lambda$ -гиперонов, где поляризация конечных частиц может быть определена по угловому распределению в распаде  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ .

## 1.8 Двухфотонная физика

Двухфотонная физика сегодня превратилась из дополнения к встречным  $e^+e^-$  пучкам в самостоятельную часть физики элементарных частиц. По сути, это физика фотонных коллайдеров, возможность создания которых широко обсуждается, но представляется делом отдаленного будущего. При этом, у встречных пучков как источника двухфотонной физики есть одно преимущество. Оно состоит в том, что один или оба сталкивающихся фотона могут быть глубоко виртуальными. Это создает новые возможности, которых нет у коллайдеров с реальными фотонами. При больших переданных импульсах  $|Q^2| > 4 \text{ GeV}^2$  данные по переходным формфакторам резонансов ( $\pi^0, \eta, \eta' \dots$ ), рождающихся в двухфотонных столкновениях, могут быть использованы для проверки расчетов в рамках пертурбативной КХД. Однако наибольший интерес в последнее время вызывают данные при меньших переданных импульсах  $|Q^2| < 1.5 \text{ GeV}^2$  (см. работу [203] и ссылки в ней), которые могут быть использованы для проверки моделей формфакторов, применяемых при расчете вклада «рассеяния света на свете» в аномальный магнитный момент мюона.

Задачи СЧТФ по двухфотонной физике включают в себя прежде всего изучение рождения  $C$ -четных резонансов, включая резонансы из легких кварков и состояния чармония с квантовыми числами  $J^{PC} = 0^{++}, 0^{-+}, 2^{-+}, 2^{++}$ . В случае, когда один из фотонов глубоко виртуален, становится возможным рождение частиц с  $J = 1$ , в том числе имеющих экзотические квантовые числа  $J^{PC} = 1^{-+}$ . Высокая светимость СЧТФ позволит не только измерять двухфотонные ширины резонансов, но и изучать их редкие каналы распада. Отдельной задачей, также требующей высокой светимости, является измерение переходных формфакторов  $\gamma^* \rightarrow \gamma M$  и  $\gamma^* \rightarrow \gamma^* M$ , где  $M$  —  $C$ -четный резонанс.

Следует отметить важность измерения полного сечения процессов обратной аннигиляции — перехода двух фотонов в адроны, а также отдельных каналов, таких как  $\gamma\gamma \rightarrow M(M')$ ,

где  $M$  и  $M'$  — мезоны ( $\pi, K, \eta, \rho, \omega, \phi \dots$ ) или барионы, начиная с порогов этих реакций. Для вышеупомянутого расчета вклада «рассеяния света на свете» в аномальный магнитный момент мюона особый интерес представляет измерение зависимости сечения рождения пионных пар от  $Q^2$  виртуальных фотонов.

Для подавления фона к двухфотонным процессам от  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны требуется хорошая герметичность детектора. Дополнительным инструментом может стать система регистрации рассеянных электронов под малыми углами (подобная системе детектора KLOE). Возможность ее создания определяется конкретной реализацией системы финальной фокусировки коллайдера и требует специальной проработки.

## 1.9 Заключение

Следует отметить, что СЧТФ имеет существенное отличие от  $B$ -фабрик в SLAC и КЕК и  $\phi$ -фабрики во Фраскати. Отличие состоит в том, что упомянутые коллайдеры работают практически в одной точке по энергии, в то время как для СЧТФ такой выделенной точки не существует. Коллайдер должен работать в широком диапазоне энергии. Эта особенность усложняет экспериментальные установки, как коллайдер, так и детектор, но, конечно же, расширяет физическую программу.

И совсем общего характера вывод. Несмотря на существование Стандартной модели, ее предсказательная сила, особенно в области адронного сектора невелика. Стоит вспомнить об открытии таких частиц как  $Y(4260)$  или  $X(2150)$ , которые были обнаружены случайно. До сих пор не имеется однозначной интерпретации необычных свойств этих состояний. Поэтому экспериментальный метод изучения элементарных частиц остается наиболее важным. Большое количество имеющихся проблем может быть решено в ходе реализации проекта СЧТФ.

# Литература

- [1] N. Brambilla *et al.* [Quarkonium Working Group], arXiv:hep-ph/0412158; N. Brambilla *et al.* [Quarkonium Working Group], arXiv:1010.5827; G.V. Pakhlova, P.N. Pakhlov and S.I. Eidelman, Phys. Usp. **53**, 219 (2010).
- [2] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016)
- [3] D. Besson *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 092002 (2006) [arXiv:hep-ex/0512038].
- [4] M. Ablikim *et al.* [BES Collaboration], Phys. Lett. B **660**, 315 (2008) [arXiv:0705.4500 [hep-ex]].
- [5] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke and J. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. **80**, 1161 (2008) [arXiv:hep-ph/0701208].
- [6] M. A. Sanchis-Lozano, Z. Phys. C **62**, 271 (1994).
- [7] K. K. Sharma and R. C. Verma, Int. J. Mod. Phys. A **14**, 937 (1999) [arXiv:hep-ph/9801202].
- [8] A. Datta, P. J. O'Donnell, S. Pakvasa and X. Zhang, Phys. Rev. D **60**, 014011 (1999) [arXiv:hep-ph/9812325].
- [9] G. Goggi and G. Penso, Nucl. Phys. B **165**, 429 (1980).
- [10] W. J. Huo, T. F. Feng and C. x. Yue, Phys. Rev. D **67**, 114001 (2003) [arXiv:hep-ph/0212211].
- [11] Y. Miyazaki *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. B **660**, 154 (2008) [arXiv:0711.2189 [hep-ex]].
- [12] J. P. Ma, R. G. Ping and B. S. Zou, Phys. Lett. B **580**, 163 (2004) [arXiv:hep-ph/0311012].
- [13] X. G. He, J. P. Ma and B. McKellar, Phys. Rev. D **47**, 1744 (1993) [arXiv:hep-ph/9211276].
- [14] R. F. Lebed, R. E. Mitchell and E. S. Swanson, Prog. Part. Nucl. Phys. **93**, 143 (2017) [arXiv:1610.04528 [hep-ph]].
- [15] S. Dubynskiy and M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **666**, 344 (2008) [arXiv:0803.2224 [hep-ph]].
- [16] B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
- [17] C. Z. Yuan *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 182004 (2007).
- [18] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 212001 (2007)
- [19] X. L. Wang *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).

- [20] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **89**, no. 11, 111103 (2014).
- [21] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **91**, 112007 (2015).
- [22] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collab.), Phys. Rev. D **86**, 051102 (2012).
- [23] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008)
- [24] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 11, 112003 (2015).
- [25] C. P. Shen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **89**, no. 7, 072015 (2014).
- [26] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **87**, no. 5, 051101 (2013).
- [27] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **91**, no. 11, 112005 (2015)
- [28] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **94**, no. 3, 032009 (2016)
- [29] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 1, 012008 (2015).
- [30] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **118**, no. 9, 092002 (2017)
- [31] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **118**, no. 9, 092001 (2017).
- [32] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 022001 (2014).
- [33] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 22, 222002 (2015)
- [34] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013).
- [35] Z. Q. Liu *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
- [36] T. Xiao, S. Dobbs, A. Tomaradze, K. K. Seth, Phys. Lett. B. **727**, 366 (2013).
- [37] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 11, 112003 (2015).
- [38] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 242001 (2013).
- [39] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **113**, no. 21, 212002 (2014).
- [40] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 132001 (2014)
- [41] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 18, 182002 (2015).
- [42] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], arXiv:1703.08787 [hep-ex].
- [43] X. L. Wang *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **91**, 112007 (2015).
- [44] R. Mizuk *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **78**, 072004 (2008).
- [45] K. Chilikin *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **90**, 112009 (2014).
- [46] R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 222002 (2014).
- [47] S. K. Choi *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008).
- [48] K. Chilikin *et al.* (Belle Collab.), Phys. Rev. D **88**, 074026 (2013).

- [49] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, no. 9, 092001 (2014).
- [50] C. J. Morningstar and M. J. Peardon, Phys. Rev. D **60**, 034509 (1999) [arXiv:hep-lat/9901004].
- [51] A. Hart, C. McNeile, C. Michael and J. Pickavance [UKQCD Collaboration], Phys. Rev. D **74**, 114504 (2006) [arXiv:hep-lat/0608026].
- [52] E. Klempt and A. Zaitsev, Phys. Repts. **454**, 1 (2007) [arXiv:0708.4016 [hep-ph]].
- [53] J. Z. Bai, *et. al.* (BES Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 022001 (2003)
- [54] J. P. Alexander *et. al.* (CLEO COllaboration), Phys. Rev. D **82**, 092002 (2010)
- [55] I. S. Shapiro, Phys. Rept. **35**, 129 (1978)
- [56] M. Ablikim, *et. al.* (BESIII Collaboration), Chinese Phys. C **34**, 421 (2010)
- [57] M. Ablikim, *et. al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 112003 (2012)
- [58] M. Ablikim, *et. al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 072002 (2011)
- [59] M. Ablikim, *et. al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **117**, 042002 (2016)
- [60] M. Ablikim, *et. al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **115**, 091803 (2015)
- [61] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **89**, 072002 (2014) [arXiv:1312.6775 [hep-ex]].
- [62] D. Cronin-Hennessy *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 072001 (2009).
- [63] S. Godfrey and N. Isgur, Phys. Rev. D **32**, 189 (1985).
- [64] P. del Amo Sanchez *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 111101 (2010).
- [65] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], JHEP **1309**, 145 (2013).
- [66] E. S. Swanson, Phys. Rept. **429**, 243 (2006) [arXiv:hep-ph/0601110].
- [67] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**,062001 (2008) [arXiv:0708.3313 [hep-ex]].
- [68] T. J. Burns, F. E. Close and C. E. Thomas, Phys. Rev. D **77**, 034008 (2008) [arXiv:0709.1816 [hep-ph]].
- [69] A. V. Evdokimov *et al.* [SELEX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 242001 (2004) [arXiv:hep-ex/0406045].
- [70] J. Brodzicka *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 092001 (2008) [arXiv:0707.3491 [hep-ex]].
- [71] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 222001 (2006) [arXiv:hep-ex/0607082].
- [72] A. Bondar and A. Poluektov, Eur. Phys. J. C **47**, 347 (2006) [arXiv:hep-ph/0510246].

- [73] A. Bondar, T. Gershon and P. Krokovny, Phys. Lett. B **624**, 1 (2005) [hep-ph/0503174].
- [74] B. I. Eisenstein *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 052003 (2008) [arXiv:0806.2112 [hep-ex]].
- [75] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **89** no.5, 051104 (2014) [arXiv:1312.0374 [hep-ex]].
- [76] A. Zupanc *et al.* [Belle Collaboration], JHEP **1309** 139 (2013) [arXiv:1307.6240 [hep-ex]].
- [77] CKM Fitter Group Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter>
- [78] E. Follana, C. T. H. Davies, G. P. Lepage and J. Shigemitsu [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 062002 (2008) [arXiv:0706.1726 [hep-lat]].
- [79] N. E. Adam *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 251801 (2006) [arXiv:hep-ex/0604044].
- [80] C. Aubin *et al.* [Fermilab Lattice Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 011601 (2005) [arXiv:hep-ph/0408306].
- [81] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 7, 072012 (2015) [arXiv:1508.07560 [hep-ex]].
- [82] S. Bianco, F. L. Fabbri, D. Benson and I. Bigi, Riv. Nuovo Cim. **26**, 1 (2003) [arXiv:hep-ex/0309021].
- [83] Heavy Flavor Averaging Group Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [84] D. M. Asner and W. M. Sun, Phys. Rev. D **73**, 034024 (2006) [arXiv:hep-ph/0507238].
- [85] X. D. Cheng, K. L. He, H. B. Li, Y. F. Wang and M. Z. Yang, Phys. Rev. D **75**, 094019 (2007) [arXiv:0704.0120 [hep-ex]].
- [86] A. Bondar, A. Poluektov, V. Vorobiev, Phys. Rev. D **82**, 034033 (2010) [arXiv:1004.2350].
- [87] M. Bona *et al.*, arXiv:0709.0451 [hep-ex].
- [88] N.K. Nisar *et al.*[Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **112**, 211601 (2014) [arXiv:1404.1266 [hep-ex]].
- [89] B.R. Ko *et al.*[Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 211801 (2011) [arXiv:1101.3365 [hep-ex]].
- [90] R. Aaij *et al.*[LHCb Collaboration], JHEP **10**, 055 (2015) [arXiv:1508.06087 [hep-ex]].
- [91] X.C. Tian *et al.*[Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 231801 (2005) [arXiv:hep-ex/0507071].
- [92] T. Aaltonen *et al.*[CDF Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 032007 (2012) [arXiv:1207.0825 [hep-ex]].
- [93] H. Mendez *et al.*[CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 052013 (2010) [arXiv:0906.3198 [hep-ex]].

- [94] D. M. Asner *et al.*[CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 091101 (2004).
- [95] B. Aubert *et al.*[BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 051102 (2008) [arXiv:0802.4035 [hep-ex]].
- [96] B.I. Eisenstein *et al.*[CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 052003 (2008) [arXiv:0806.2112 [hep-ex]].
- [97] E. M. Aitala *et al.*[E791 Collaboration], Phys. Lett. B **403**, 377 (1997).
- [98] X. C. Tian *et al.*[Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 231801 (2005) [hep-ex/0507071].
- [99] J. M. Link *et al.*[FOCUS Collaboration], Phys. Lett. B **622**, 239 (2005) [hep-ex/0506012].
- [100] B. Aubert *et al.*[BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 061803 (2008) [arXiv:0709.2715 [hep-ex]].
- [101] M. Staric *et al.*[Belle Collaboration], Phys. Lett. B **670**, 190 (2008) [arXiv:0807.0148 [hep-ex]].
- [102] J.P. Alexander *et al.*[CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 052001 (2009) [arXiv:0901.1216 [hep-ex]].
- [103] P.U.E. Onyisi *et al.*[CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 032009 (2013) [arXiv:1306.5363 [hep-ex]].
- [104] Y. Grossman, A. L. Kagan and Y. Nir, Phys. Rev. D **75**, 036008 (2007) [arXiv:hep-ph/0609178].
- [105] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 011105 (2008) [arXiv:0712.2249].
- [106] M. Staric *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007) [arXiv:hep-ex/0703036].
- [107] A. A. Petrov, arXiv:0711.1564 [hep-ph].
- [108] D. s. Du, Eur. Phys. J. C **50**, 579 (2007) [arXiv:hep-ph/0608313].
- [109] A. A. Petrov, Phys. Rev. D **69**, 111901 (2004) [arXiv:hep-ph/0403030].
- [110] D. M. Asner *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **70**, 091101 (2004) [arXiv:hep-ex/0311033].
- [111] I. I. Bigi, arXiv:0710.2714 [hep-ph].
- [112] A. Datta and D. London, Int. J. Mod. Phys. A **19**, 2505 (2004) [arXiv:hep-ph/0303159].
- [113] G. Burdman and I. Shipsey, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 431 (2003) [arXiv:hep-ph/0310076].
- [114] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 071101 (2008) [arXiv:0808.1838 [hep-ex]].
- [115] P. Rubin *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 092007 (2010) [arXiv:1009.1606 [hep-ex]].



- [116] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 101801 (2008) [arXiv:0708.2094 [hep-ex]].
- [117] S. Prelovsek and D. Wyler, Phys. Lett. B **500**, 304 (2001) [arXiv:hep-ph/0012116].
- [118] G. Burdman, E. Golowich, J. L. Hewett and S. Pakvasa, Phys. Rev. D **66**, 014009 (2002) [arXiv:hep-ph/0112235].
- [119] S. Fajfer, N. Kosnik and S. Prelovsek, Phys. Rev. D **76**, 074010 (2007) [arXiv:0706.1133 [hep-ph]].
- [120] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **85**, 091107 (2012) [arXiv:1110.6480 [hep-ex]].
- [121] M. Petric *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **81**, 091102 (2010) [arXiv:1003.2345 [hep-ex]].
- [122] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Lett. B **725**, 15 (2013) [arXiv:1305.5059 [hep-ex]].
- [123] A. Freyberger *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **76**, 3065 (1996) [Erratum-ibid. **77**, 2147 (1996)].
- [124] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **84**, 072006 (2011) [arXiv:1107.4465 [hep-ex]].
- [125] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Lett. B **724**, 203 (2013) [arXiv:1304.6365 [hep-ex]].
- [126] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], arXiv:hep-ex/0607051.
- [127] K. Kodama *et al.* [E653 Collaboration], Phys. Lett. B **345**, 85 (1995).
- [128] D. Pirjol and T. M. Yan, Phys. Rev. D **56**, 5483 (1997) [arXiv:hep-ph/9701291].
- [129] R. Mizuk, arXiv:0712.0310 [hep-ex].
- [130] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1701.07873 [hep-ex].
- [131] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1703.04639 [hep-ex].
- [132] J. Yelton *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **94**, no. 5, 052011 (2016) [arXiv:1607.07123 [hep-ex]].
- [133] Y. Kato *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **94**, no. 3, 032002 (2016) [arXiv:1605.09103 [hep-ex]].
- [134] A. Zupanc *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **113**, no. 4, 042002 (2014) [arXiv:1312.7826 [hep-ex]].
- [135] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **116**, no. 5, 052001 (2016) [arXiv:1511.08380 [hep-ex]].
- [136] W. Song, JPS Conf. Proc. **13**, 020041 (2017).

- [137] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008) [arXiv:0807.4458[hep-ex]].
- [138] H. X. Chen, W. Chen, X. Liu and S. L. Zhu, Phys. Rept. **639**, 1 (2016) [arXiv:1601.02092 [hep-ph]].
- [139] X. D. Guo, D. Y. Chen, H. W. Ke, X. Liu and X. Q. Li, Phys. Rev. D **93**, no. 5, 054009 (2016) [arXiv:1602.02222 [hep-ph]].
- [140] A. Esposito, A. L. Guerrieri, F. Piccinini, A. Pilloni and A. D. Polosa, Int. J. Mod. Phys. A **30**, 1530002 (2015) [arXiv:1411.5997 [hep-ph]].
- [141] X. Liu, Chin. Sci. Bull. **59**, 3815 (2014) [arXiv:1312.7408 [hep-ph]].
- [142] I. I. Bigi, X. W. Kang and H. B. Li, arXiv:1704.04708 [hep-ph].
- [143] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Nature Phys. (2017) doi:10.1038/nphys4021 [arXiv:1609.05216 [hep-ex]].
- [144] J. Liu, R. G. Ping and H. B. Li,  $\tau$ -charm factory,” J. Phys. G **42**, no. 9, 095002 (2015).
- [145] J. M. Link *et al.* [FOCUS Collaboration], Phys. Lett. B **634**, 165 (2006) [hep-ex/0509042].
- [146] J. F. Donoghue and S. Pakvasa, Phys. Rev. Lett. **55**, 162 (1985).
- [147] X. W. Kang, H. B. Li, G. R. Lu and A. Datta, Int. J. Mod. Phys. A **26**, 2523 (2011) [arXiv:1003.5494 [hep-ph]].
- [148] E. Braaten, S. Narison and A. Pich, Nucl. Phys. B **373**, 581 (1992).
- [149] S. Bethke, arXiv:0908.1135 [hep-ph].
- [150] E. Gamiz, M. Jamin, A. Pich, J. Prades and F. Schwab, JHEP **0301**, 060 (2003) [arXiv:hep-ph/0212230]; Phys. Rev. Lett. **94**, 011803 (2005) [arXiv:hep-ph/0408044].
- [151] A. Lusiani [BaBar Collaboration], EPJ Web Conf. **118**, 01018 (2016).
- [152] L. Michel, Proc. Phys. Soc. A **63**, 514 (1950); C. Bouchiat and L. Michel, Phys. Rev. **106**, 170 (1957).
- [153] J. R. Ellis, J. Hisano, M. Raidal and Y. Shimizu, Phys. Rev. D **66**, 115013 (2002) [arXiv:hep-ph/0206110]; T. Fukuyama, T. Kikuchi and N. Okada, Phys. Rev. D **68**, 033012 (2003) [arXiv:hep-ph/0304190]; A. Brignole and A. Rossi, Phys. Lett. B **566**, 217 (2003) [arXiv:hep-ph/0304081].
- [154] H. Hayashii Possible search for tau  $\rightarrow$  mu/e gamma at the Super-tau-charm factory Talk at 10th International Workshop on Tau Lepton Physics, Novosibirsk, Russia, 22-25 September 2008 <http://tau08.inp.nsk.su/talks/27/Hayashii.ppt>
- [155] A. V. Bobrov, A. V. and A. E. Bondar, Nucl. Phys. Proc. Suppl., **225-227** (2012) 195; A. V. Bobrov and A. E. Bondar, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **253-255** (2014) 199.
- [156] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Phys. Lett. B **625**, 47 (2005) [arXiv:hep-ph/0506037].
- [157] Y. S. Tsai, SLAC-PUB-5003

- [158] Y. S. Tsai, Phys. Rev. D **51**, 3172 (1995) [arXiv:hep-ph/9410265].
- [159] J. H. Kuhn and E. Mirkes, Phys. Lett. B **398**, 407 (1997) [arXiv:hep-ph/9609502].
- [160] A. Datta, K. Kiers, D. London, P. J. O'Donnell and A. Szynekman, Phys. Rev. D **75**, 074007 (2007) [Erratum-ibid. D **76**, 079902 (2007)] [arXiv:hep-ph/0610162].
- [161] D. Delepine, G. Faisl, S. Khalil and G. L. Castro, Phys. Rev. D **74**, 056004 (2006) [arXiv:hep-ph/0608008].
- [162] K. Kiers, K. Little, A. Datta, D. London, M. Nagashima and A. Szynekman, Phys. Rev. D **78**, 113008 (2008) [arXiv:0808.1707 [hep-ph]].
- [163] P. Avery *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. D **64**, 092005 (2001) [arXiv:hep-ex/0104009].
- [164] G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88**, 111803 (2002) [arXiv:hep-ex/0111095].
- [165] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **85** (2012) 031102 [Erratum-ibid. D **85** (2012) 099904] [arXiv:1109.1527 [hep-ex]].
- [166] M. Bischofberger *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 131801 [arXiv:1101.0349 [hep-ex]].
- [167] J. Kühn and M. Steinhauser, Nucl. Phys. B **619** (2001) 588; Erratum-ibid, B640 (2002) 415.
- [168] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147** (1979) 385.
- [169] M. Davier, S. Eidelman, A. Höcker, Z. Zhang, Eur. Phys. J. C **31** (2003) 503.
- [170] B. Pietrzyk and H. Burkhardt, Phys. Lett. B **513** (2001) 46.
- [171] A. Czarnecki, S.I. Eidelman and S.G. Karshenboim, Phys. Rev. D **65** (2002) 053004.
- [172] K. Hagiwara, R. Liao, A. D. Martin, D. Nomura and T. Teubner, J. Phys. G **38** (2011) 085003
- [173] J. Grange *et al.* [Muon g-2 Collaboration], FERMILAB-DESIGN-2014-02, arXiv:1501.06858 [physics.ins-det].
- [174] M. Aoki, *et al.*, KEK-J-PARC-PAC2009-12.
- [175] M. Baak *et al.* [Gfitter Group], Eur. Phys. J. C **74** (2014) 3046
- [176] P. Azzi *et al.*, arXiv:1703.01626 [hep-ph].
- [177] P. A. Baikov *et al.*, Phys. Lett. B **714**, 62 (2012).
- [178] A. Osterheld *et al.*, SLAC-PUB-4160, 1986.
- [179] J. Burmeister *et al.*, Phys. Lett. **66B** (1977) 395.
- [180] R. Brandelik *et al.*, Phys. Lett. **76B** (1978) 361.

- [181] J.L. Siegrist *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 700.
- [182] J.L. Siegrist *et al.*, Phys. Rev. D **26** (1982) 969.
- [183] J.Z.Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 594 (2000).
- [184] J.Z.Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 101802 (2002).
- [185] M. Ablikim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 262001
- [186] M. Ablikim *et al.* [BES Collaboration], Phys. Lett. B **677** (2009) 239
- [187] V. V. Anashin *et al.*, Phys. Lett. B **753** (2016) 533
- [188] V. V. Anashin *et al.*, arXiv:1610.02827 [hep-ex].
- [189] M. Davier, arXiv:1612.02743 [hep-ph].
- [190] D. Babusci *et al.* [KLOE Collaboration], Phys. Lett. B **720** (2013) 336
- [191] V. P. Druzhinin, S. I. Eidelman, S. I. Serednyakov and E. P. Solodov, Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1545
- [192] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Phys. Lett. B **753** (2016) 629.
- [193] K.K. Seth *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 017501 (2005).
- [194] M. Ablikim *et al.*, Phys. Lett. B **660**, 315 (2008).
- [195] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1534.
- [196] M. Ablikim *et al.* [BES Collaboration], eConf C **070805**, 02 (2007) [Phys. Lett. B **660**, 315 (2008)].
- [197] T. V. Uglov, Y. S. Kalashnikova, A. V. Nefediev, G. V. Pakhlova and P. N. Pakhlov, JETP Letters vol. 105, issue 1, page 3 (2017)
- [198] B. Dehnadi, A. H. Hoang and V. Mateu, JHEP **1508** (2015) 155
- [199] G. Cosme *et al.*, Nucl. Phys. B **152**, 215 (1979).
- [200] A. Antonelli *et al.*, Phys. Lett. B **365**, 427 (1996).
- [201] C. Bacci *et al.*, Phys. Lett. B **86**, 234 (1979).
- [202] A. Bondar *et al.*, Phys. Lett. B **697**, 159 (2011).
- [203] C. F. Redmer, EPJ Web Conf. **130**, 01013 (2016).