

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  
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ  
(физическая программа, детектор)

Новосибирск – 2018

Этот документ описывает проект Супер Чарм–Тау фабрики, которую предлагается построить 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, превосходящий на два порядка объему набор данных эксперимента BESIII. Эти эксперименты могут быть чувствительны к новым физическим эффектам, не описываемым в рамках Стандартной Модели.

В.В. Анашин, А.В. Анисёнков, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, Е.М. Балдин, А.К. Барладян, А.Ю. Барняков, И.Ю. Басок, Д.Е. Беркаев, Е.А. Бехтенов, А.Е. Блинов, В.Е. Блинов, А.В. Бобров, В.С. Бобровников, А.Г. Богданчиков, А.В. Богомятков, А.Е. Бондарь, А.А. Бороденко, А.В. Брагин, А.Р. Бузыкаев, А.Н. Винокурова, П.Д. Воблый, Г.В. Воднев, А.И. Воробьев, В.С. Воробьев, Н.И. Габышев, А.Ю. Гармаш, С.А. Глухов, В.Б. Голубев, Д.Н. Григорьев, В.Р. Грошев, Г.И. Гусев, Д.В. Гусев, Н.С. Диканский, Т.В. Димова, А.М. Долгов, В.П. Дружинин, Ф.А. Еманов, Д.А. Епифанов, Е.С. Ершов, В.Н. Жилич, В.В. Жуланов, А.Н. Журавлев, М.Н. Завадский, А.С. Зайцев, К.В. Золотарев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.Е. Карнаев, С.В. Карпов, Г.В. Карпов, П.В. Касьяненко, А.А. Катцин, Е.К. Кенжебулатов, А.Н. Козырев, В.А. Киселев, В.В. Колмогоров, С.А. Кононов, И.А. Кооп, А.А. Король, А.А. Краснов, П.П. Кроковный, В.Н. Кудрявцев, А.С. Кузьмин, В.С. Кузьминых, В.Ф. Куликов, Г.Н. Кулипанов, Е.А. Купер, Г.Я. Куркин, И.А. Куянов, А.Е. Левичев, Е.Б. Левичев, Р.Н. Ли, П.В. Логачев, П.В. Мартышкин, Д.В. Матвиенко, А.С. Медведко, Н.А. Мезенцев, О.И. Мешков, А.И. Мильштейн, А.А. Морозов, Н.Ю. Мучной, С.А. Никитин, И.Б. Николаев, И.В. Овтин, И.Н. Окунев, А.П. Онучин, С.Б. Орешкин, А.А. Осипов, А.В. Отбоев, А.В. Петренко, М.В. Петриченков, В.В. Петров, В.М. Петров, П.А. Пиминов, Н.А. Подгорнов, А.О. Полуэктов, А.В. Полянский, А.С. Попов, В.Г. Присекин, Ю.А. Пупков, О.Л. Резанова, В.А. Родякин, Г.А. Савинов, Д.В. Сеньков, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, С.В. Синяткин, И.В. Сидоров, К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, В.В. Смалюк, А.В. Соколов, Е.В. Старостина, А.М. Сухарев, А.А. Талышев, В.И. Тельнов, Ю.А. Тихонов, В.М. Титов, К.Ю. Тодышев, А.Г. Трибендис, Ю.В. Усов, В.С. Фадин, **Б.И. Хазин**, Т.А. Харламова, С.В. Хрущев, В.Л. Черняк, В.Я. Чудаев, И.Н. Чуркин, Ю.М. Шатунов, Д.Н. Шатилов, В.Е. Шебалин, Л.И. Шехтман, В.А. Шкаруба, С.Н. Шмаков, Д.А. Штоль, А.И. Шушаро, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.И. Эйдельман, Л.Б. Эпштейн, Ю.В. Юдин, А.Н. Юшков

**Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН**, пр. Лаврентьева 11,  
Новосибирск 630090, Россия

А.Ф. Данилюк

**Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН**, пр. Лаврентьева 5, Новосибирск  
630090, Россия

Н.Н. Ачасов, И.Ф. Гинзинбург, Г.Н. Шестаков

**Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН**, пр. Академика Коптюга 4,  
Новосибирск 630090, Россия

Г.Л. Коткин, Е.А. Кравченко, И.Б. Логашенко, Д.А. Максимов, И.О. Орлов, В.Г. Сербо,  
Ю.И. Сковпень, А.Г. Харламов

**Национальный исследовательский университет – Новосибирский  
государственный университет**, ул. Пирогова 2, Новосибирск 630090, Россия

М.Ю. Барняков, Д.В. Корда, С.Г. Пивоваров

**Новосибирский государственный технический университет**, пр. К. Маркса 20,  
Новосибирск 630073, Россия

А.В. Нефедьев

**Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.Алиханова  
Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"** Большая

*Черемушкинская 25, Москва 117218, Россия*

М.В. Данилов, Р.В. Мизюк, Г.В. Пахлова, П.Н. Пахлов, Е.И. Соловьева, Т.В. Углов,  
К.А. Чиликин, Р.Н. Чистов

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский проспект 53, Москва 119991, Россия**

И.Р. Бойко, Д.В. Дедович, Ю.А. Нефедов, А.С. Жемчугов

**Объединенный Институт Ядерных Исследований Дубна, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московская обл. 141980, Россия**

В.Л. Голотцов, Н.В. Грузинский, В.А. Никонов, А.В. Саранцев, Л.Н. Уваров,  
В.А. Щегельский, В.И. Яцуро

**Петербургский Институт Ядерной Физики, Ленинградская обл., г. Гатчина, Орлова роца, 188300, Россия**

А.Ю. Логинов, В.Н. Стибунов

**Национальный исследовательский Томский политехнический университет, пр. Ленина 30, Томск 634050, Россия**

Т.Л. Каравичева, Е.В. Карпешев, А.Б. Курепин, А.Н. Курепин, В.И. Разин, А.И. Решетин,  
Н.С. Топильская, Д.А. Финогеев, Е.А. Ющенко

**Институт ядерных исследований РАН, пр. 60-летия Октября, Москва 117312, Россия**

А.А. Левченко, А.А. Соколов.

**Государственный научный центр Российской Федерации Институт физики высоких энергий, ул. Победы 1, г. Протвино, Московская обл. 142281, Россия**

V. Smakhtin

**Weizmann Institute of Science, PO Box 26, Rehovot 76100, Israel**

M. Bracko, S. Korpar

**University of Maribor, Smetanova 17, SI-2000 Maribor, Slovenia**

B. Golob, R. Pestotnik, M. Staric

**Jozef Stefan Institute, P.O.B. 3000, SI-1001, Ljubljana, Slovenia**

P. Krizan

**University of Ljubljana, Jadranska 19, SI-1000, Ljubljana, Slovenia**

D. Babusci, G. Venanzoni, M. Zobov

**Lab. Nazionali di Frascati dell'INFN, CP 13, via E. Fermi 40, I-00044, Frascati Roma, Italy**

F. Grancagnolo

**INFN Sezione di Lecce, Via per Arnesano, 73100, Lecce, Italy**

G.F. Tassielli

**Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Universita del Salento, Via per Arnesano,**

*73100, Lecce, Italy*

A. Lusiani

**Scuola Normale Superiore e INFN**, *Piazza dei Cavalieri 7, I-56126, Pisa, Italy*

M. Mascolo, D. Moricciani

**University of Rome Tor Vergata**, *via della Ricerca Scientifica, 1, I-00133, Roma, Italy*

H. Czyż

**Institute of Physics, University of Silesia in Katowice**, *Uniwersytecka 4, PL-40-007  
Katowice, Poland*

F. Jegerlehner

**A.Humboldt University, DESY**, *Platanenallee 6, D-15738, Zeuthen, Germany*

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>8</b>
<b>1 Физическая программа</b>	<b>11</b>
1.1 Введение	11
1.2 Чармоний	12
1.2.1 Состояния ниже порога $D\bar{D}$	14
1.2.2 Изучение экзотических состояний чармония	15
1.3 Спектроскопия состояний из легких кварков	18
1.4 Физика $D$ -мезонов	20
1.4.1 Спектроскопия $D$ -мезонов	21
1.4.2 Распады очарованных мезонов	23
1.4.3 Смешивание в системе нейтральных $D$ -мезонов	25
1.4.4 Поиск $CP$ -нарушения	28
1.4.5 Редкие распады $D$ - и $D_s$ -мезонов	32
1.5 Очарованные барионы	35
1.6 Физика $\tau$ -лептона	38
1.7 Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны	41
1.8 Двухфотонная физика	44
1.9 Заключение	45
<b>2 Детектор</b>	<b>55</b>
2.1 Введение	55
2.2 Вакуумная камера	59
2.3 Вершинный детектор	59
2.3.1 Время-проекционная камера	59
2.4 Дрейфовая камера	64
2.4.1 Введение	64
2.4.2 Дизайн дрейфовой камеры	64
2.4.3 Проволочная структура	64
2.5 Система идентификации ФАРИЧ	74
2.5.1 Введение	74
2.5.2 Принцип ФАРИЧ	75
2.5.3 Проект системы	75
2.5.4 Численное моделирование ФАРИЧ	78
2.5.5 Испытание прототипа ФАРИЧ	78
2.6 Электромагнитный калориметр	81
2.6.1 Элементы калориметра	83
2.6.2 Фотоприемники	84

2.6.3	Кремниевые лавинные фотодиоды . . . . .	86
2.6.4	Электроника калориметра . . . . .	88
2.6.5	Радиационная стойкость кристаллов . . . . .	90
2.6.6	Измерения с прототипом торцевого калориметра . . . . .	91
2.6.7	Заключение . . . . .	93
2.7	Мюонная система . . . . .	95
2.8	Сверхпроводящий соленоид . . . . .	97
2.8.1	Основные требования и параметры соленоида . . . . .	97
2.8.2	Конструкция соленоида для детектора . . . . .	97
2.8.3	Криогенная система соленоида . . . . .	98
2.9	Триггер . . . . .	98
2.10	Электроника детектора . . . . .	100
2.10.1	FrontEnd-электроника . . . . .	102
2.10.2	Процессор чтения (ReadOut-процессор) . . . . .	104
2.10.3	Электроника ДК . . . . .	105
2.11	Компьютерное и телекоммуникационное обеспечение . . . . .	106
2.11.1	Введение . . . . .	106
2.11.2	Требования к компьютерной инфраструктуре . . . . .	107
2.11.3	Модель процесса сбора, обработки и хранения данных детектора . . . . .	108
2.11.4	Структура системы обработки и хранения данных детектора . . . . .	111
2.11.5	Планы развертывания системы обработки и хранения данных детектора . . . . .	121
2.12	Инженерный комплекс детектора . . . . .	124
2.12.1	Концепция . . . . .	124
2.12.2	Особенности и сложности реализации . . . . .	126
2.12.3	Существующий задел и способы решения задач . . . . .	129

# Введение

В девяностые годы прошлого столетия в нескольких лабораториях мира, занимающихся исследованиями по физике высоких энергий, обсуждались проекты  $\sigma\tau$ -фабрик. Все эти установки планировались на энергию пучка  $1 \div 3$  ГэВ и пиковую светимость около  $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Для изучения узких резонансов рассматривались различные варианты монохроматизации энергии столкновения частиц и (для точной калибровки энергии) возможность получения поперечно поляризованных частиц. Единственным проектом, реализованным из «семейства»  $\sigma\tau$ -фабрик 90-х годов, в настоящее время является коллайдер ВЕРС-II, запущенный в 2009 г. в Пекине в лаборатории ИНЕР [8]. В 2016 г. ВЕРС-II достиг проектной пиковой светимости  $1 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  на энергии пучка 1.89 ГэВ.

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

Во-вторых, рост интереса к созданию  $\sigma\tau$ -фабрики следующего поколения был вызван открытием принципиально новой схемы столкновения пучков в электрон-позитронных коллайдерах. Эта схема (*Crab Waist*, или сокращенно CW) позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость на один-два порядка. Идея была высказана итальянским физиком Панталео Раймонди в 2006 году в связи с изучением возможности создания В-фабрики с высокой светимостью [9]. Позже метод был строго обоснован в совместных работах П. Раймонди, М. Зобова (INFN LNF, Фраскати) и Д. Шатилова (ИЯФ, Новосибирск) [10, 11]. Начиная с 2008 года CW успешно работает на Ф-фабрике DAΦNE (INFN LNF, Фраскати); результаты экспериментов подтверждают перспективность метода и находятся в хорошем согласии с теорией [12, 13]. Кроме  $\sigma\tau$ -фабрики в Новосибирске, на новом подходе основаны проекты  $e^+e^-$  коллайдеров на сверхвысокую энергию FCC-ee (CERN) и CEPС (ИНЕР, Китай).

Исходя из задач, подробно обсуждаемых в разделе физической программы  $\sigma\tau$ -фабрики, были сформулированы следующие основные требования к ускорительному комплексу.

- Энергия пучка должна варьироваться от 1 ГэВ до 2.5 ГэВ, что позволит вести эксперименты от порога рождения нуклонов и антинуклонов до области семейства  $\psi$ -мезонов и очарованных барионов. Кроме того, столь широкий диапазон энергий позволит использовать результаты, полученные в ИЯФ на коллайдерах ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М.
- Светимость фабрики должна быть не ниже  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в области высоких энергий и не ниже  $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в области низких энергий.

- Электронный пучок должен быть продольно поляризован в месте встречи [14, 15].
- Асимметрия энергий встречных пучков не требуется.
- Известные способы монохроматизации энергии столкновения пучков уменьшают светимость, поэтому от монохроматизации было решено отказаться. Высокая светимость в схеме  $CW$  позволяет эффективно исследовать узкие резонансные состояния без монохроматизационных решений.
- Для калибровки энергии будет использоваться обратное комптоновское рассеяние лазерного излучения на частицах циркулирующего пучка. Такая методика была реализована в последние годы на ВЭПП-4М [16] и показала относительную точность измерения лучше  $10^{-4}$ , что представляется достаточным для задач новой  $ст$ -фабрики. Поперечно поляризованные пучки не требуются.

Таким образом, основными чертами нового электрон-позитронного коллайдера в Новосибирске, которые делают его уникальной установкой мирового класса, являются широкий диапазон энергий, высокая светимость и возможность проведения экспериментов с продольно поляризованным электронным пучком.

Кроме экспериментов по физике частиц и фундаментальных взаимодействий, создание такой передовой установки позволит существенно развить технологии применения пучков заряженных частиц (включая сильнополевые сверхпроводящие магнитные системы, мощные и эффективные высокочастотные генераторы, устройства прецизионной диагностики пучков, системы управления, сбора и обработки данных и т. п.). Эти технологии могут быть успешно использованы для разработки и создания ускорителей частиц для прикладных целей, включая источники синхротронного излучения, установки для терапии онкологических заболеваний с помощью протонных и ионных пучков, другие виды ускорителей для промышленных и медицинских применений.

# Литература

- [1] A. N. Skrinsky, “Studies for a Tau-Charm Factory”, SLAC-Report-451, October, 1994.
- [2] “C-Tau in Novosibirsk: Conceptual Design Report”, BINP, Novosibirsk, 1995.
- [3] E. Perelshtein et al, Proc. of the 3rd Workshop on the TC Factory, Marbella, Spain, 1-6 Jun 1993, 557-570.
- [4] M. V. Danilov et al, Int. J. Mod. Phys. A, Proc. Suppl. 2A (1993) 455-457.
- [5] E. Berger et al, ANL-HEP-TR-94-12, Feb 1994.
- [6] Yu. Aleksahin, A. Dubrovin, A. Zholents, in EPAC-90 Proc., vol. 1, 398-400.
- [7] He-Sheng Chen, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59: 316-323, 1997.
- [8] 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.
- [9] P. Raimondi, “Status of the SuperB Effort”, presentation at the 2nd Workshop on SuperB Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006.
- [10] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, “Beam-Beam Issues for Colliding Schemes with Large Piwinski Angle and Crabbed Waist”, LNF-07-003-IR, 2007, e-Print: physics/0702033.
- [11] P. Raimondi, D. Shatilov, M. Zobov, “Suppression of beam-beam resonances in Crab Waist collisions”, EPAC08-WEPP045, Proc. of EPAC-2008, Genoa, Italy, 23–27 June 2008.
- [12] M. Zobov for DAFNE Collaboration Team, “DAFNE Operation Experience with Crab Waist Collision”, arXiv:0810.2211v1.
- [13] M. Zobov et al., “Test of crab-waist collisions at DAFNE Phi factory”, Phys.Rev.Lett.104:174801, 2010.
- [14] Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, A. N. Skrinsky, “On the spin motion of particles in storage rings with arbitrary field”, BINP preprint 2-70, 1970.
- [15] Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, A. N. Skrinsky, Soviet Doklady (Physics) vol. 192, 6, pp. 1255-1258, 1970 (in Russian). Soviet Physics “Doklady”, 15, pp 583-586, 1970 (translation).
- [16] V. E. Blinov et al., “Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider”, ICFA Beam Dyn. Newslett., vol. 48, pp. 195–207, 2009.

# Глава 1

## Физическая программа

### 1.1 Введение

Супер–Чарм–Тау фабрикой (СЧТФ) 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  $2m_\tau \approx 3.6$  ГэВ рождаются пары  $\tau$ -лептонов. Такой коллайдер при наличии высокой светимости будет интенсивным источником очарованных частиц и  $\tau$ -лептонов.

Основной целью экспериментов на СЧТФ является изучение процессов с  $c$ -кварками и  $\tau$ -лептонами со статистикой как минимум на 2 порядка превышающей сегодняшнюю, накопленную в экспериментах CLEOс (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 СЧТФ. 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 ( $10^7 \text{ с}$ ). Приведенное распределение соответствуют примерно  $10^9$   $\tau$ -лептонов,  $10^9$   $D$ -мезонов и  $5 \times 10^{11}$   $J/\psi$ -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 двух и трёх кварков, соответственно, предсказывает наличие четырех- и пяти-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,  $CP$ -нарушение в системе очарованных адронов и распадах  $\tau$ -лептонов, несохранение лептонного числа.

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

Структурно физическую программу для СЧТФ можно разделить на следующие подразделы:

1. Физика чармония и чармониеподобных состояний,
2. Физика состояний из легких кварков,
3. Физика очарованных мезонов,
4. физика очарованных барионов,
5. физика  $\tau$ -лептона,
6. Измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow$  ,
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 др. В Таблице 1.2 приведены количества  $1^{--}$  мезонов, которые можно будет произвести на СЧТФ в течение экспериментального сезона.

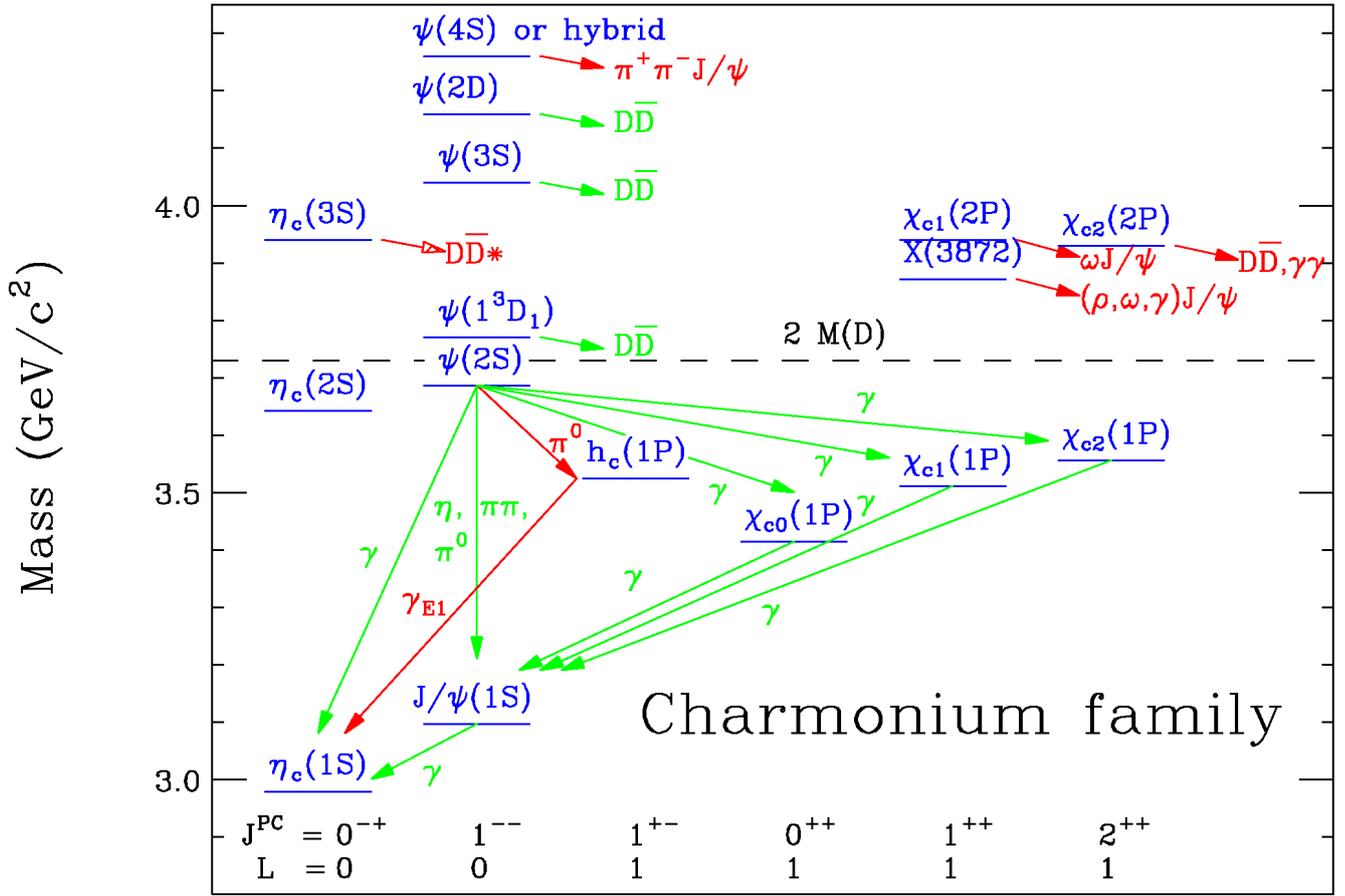


Рис. 1.1: Схема уровней чармония. Красные (темные) стрелки показывают недавно открытые распады и переходы между уровнями. Пунктирная линия показывает порог рождения пары очарованных мезонов

Таб. 1.2: Количества 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 состояний чармония. 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  $c \rightarrow sW^+$  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  $(3 - 4) \times 10^{-9}$  [6, 7] и вполне измеримы на СЧТФ. В стандартной модели (СМ) 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 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 лептон-

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]

ного 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  $\mathcal{B}(\mu \rightarrow ee^+e^-) < 10^{-12}$  [2] и  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu e^+e^-) < 2.7 \times 10^{-8}$  [11] можно получить  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu e) < 2 \times 10^{-13}$  и  $br(J/\psi \rightarrow \tau l) < 6 \times 10^{-9}$ . 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 СМ, является наличие ненулевого электрического дипольного момента (ЭДМ) кварков или лептонов, которое ведет, в частности, к несохранению  $\mathcal{CP}$ -четности. Распады  $J/\psi$ -мезона обеспечивают наилучшую возможность для получения информации о ЭДМ  $c$ -кварка. Для поиска несохранения  $\mathcal{CP}$ -четности можно использовать трехчастичные распады, например,  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ . В этом случае из импульсов конечных частиц и начального электрона можно составить  $\mathcal{CP}$ -нечетную комбинацию и определить параметр, описывающий  $\mathcal{CP}$ -асимметрию и пропорциональный ЭДМ. При статистике  $10^{12}$   $J/\psi$  по распаду  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  можно получить чувствительность к ЭДМ  $c$ -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  $\mathcal{CP}$ -четности. При статистике  $10^{12}$   $J/\psi$  из этого распада может быть получено ограничение на ЭДМ  $\Lambda$ -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 последние полтора десятилетия в экспериментах Belle, BaBar, CLEOс, CDF, D0, BESIII, LHCb 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  $\psi(3770)(\psi(2S)) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ .

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<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, распадающимся в  $\psi(2S)\pi^+$ , недостаточна для полного описания экспериментального распределения

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]

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 точно измерены 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 др. 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, 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, 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 вероятностей распадов  $J/\psi \rightarrow f_0\gamma$ ,  $f_0\phi$ ,  $f_0\omega$ ,  $a_0\rho$ ,  $K^*(892)K_0^*$  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 картину уровней скалярных мезонов. Задача детальной систематизации мезонов требует очень большой статистики распадов  $J/\psi$  и двухфотонных событий, которая может быть накоплена только на СЧТФ.

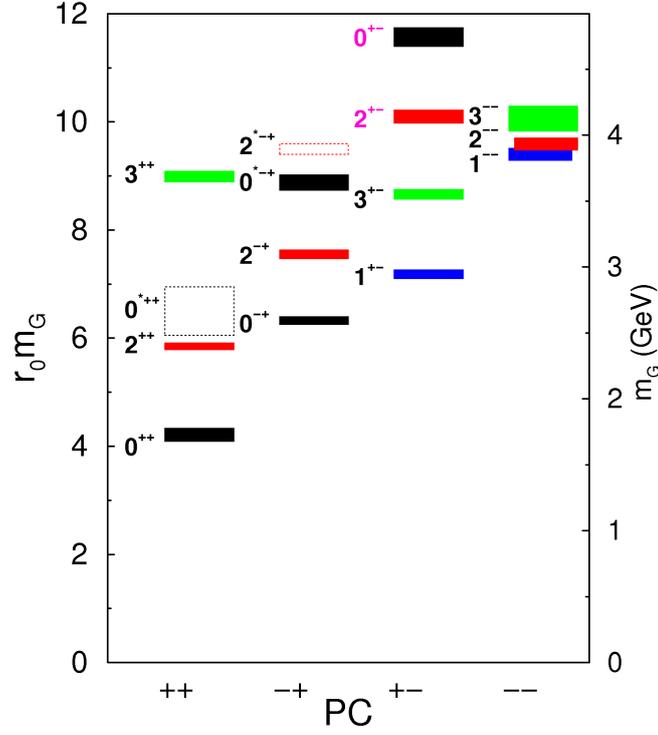


Рис. 1.2: Спектр масс глюоболов, полученный в теоретической работе [50]

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 наинизшее 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  $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$  в области порога  $p\bar{p}$  была обнаружена структура  $X(p\bar{p})$ , 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  $p\bar{p}$  состояния — бариония [55].

В эксперименте BESIII исследования структуры  $X(p\bar{p})$  были продолжены [56, 57]. Парциально-волновой анализ распадов  $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$  и  $\psi' \rightarrow \gamma p\bar{p}$  в области инвариантных масс  $p\bar{p}$  ниже 2.2 ГэВ показал, что состояние  $X(p\bar{p})$  имеет массу  $1832 \pm 20$  ГэВ, ширину менее 76 МэВ и  $|jpc| = 0^{-+}$  [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]. Состояние  $X(1835)$  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  $p\bar{p}$ ,

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	$2.88 \pm 0.05$	$3.61 \pm 0.06$	$7.5 \pm 0.4$	$0.27 \pm 0.03$	$0.92 \pm 0.05$

что может указывать на открытие канала распада  $X(1835) \rightarrow p\bar{p}$ . Таким образом,  $X(1835)$  и  $X(p\bar{p})$  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 BESIII на BEPC-II показывают богатую физику резонансов в области масс ниже 3 ГэВ. Статистика эксперимента BESIII 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 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  $CP$ -четности, измерения сильных фаз и вероятностей распадов в состоянии с определенной  $CP$ -четностью.

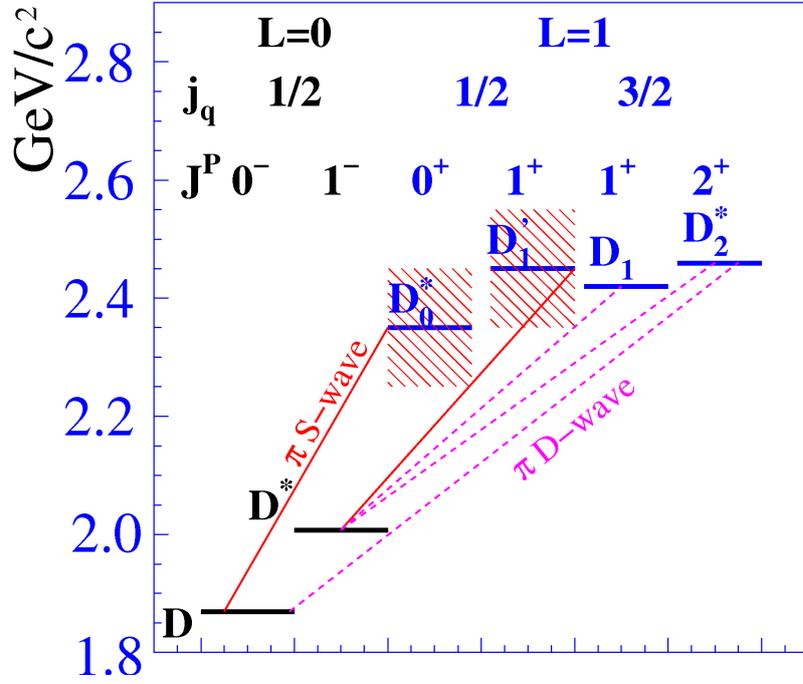


Рис. 1.3: Схема уровней  $D$ -мезонов

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  $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$ , где  $\vec{L}$  — орбитальный момент и  $\vec{s}$  — спин, коммутирует с гамильтонианом системы и сохраняется. Таким образом, состояния можно 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.

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

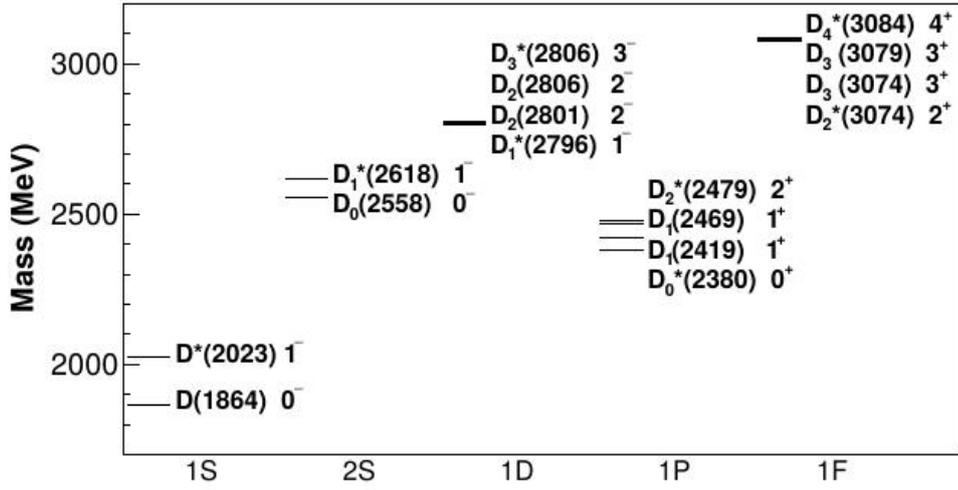


Рис. 1.4: Массовый спектр для нейтральных  $D$ -мезонов в релятивистской кварковой модели [63]. Массы масштабированы таким образом, чтобы масса основного состояния совпадала с массой  $D^0$ -мезона

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 ВаВар [64] и LHCb [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  $D^*K$  системы [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:  $e^+e^- \rightarrow D_0^*\bar{D}^*$ ,

Таб. 1.6: Параметры  $D$ - и  $D_s$ -мезонов. Массы и ширины состояний приведены в МэВ. Для основных  $D$ -состояний вместо ширины 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	$< 1.9$	$< 3.8$	$< 3.5$	$< 0.92 \pm 0.05$	$16.9 \pm 0.8$

$D_1^{(\prime)}\bar{D}^{(*)}$ ,  $D_2^*\bar{D}^{(*)}$ , пороги которых лежат в диапазоне 4.3–4.7 ГэВ, а сечения составляют около 1 нб [67, 68]. Интегральная светимость около  $50 \text{ фб}^{-1}$ , 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 полулептонных 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 обсуждаются 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.

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	$255.5 \pm 4.2 \pm 5.1$	$258.7 \pm 1.1 \pm 2.9$
$f_{D_s}/f_D$	$1.26 \pm 0.05 \pm 0.03$	$1.2788 \pm 0.0264$

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 полулептонных 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 полулептонные 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:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} \propto |f_+(q^2)|^2 |V_{cs}|^2, \quad (1.2)$$

где  $q$  — разность четырех-импульсов  $D$ - и  $K$ -мезонов, а  $f_+(q^2)$  — формфактор  $\pi$ - или  $K$ -мезонов. Из эксперимента извлекается произведение  $f_+(0)|V_{cs}|$  и зависимость формфактора от  $q^2$ . 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 полулептонные распады можно будет использовать для измерения элементов  $V_{cs}$  и  $V_{cd}$  и проверки соотношений унитарности.

Остальные полулептонные 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

$$\begin{aligned} |D_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle), \\ |D_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle). \end{aligned} \quad (1.3)$$

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:

$$x \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma}, \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}, \quad (1.4)$$

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:

$$x = (4.64_{-1.51}^{+1.40}) \times 10^{-3}, \quad y = (6.25 \pm 0.77) \times 10^{-3}. \quad (1.5)$$

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

$$A_f = \langle f|D^0\rangle, \quad A_l = \langle l^+|D^0\rangle, \quad A_{S_\pm} = \langle S_\pm|D^0\rangle, \quad (1.6)$$

модуля и фазы отношения DCF- и CF-амплитуд

$$r_f e^{-\delta_f} = -\langle f|\bar{D}^0\rangle/\langle f|D^0\rangle. \quad (1.7)$$

Введем также параметры

$$R_M \equiv (x^2 + y^2)/2, \quad z_f \equiv 2 \cos \delta_f, \quad w_f \equiv 2 \sin \delta_f. \quad (1.8)$$

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

$$D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-\pi^+)(K^-\pi^+) \quad \text{и} \quad D^0\bar{D}^0 \rightarrow (K^-e^+\nu)(K^-e^+\nu) \quad (1.9)$$

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 составляет приблизительно  $4 \times 10^{-6}$ . 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  $26/\sqrt{N_{DD}}$ ,

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	$y + r_f z_f$
$\Gamma_{ff}/\Gamma_{f\bar{f}}$	$R_M$	$2r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{fl+}/\Gamma_{fl-}$	$r_f^2$	$r_f^2 + r_f(z_f y - w_f x)$
$\Gamma_{l\pm l\pm}/\Gamma_{l\pm l-}$	$R_M$	$3R_M$

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 порядка  $10^{-3}$  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 больше  $10^{-3}$  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:

$$A_f = |A_1|e^{i(\delta_1+\phi_1)} + |A_2|e^{i(\delta_2+\phi_2)}. \quad (1.10)$$

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

- $\mathcal{CP}$ -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

$$\varphi = \arg \lambda_f = \arg \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right). \quad (1.11)$$

$\mathcal{CP}$ -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

$$A_{SL} = \frac{\Gamma_{l^+l^+} - \Gamma_{l^-l^-}}{\Gamma_{l^+l^+} + \Gamma_{l^-l^-}} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}. \quad (1.12)$$

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

$$A_{\pm}^{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(D_{(s)}^- \rightarrow f^-) - \Gamma(D_{(s)}^+ \rightarrow f^+)}{\Gamma(D_{(s)}^- \rightarrow f^-) + \Gamma(D_{(s)}^+ \rightarrow f^+)}. \quad (1.13)$$

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]

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  $\eta_f^{CP} = \pm 1$  [104]:

$$A_f^{CP} = a_f^d + a_f^m + a_f^i, \quad (1.14)$$

$$a_f^m = -\eta_f^{CP} \frac{y}{2} (R_m - R_m^{-1}) \cos \varphi, \quad (1.15)$$

$$a_f^i = \eta_f^{CP} \frac{x}{2} (R_m + R_m^{-1}) \sin \varphi, \quad (1.16)$$

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:

$$\delta Y = a_f^m + a_f^i = (-0.12 \pm 0.25) \times 10^{-2}. \quad (1.17)$$

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

$$\Gamma_{f_1f_2} = \frac{1}{2R_m^2} [(2 + x^2 - y^2)|\lambda_{f_1} - \lambda_{f_2}|^2 + (x^2 + y^2)|1 - \lambda_{f_1}\lambda_{f_2}|^2] \Gamma_{f_1}\Gamma_{f_2}. \quad (1.18)$$

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 достичь 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

$$A_{fl}^{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(l^-X, f) - \Gamma(l^+X, f)}{\Gamma(l^-X, f) + \Gamma(l^+X, f)}. \quad (1.19)$$

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

$$A_{fl}^{\mathcal{CP}} = (1 + \eta)(a_f^m + a_f^i), \quad (1.20)$$

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  $s$ -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 СМ. Распады за счет  $s \rightarrow u$  перехода в СМ описываются петлевыми диаграммами и сильно подавлены. Так, например, вероятности распадов  $s \rightarrow ul^+l^-$  и  $s \rightarrow u\gamma$  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  $D_{(s)} \rightarrow X l^+ l^-$ , 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 СМ:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \phi \gamma) &= (2.78 \pm 0.30 \pm 0.27) \times 10^{-5} \text{ [114]}, \\ \mathcal{B}(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) &= (1.7_{-0.9}^{+1.4} \pm 0.1) \times 10^{-6} \text{ [115]}, \\ \mathcal{B}(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) &= (1.8 \pm 0.5 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ [116]}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

В случае  $D_s$ -мезонов измерена относительная вероятность

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (0.6_{-0.4}^{+0.8} \pm 0.1) \times 10^{-5} \text{ [115]}. \quad (1.22)$$

Вклады динамики на больших расстояниях, точный расчет которых в СМ 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  $R = \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \rho^0 \gamma) / \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \omega \gamma) - 1$ , которая в СМ 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  $D_{(s)} \rightarrow X l^+ l^-$  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  $D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$  в СМ и MSSM. Ограничения на параметры MSSM могут быть получены при чувствительности к распаду на уровне  $10^{-6}$ . Предсказания для распадов типа  $D \rightarrow X l^+ l^-$ , полученные в различных расширениях СМ, 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. СМ предсказывает

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \gamma \gamma) &\simeq 3.5 \times 10^{-8}, \\ \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &\sim 10^{-12} \text{ [118]}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

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:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^+ e^-) &< 10^{-6}, \\ \mathcal{B}(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-) &< 3 \times 10^{-5}, \\ \mathcal{B}(D^0 \rightarrow \rho^0 \mu^+ e^-) &< 1.4 \times 10^{-5}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

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  $10^{-8}$ .

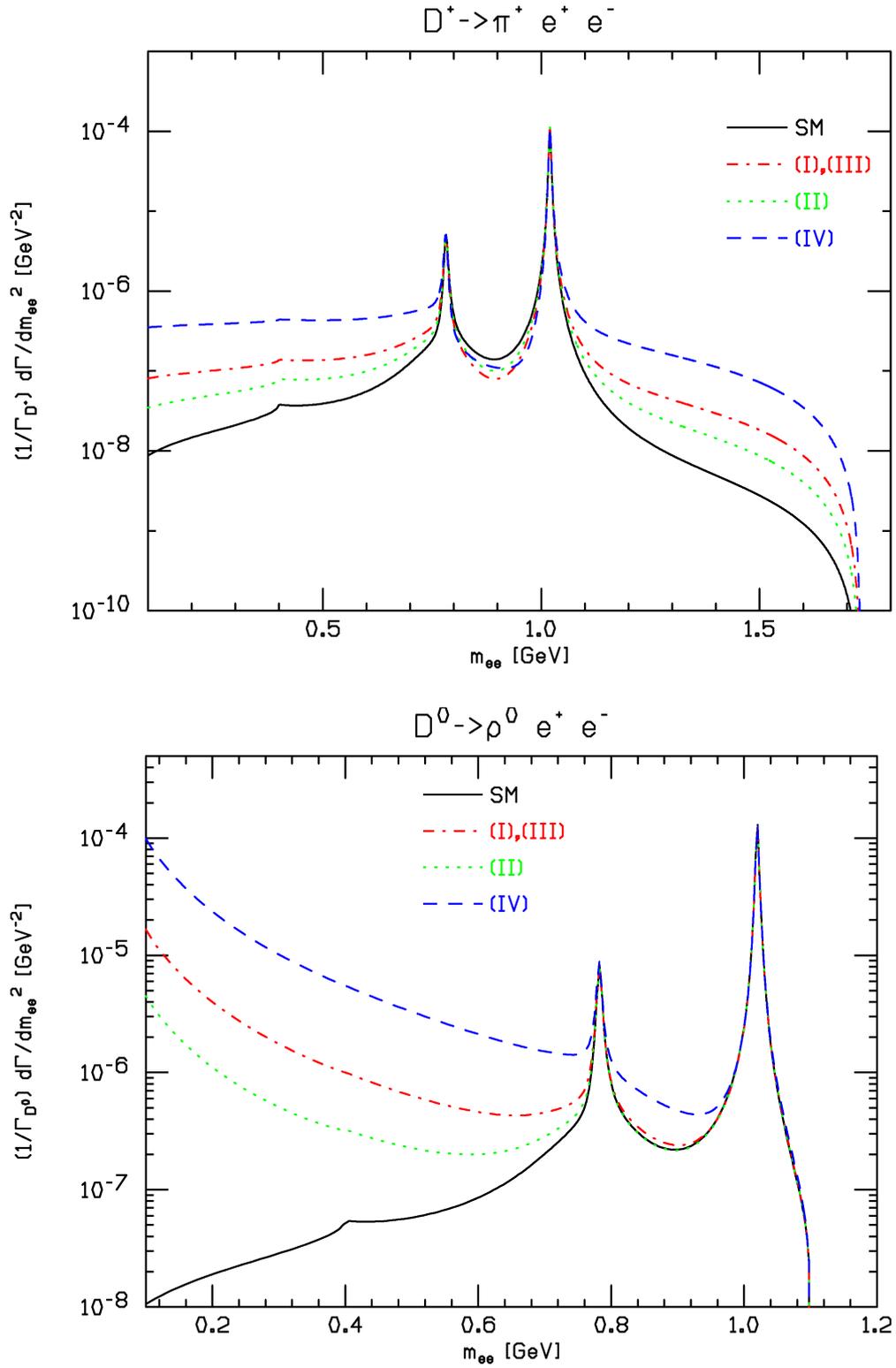


Рис. 1.5: Спектры инвариантных масс лептонной пары для распадов  $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  (слева) и  $D^0 \rightarrow \rho^0 e^+ e^-$  (справа). Сплошная линия показывает предсказание СМ, пунктирные линии предсказание МССМ с различными значениями параметров

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 процессе  $e^+e^- \rightarrow B_c\bar{B}_c$ , состоят из двух легких кварков ( $u, d, s$ ) и тяжелого  $c$  кварка. Пара легких кварков образует два  $SU(3)$  мультиплетта по аромату: антисимметричный антриплет и симметричный секстет ( $3 \times 3 = \bar{3}_A \oplus 6_S$ ). В  $S$ -волновых низколежащих барионах симметрия по аромату и спин легкого дикварка связаны между собой: суммарный спин легких кварков равен 0 в антриплете и 1 в секстете. В сочетании с  $c$  кварком, антриплет 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 ( $\Sigma_c^{*+,+,0}, \Xi_c^{*+,0}, \Xi_c^{*0}, \Omega_c^{*0}$ ). 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  $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$  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  $\mathcal{CP}$ -нарушения

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

Эксперимент НурегСР искал сигнал  $\mathcal{CP}$ -нарушения в распадах странных барионов, которые рождались при взаимодействии пучка протонов с энергией 800 ГэВ с медной мишенью, и получил для соответствующего параметра  $\mathcal{CP}$ -асимметрии значение

$$A_{\Lambda\Sigma} = (0.0 \pm 5.1 \pm 4.4) \cdot 10^{-4}, \quad (1.25)$$

которое можно сравнить с предсказаниями СМ

$$\begin{aligned} A(\Lambda \rightarrow p\pi^-) &\sim (0.05 \div 1.2) \cdot 10^{-4}, \\ A(\Sigma^- \rightarrow \Lambda\pi^-) &\sim (0.2 \div 3.5) \cdot 10^{-4} \text{ [142]}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Первое указание на  $\mathcal{CP}$ -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  $\mathcal{CP}$ -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]

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \sim 1 + \gamma \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_f + (1 - \gamma) (\vec{n}_f \cdot \vec{\sigma}_i)(\vec{n}_f \cdot \vec{\sigma}_f) + \alpha \vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_f) + \beta \vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_f \times \vec{\sigma}_i), \quad (1.27)$$

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

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \beta = \frac{2\text{Im}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}, \quad \gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2} = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}. \quad (1.28)$$

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

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}}, \quad B = \frac{\beta + \bar{\beta}}{\beta - \bar{\beta}}, \quad \Delta = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-) - \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-) + \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)}. \quad (1.29)$$

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 (Национальной лаборатории им. Энрико Ферми, Чикаго, США) в 2005 году впервые измерил  $A = -0.07 \pm 0.19 \pm 0.24$  [145]. Оценка, сделанная в работе [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

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \cos(\delta_P - \delta_S + \phi_P - \phi_S), \\ \beta &= \frac{2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \sin(\delta_P - \delta_S + \phi_P - \phi_S) \end{aligned} \quad (1.30)$$

и

$$\begin{aligned}\bar{\alpha} &= \frac{-2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \cos(\delta_P - \delta_S - \phi_P + \phi_S), \\ \bar{\beta} &= \frac{-2|S||P|}{|S|^2 + |P|^2} \sin(\delta_P - \delta_S - \phi_P + \phi_S),\end{aligned}\tag{1.31}$$

поскольку для  $\mathcal{CP}$ -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  $\mathcal{CP}$ -сопряжении, а амплитуда  $P$  — нет).

В этом приближении [146]

$$\begin{aligned}A &= \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} = \tan(\delta_S - \delta_P) \tan(\phi_S - \phi_P), \\ B &= \frac{\beta + \bar{\beta}}{\beta - \bar{\beta}} = \frac{\tan(\phi_S - \phi_P)}{\tan(\delta_S - \delta_P)}.\end{aligned}\tag{1.32}$$

Поэтому даже в случае значительного  $\mathcal{CP}$ -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 (1.27), асимметрия  $B$ -типа связана с тройным произведением  $\vec{n}_f \cdot (\vec{\sigma}_f \times \vec{\sigma}_i)$ . Перспективы СЧТФ в изучении такой асимметрии (пропорциональной  $\beta + \bar{\beta} \sim \cos(\delta_S - \delta_P)$ ) были изучены в работе [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 СМ ожидается крошечное  $\mathcal{CP}$ -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:  $2m_\tau E_{\text{had}} = m_\tau^2 + m_{\text{had}}^2$ , где  $E_{\text{had}}$  и  $m_{\text{had}}$  — 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 СМ 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 СМ является изучение Лоренц-структуры амплитуд лептонного  $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$ , радиационного лептонного  $\tau \rightarrow \ell\nu\nu\gamma$  и пятилептонного  $\tau \rightarrow \ell\ell'^+\ell'^-\nu\nu$  ( $\ell, \ell' = e, \mu$ ) распадов  $\tau$ -лептона. Так, энергетический спектр лептона в распаде  $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$  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 СМ 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 процесс  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . 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  $e^+e^- \rightarrow (\tau \rightarrow \ell\nu\nu, \tau \rightarrow \pi\pi^0\nu)$  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  $\tau \rightarrow \ell h$ , где  $\ell, \ell'$  — электрон или мюон, а  $h$  — адронная система, чувствительны к проявлениям новой физики. Различные модели, выходящие за рамки СМ, предсказывают относительные вероятности этих распадов на уровне  $10^{-7} - 10^{-10}$  [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 бу-

дущем 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 существен [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  $\mathcal{CP}$ -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. Нарушение  $\mathcal{CP}$ -симметрии может наблюдаться в адронных распадах  $\tau$  при наличии двух интерферирующих амплитуд с разными сильными и слабыми фазами.  $\mathcal{CP}$ -преобразование переводит  $e^{i\delta_w+i\delta_s}$  в  $e^{-i\delta_w+i\delta_s}$ , где  $\delta_w$  и  $\delta_s$  — соответственно относительные слабая и сильная фазы двух амплитуд, что приводит, например, к неравенству ширины  $\mathcal{CP}$ -сопряженных распадов и ненулевой асимметрии

$$A_{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+\nu) - \Gamma(\tau^- \rightarrow f^-\nu)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+\nu) + \Gamma(\tau^- \rightarrow f^-\nu)} \propto \sin \delta_s \sin \delta_w. \quad (1.33)$$

В СМ распады  $\tau$ -лептонов описываются единственной амплитудой с обменом  $W$ -бозоном. Поэтому наблюдение  $\mathcal{CP}$ -асимметрии явилось бы явным проявлением физики, выходящей за рамки СМ. Исключением является распад  $\tau \rightarrow \pi K_{S(L)}\nu$ , где  $\mathcal{CP}$ -асимметрия на уровне  $3 \times 10^{-3}$  [156] возникает в рамках СМ из-за  $\mathcal{CP}$ -нарушения в нейтральных каонах. Предложения по использованию различных распадов для поиска  $\mathcal{CP}$ -нарушения рассмотрены в работах [157, 158, 159, 160, 161, 162]. Наиболее перспективными для наблюдения  $\mathcal{CP}$ -нарушения считаются распады:

$$\begin{aligned} \tau^\pm &\rightarrow K^\pm \pi^0 \nu, \\ \tau^\pm &\rightarrow K_S^0 \pi^\pm \nu, \\ \tau^\pm &\rightarrow K_S^0 \pi^\pm \pi^0 \nu, \\ \tau &\rightarrow \rho \pi \nu, \\ \tau &\rightarrow \omega \pi \nu, \\ \tau &\rightarrow a_1 \pi \nu. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Кроме измерения асимметрии в ширине распада  $A_{\mathcal{CP}}$ , 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  $\mathcal{CP}$ -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  $\mathcal{CP}$ -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

$$A_{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S (\geq 0\pi^0) \nu) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S (\geq 0\pi^0) \nu)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S (\geq 0\pi^0) \nu) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S (\geq 0\pi^0) \nu)} \quad (1.35)$$

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

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  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ :

$$R = \frac{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}. \quad (1.36)$$

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  $\Lambda_{QCD}$  [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  $\alpha_S(M_Z^2)$  на массе  $Z$ -бозона соответствующие вклады в адронную поправку равны 21% и 17% (45% идет от области энергий больше 11 ГэВ, где с хорошей точностью может быть использован расчет на основе пертурбативной КХД). Теоретическое предсказание этих величин на данный момент составляет

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{had LO}} &= (694.91 \pm 4.3) \times 10^{-10} \\ \Delta\alpha_S^5(M_Z^2) &= (276.26 \pm 1.38) \times 10^{-4} \quad [172]. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Новые эксперименты по измерению аномального магнитного момента в Фермилабе [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  $R$  около 0.2%.

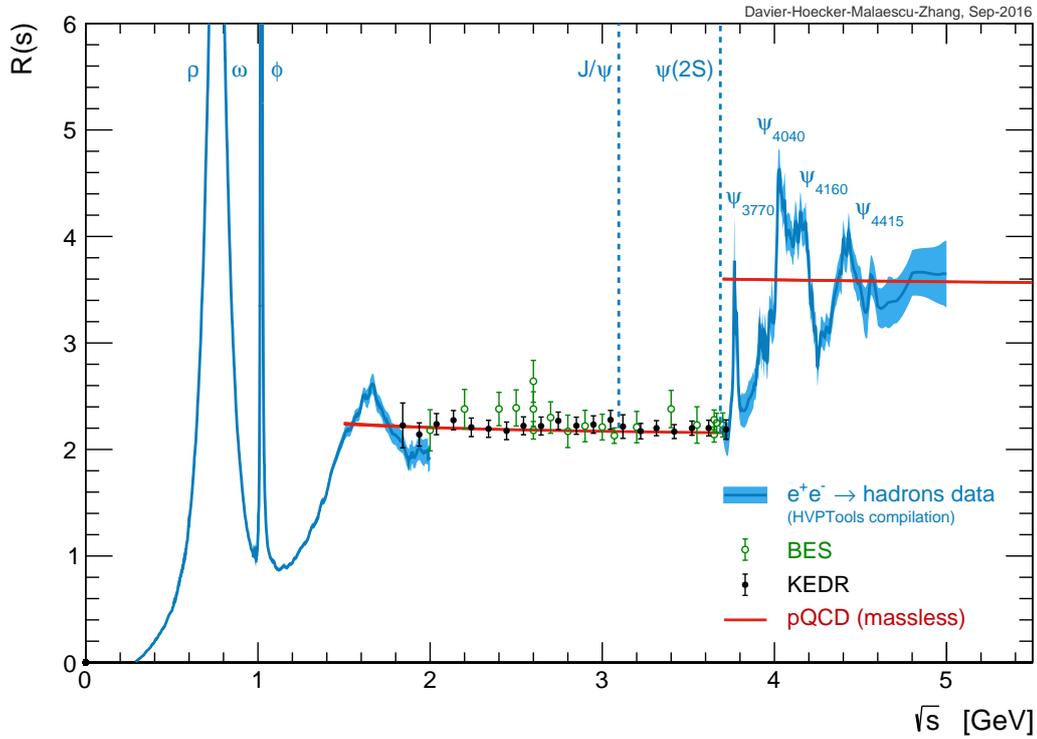


Рис. 1.6: Энергетическая зависимость отношения  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{had})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  [189]. Точки — инклюзивные данные экспериментов BESII и KEDR. Заштрихованная область — сумма эксклюзивных сечений для  $\sqrt{s} < 2$  ГэВ и усреднение всех экспериментальных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

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 (Рис. 1.6). Такая точность не является достаточной для прецизионных проверок предсказаний Стандартной модели. Ожидается, что в ближайшем будущем потребуется точность не хуже 1%. Чтобы достичь этой цели, нужно будет провести детальное сканирование всего энергетического диапазона, доступного 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 ГэВ полное сечение с точностью 1% может быть измерено с помощью методики радиационного возврата. Измерение адронных сечений этим методом производи-

лось на экспериментах KLOE [190], BaBar [191], BESII [192]. Поскольку число возможных каналов реакции  $e^+e^- \rightarrow \text{had}$  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 лучше 0.2% в  $R$  является непростой задачей. Для получения такой точности в среднемировом 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 изучить промежуточные механизмы для различных конечных состояний из легких кварков, провести поиск экзотических состояний КХД, таких как гибриды, глюболы 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

$$R_{cc} \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = R - R_{uds}, \quad R_{uds} = 2.121 \pm 0.023 \pm 0.083, \quad (1.38)$$

полученное из измерения BESII [196] вычитанием вклада легких кварков (см. Рис. 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

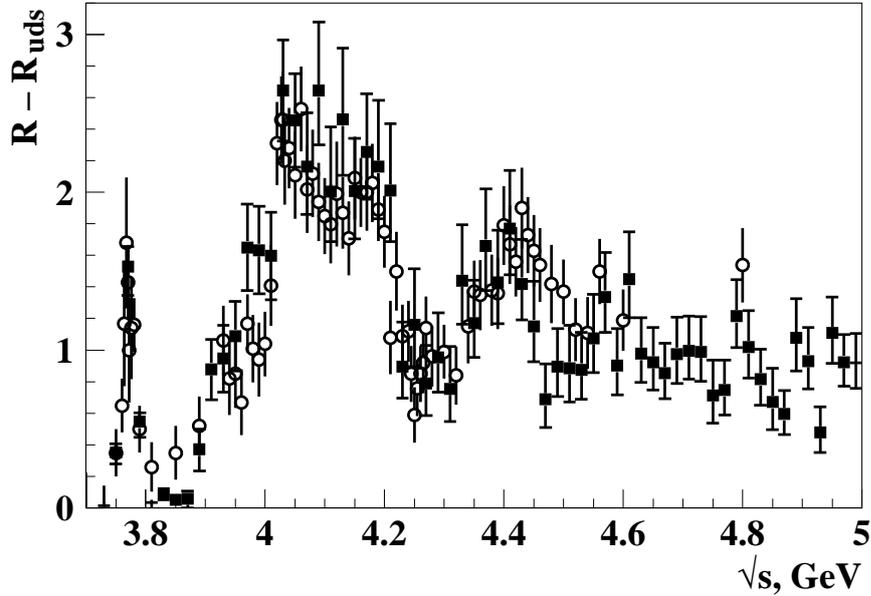


Рис. 1.7: Сравнение инклюзивного измерения  $R_{cc}$ , сделанного в эксперименте BESII (пустые круги), и суммы эксклюзивных каналов, измеренных в экспериментах Belle (сплошные квадраты)

работе [198], в которой определяется масса  $c$ -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  $c$ -кварком. Например, можно предположить, что вблизи порога рождения чарма  $R_{cc}$  насыщается вкладами 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 ( $p\bar{p}$ ,  $n\bar{n}$ ,  $\Lambda\bar{\Lambda}$ , ...) 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  $|Q^2| > 4 \text{ ГэВ}^2$  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  $|Q^2| < 1.5 \text{ ГэВ}^2$  (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 КЛОЕ). 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).

# Глава 2

## Детектор

### 2.1 Введение

Физическая программа экспериментов на СЧТФ с пиковой светимостью  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в диапазоне энергий  $2E = 2 \div 5 \text{ ГэВ}$  нацелена на изучение редких распадов  $D$ -мезонов и  $\tau$ -лептона,  $D^0\bar{D}^0$  осцилляций, поиске распадов  $\tau$  лептона с нарушением лептонной универсальности, в особенности  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ .

Для выполнения данной программы требуется универсальный магнитный детектор с полем 1 Тл. Детектор должен удовлетворять следующим параметрам:

- отличное импульсное разрешение для заряженных частиц и хорошее энергетическое разрешение для фотонов;
- практически рекордные параметры системы идентификации частиц в сравнении с уже существующими и разрабатываемыми детекторами. Для изучения редких распадов  $D$ -мезонов требуется разделение  $K$ - и  $\pi$ -мезонов на уровне достоверности заметно выше, чем 3 сигма. Для выделения распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  и подавления фона от  $\pi$ -мезонов требуется надежное разделение  $\mu/\pi$  в диапазоне импульсов до  $1.2 \text{ ГэВ}/c$ ;
- оцифровывающая электроника и система сбора данных должны быть способны считывать события с частотой 300–400 кГц при средней длине события 30 кБ;
- уникальный триггер, способный выделять события и подавлять фон при очень высоких нагрузках детектора.

Для достижения высокой эффективности сбора данных и в целях минимизации времени, требуемого для обслуживания детектора, в конструкцию детектора закладываются следующие принципы:

- оцифровывающая электроника должна находиться внутри детектора, для передачи данных будут использоваться десятигигабитные оптические линии связи;
- конструкция детектора должна обеспечивать быстрый доступ к подсистемам для ремонта и замены оборудования, время требуемое на процедуру разборка–ремонт–сборка не должно превышать 12–24 часов;
- ввод (вывод) магнитного поля детектора не должен превышать 2–3 часов;

- для обеспечения быстрого доступа к подсистемам детектора требуется подвижная радиационная защита, которая должна обеспечивать возможность работы персонала рядом с детектором одновременно с работой коллайдера.

Конструкция универсального магнитного детектора основывается на собственном опыте создания детекторов в ИЯФ СО РАН, а также использует опыт международного сотрудничества с коллаборациями BaBar и Belle.

Детектор (Рис. 2.1) включает в себя стандартный набор подсистем:

- вакуумная камера,
- дрейфовая камера,
- система идентификации на основе детектора черенковских колец с фокусирующим аэрогелевым радиатором (ФАРИЧ),
- электромагнитный калориметр на основе кристаллов чистого CsI,
- сверхпроводящая катушка использующая традиционную технологию,
- ярмо магнита с расположенной внутри мюонной системой.

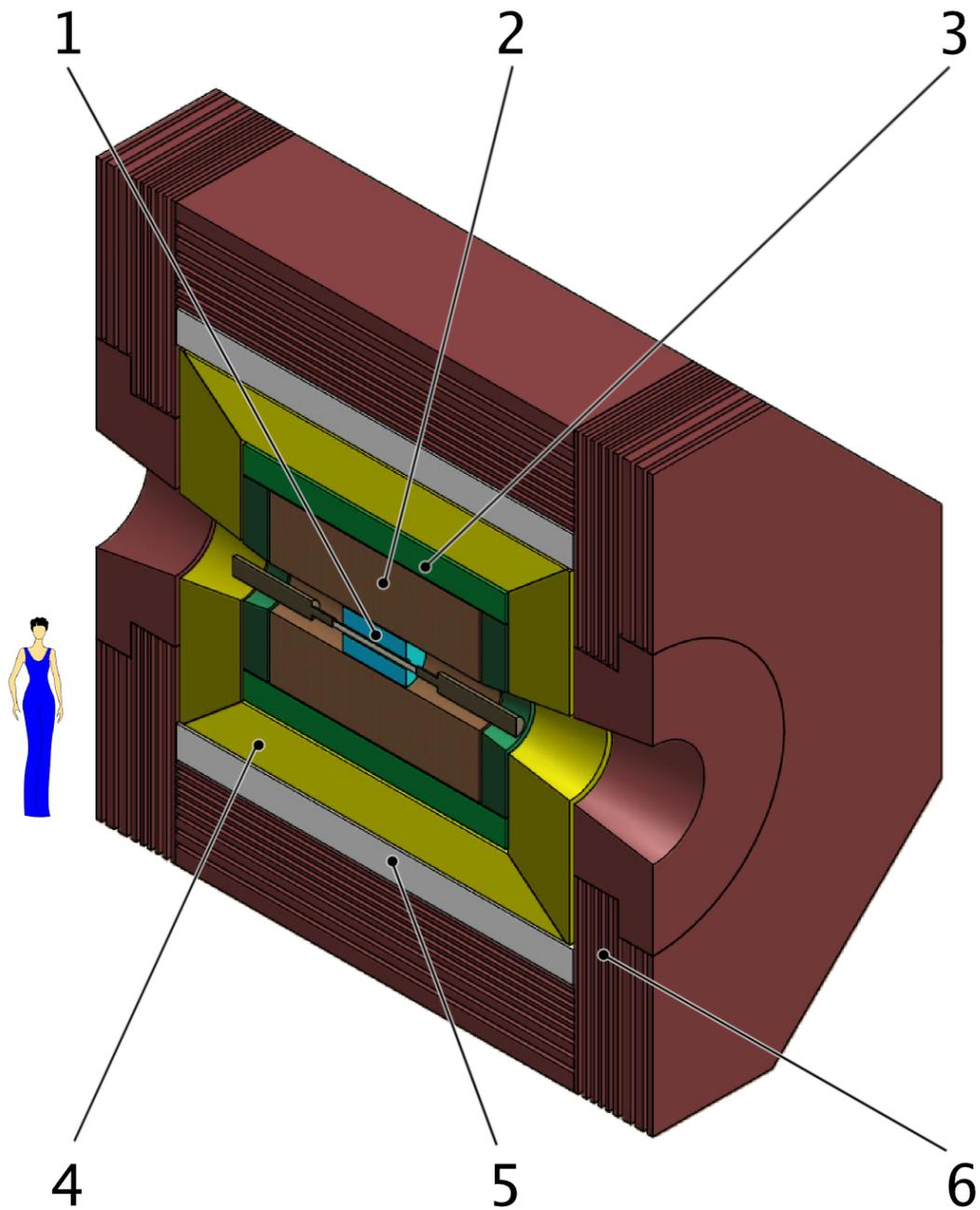


Рис. 2.1: Схема универсального магнитного детектора СЧТФ: 1 – вершинный детектор; 2 – дрейфовая камера; 3 – система идентификации ФАРИЧ; 4 – калориметр; 5 – сверхпроводящая катушка; 6 – ярмо магнита и мюонная система

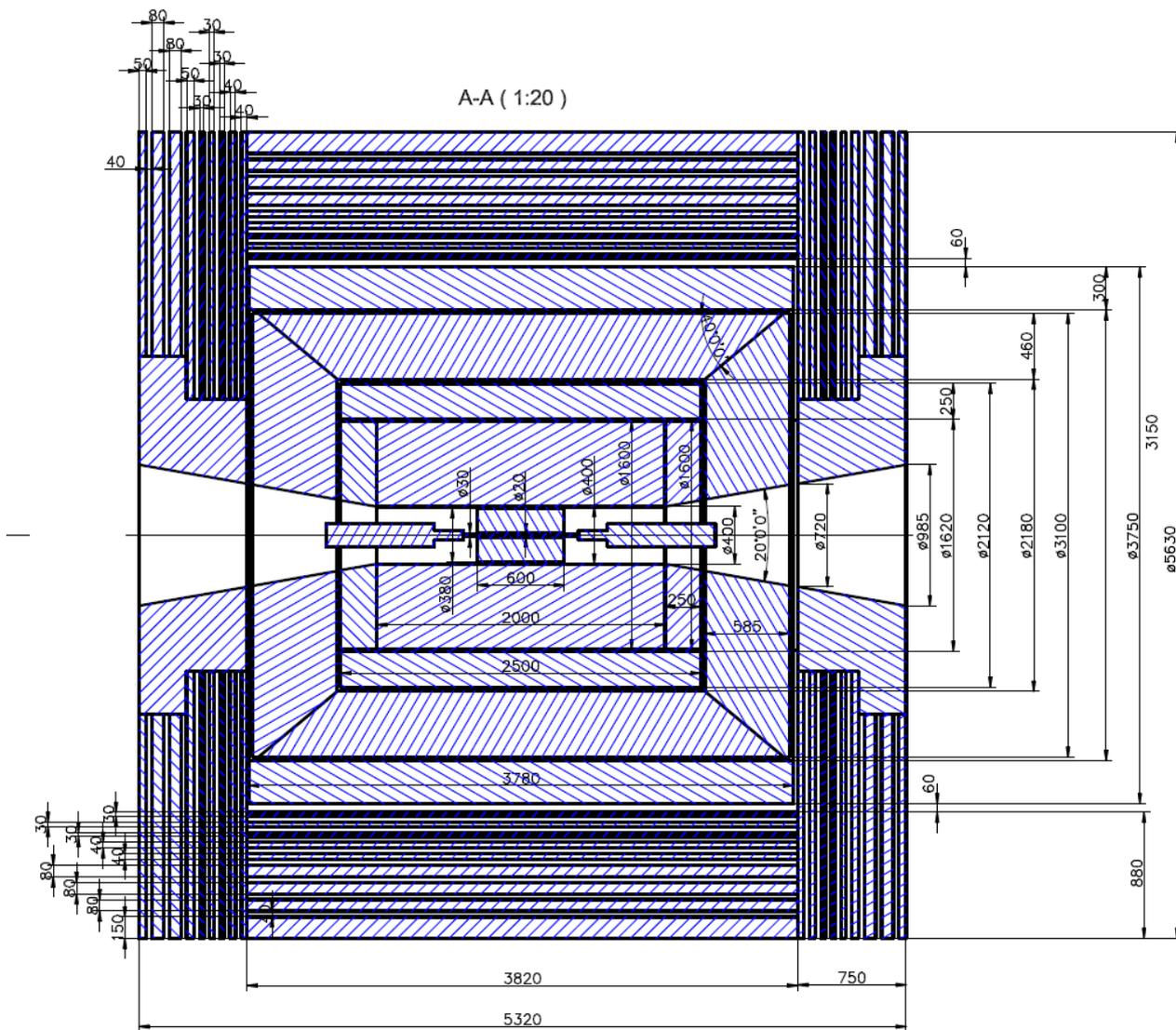


Рис. 2.2: Чертеж детектора СЧТФ в разрезе

## 2.2 Вакуумная камера

Пучки сталкиваются в центре вакуумной камеры из бериллия с радиусом 20 мм и длиной 600 мм. Толщина стенки — 1 мм. Для подавления фона от синхротронного излучения внутренняя поверхность камеры покрыта медной фольгой толщиной 0.05 мм. Такая конструкция обеспечивает малое количество вещества, составляющее примерно 0.6% радиационной длины при нормальном падении частиц.

## 2.3 Вершинный детектор

Вершинный детектор расположен между дрейфовой камерой и вакуумной камерой ускорителя и увеличивает перекрываемый координатной системой телесный угол до 98%. Вершинный детектор имеет цилиндрическую форму, его длина — 60 см, внутренний и внешний радиусы — 5 см и 40 см, соответственно. Основной задачей вершинного детектора является измерение длины пробега короткоживущих частиц, таких как  $K_S^0$  или  $\Lambda$ . Помимо этого, вершинный детектор дополняет дрейфовую камеру при измерении импульса заряженных частиц. Так как вершинный детектор расположен в непосредственной близости от места встречи, то он должен быть способен работать с потоком частиц высокой плотности, который ожидается при работе коллайдера на проектной светимости  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Кроме того, в задачу этого устройства входит регистрация вторичных вершин от распадов сравнительно долгоживущих частиц, таких как  $K_S^0$  или  $\Lambda$ .

При работе в составе детектора информация с вершинного детектора обрабатывается как совместно с данными дрейфовой камеры, что существенно улучшает импульсное разрешение координатной системы детектора, так и автономно для реконструкции вершины события.

В настоящее время рассматривается два варианта вершинной камеры: время-проекционная камера (англ. Time Projection Chamber или TPC) с регистрацией ионизационных треков с помощью микроструктурных детекторов и многослойный кремниевый детектор, выполненный по традиционной технологии.

### 2.3.1 Время-проекционная камера

Время-проекционная камера [1] представляет из себя комбинацию дрейфовой и пропорциональной камер (см. Рис. 2.3). В дрейфовом объеме, заполненном рабочей газовой смесью, например  $Ar/CO_2$  в пропорции 80/20, с помощью дополнительных электродов создается равномерное аксиальное электрическое поле между двумя вертикальными плоскостями, ограничивающими объем камеры и сеточным катодом, расположенным в центре.

Заряженная частица, пересекающая чувствительный объем камеры, оставляет в нём трек в виде цепочки кластеров ионизированного газа. Число кластеров на единицу длины зависит от газа. Так, для аргона при атмосферном давлении, оно равно примерно 30. В электрическом поле электроны из кластеров ионизации начинают дрейфовать к торцам камеры, образуя электронные лавины в сильном электрическом поле, которое создаётся вблизи чувствительных электродов, регистрирующих поперечные координаты кластеров. Продольная координата вычисляется путём перемножения времени дрейфа на скорость дрейфа, постоянную по всему объёму. Несмотря на то что длина дрейфа достаточно велика и составляет около 30 см, это не приводит к значительному расплыванию трека и, как следствие, к ухудшению поперечного пространственного разрешения, поскольку камера находится в продольном магнитном поле величиной 1 Тл, что подавляет поперечную диффузию почти на

два порядка (см. Рис. 2.4). Поэтому пространственное разрешение в поперечной плоскости  $X$ - $Y$  может достигать величин порядка 50 – 100 мкм. В продольном направлении разрешение несколько хуже и составляет примерно 300 мкм из-за большей продольной диффузии.

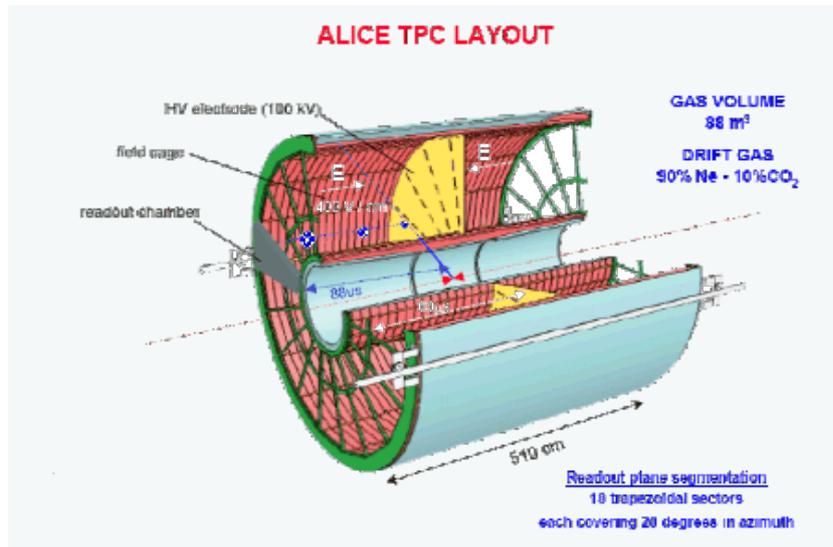


Рис. 2.3: Время-проекционная камера детектора ALICE (ЦЕРН)

В настоящее время во время-проекционных камерах для регистрации кластеров ионизации применяются многопроволочные пропорциональные камеры. Такие камеры не могут работать в непрерывном режиме из-за обратного потока заряженных ионов, который приводит к появлению пространственного заряда в объёме время-проекционной камеры и, как следствие, к искажению электрического поля. В свою очередь это ведёт к потере пространственного разрешения. Для предотвращения этого эффекта в существующих камерах установлена защитная сетка, открывающая доступ к многопроволочным камерам только по сигналу внешнего триггера. В свою очередь это приводит к появлению большого мёртвого времени и потере событий.

В новых поколениях коллайдеров, в частности на СЧТФ, время между событиями будет мало, что делает невозможным использование время-проекционных камер старого типа. Поэтому предложено несколько новых схем усиления и считывания сигнала, основанных на передовых разработках в области микроструктурных детекторов. Так, коллаборация  $\bar{P}ANDA$  разрабатывает время-проекционную камеру [5] с использованием газовых электронных умножителей (ГЭУ) [2], для усиления сигнала. Подобная камера [6] разрабатывается и для детектора для будущего международного линейного коллайдера (коллаборация LC TPC). Помимо ГЭУ коллаборация LC TPC исследует возможность использования Micromegas [3] в качестве усилителя сигнала (см. Рис 2.5). Необходимо отметить, что оба этих устройства уменьшают обратный ионный поток более чем в тысячу раз. Это позволяет время-проекционной камере, оснащенной одним из таких устройств, работать в непрерывном режиме.

При испытаниях прототипов с разными типами микроструктурных детекторов было получено хорошее пространственное разрешение, близкое к максимально достижимому уровню. Для тестов использовалась «горячая» газовая смесь  $Ar/CF_4/iC_4H_{10}$  в пропорции 95/3/2. При этом значения разрешения для камер с ГЭУ и Micromegas в магнитном поле 1 Тл, параллельном силовым линиям электрического поля, оказались примерно одинаковым. Для прототипа с ГЭУ разрешение, на расстоянии 5 см от торца камеры, составило — 52 мкм, а с использованием Micromegas — 55 мкм для той же длины дрейфа.

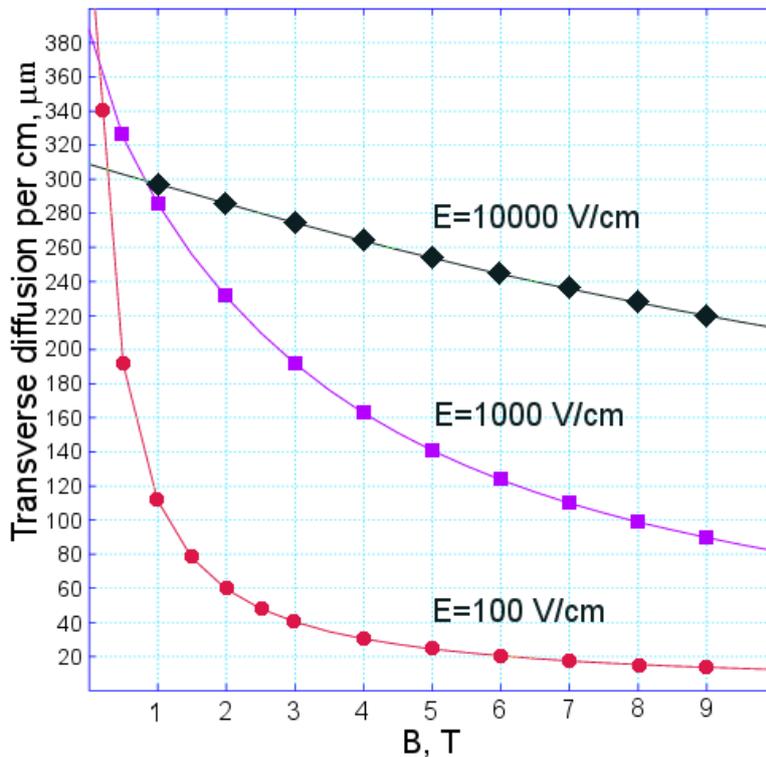


Рис. 2.4: Изменение диффузии с ростом магнитного поля для газовой смеси  $Ar/C_2H_4$  80/20 для разных напряженностей электрического поля

Дальнейшее улучшение пространственного разрешения возможно за счёт уменьшения размеров чувствительных элементов. В приведённых выше примерах они составили  $1.2 \times 5.4 \text{ мм}^2$  для варианта с ГЭУ и  $3.2 \times 7 \text{ мм}^2$  в случае использования Micromegas. Необходимо отметить, что в последнем случае чувствительные элементы были покрыты специальным резистивным слоем для распределения заряда по большей площади для улучшения пространственного разрешения. В настоящее время ведутся эксперименты по прямой регистрации сигнала с помощью пиксельных кремниевых детекторов с размерами пикселей порядка  $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ . Ожидается, что это позволит достичь пространственного разрешения на уровне  $\sim 40 \text{ мкм}$  вблизи плоскости регистрации.

Помимо съёма координатной информации, время-проекционную камеру можно использовать и для идентификации заряженных частиц по их энергетическим потерям. В самом деле, при типичном размере чувствительной площадки порядка 2 мм, на каждом треке, пересекающем камеру вдоль радиуса, будет около 70 измерений ионизационных потерь, что обеспечит разрешение по  $dE/dx$  на уровне нескольких процентов.

При конструировании время проекционной камеры важной задачей является уменьшение толщины боковых стенок, которые должны выдерживать разность потенциалов в несколько десятков киловольт. Такие высокие напряжения необходимы для создания внутри камеры электрического поля с напряжённостью порядка 200 – 300 В/см, обеспечивающего скорость дрейфа электронов около 5 см/мкс.

В настоящее время ведётся компьютерное моделирование вершинной камеры с помощью пакетов Geant4 и Root. Это позволит выбрать оптимальную конструкцию детектора.

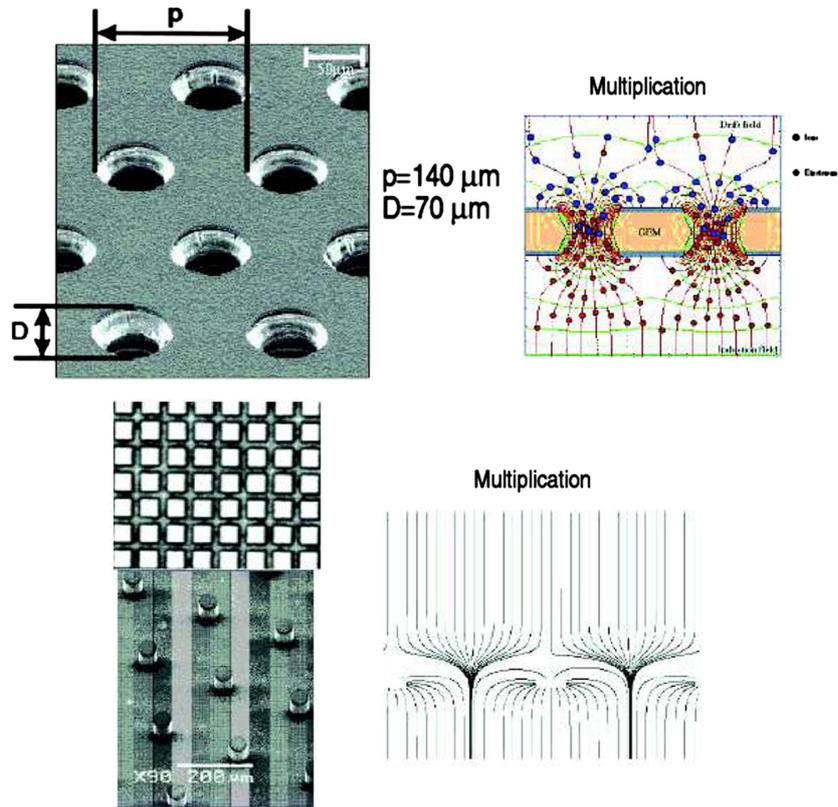


Рис. 2.5: Внешний вид и принцип работы ГЭУ (верхний ряд) и Micromegas (нижний ряд). Рисунок взят из [4]

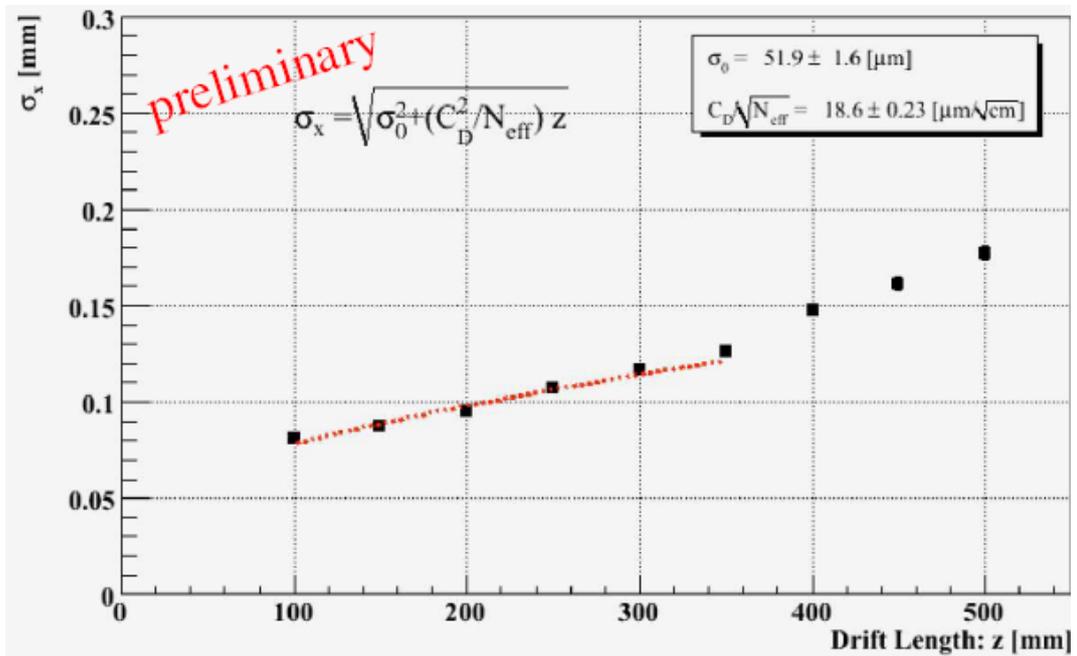


Рис. 2.6: Пространственное разрешение прототипа ТРС с использованием ГЭУ

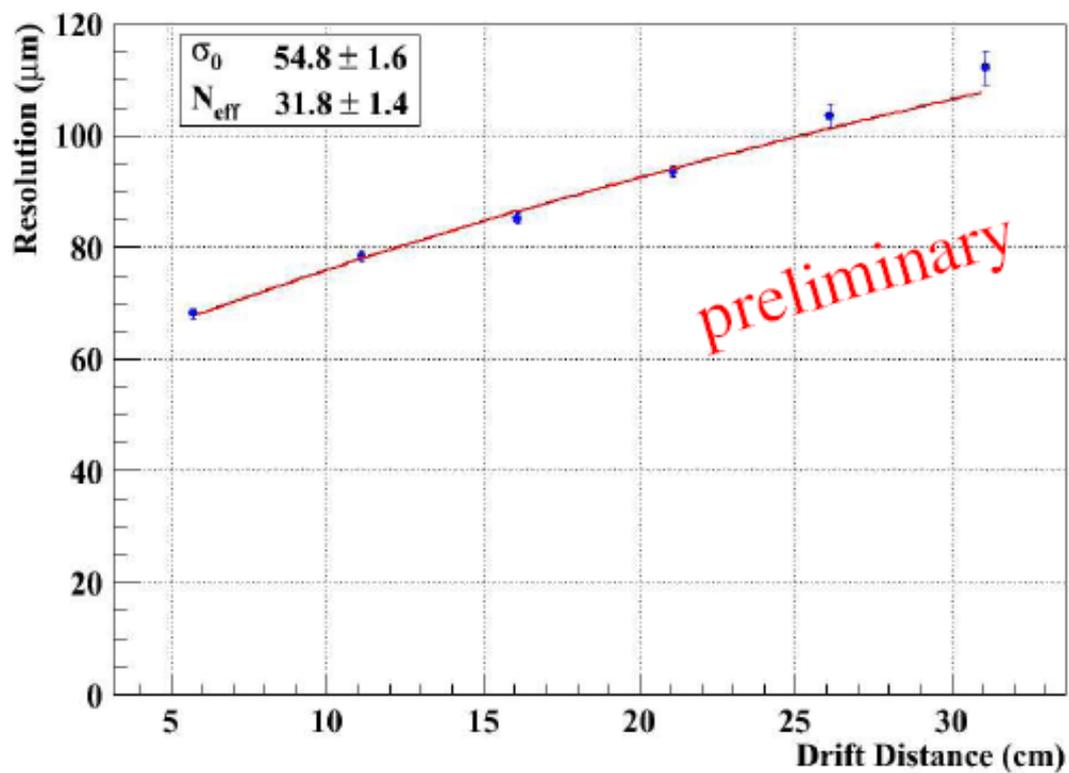


Рис. 2.7: Пространственное разрешение прототипа ТРС с использованием Micromegas

## 2.4 Дрейфовая камера

### 2.4.1 Введение

Дрейфовая камера (ДК) является основным трековым детектором и служит для измерения импульса заряженных частиц, а также измерения потерь энергии для идентификации частиц. Требуемым свойствам и размерам отведенным под дрейфовую камеру очень хорошо соответствует ДК детектора ВаВаг, поэтому один из рассматриваемых вариантов камеры основан на ней, данная камера описана в оригинальной публикации [7].

### 2.4.2 Дизайн дрейфовой камеры

Дрейфовая камера имеет цилиндрическую форму с внешним диаметром 1600 мм, внутренним диаметром 400 мм и длиной 2000 мм (Рис. 2.2). Торцевые пластины изготовлены из алюминия толщиной 24 мм и несут осевую нагрузку 31800 кН. В них просверлены отверстия, в которых закреплены пластиковые направляющие с металлическими вставками — пинами — для крепления проволочек. Проволочки крепятся в пинах методом обжима. Максимальная деформация торцевых пластин под нагрузкой от натянутых проволочек составляет около 2 мм при удлинении проволочек от натяжения равном 7 мм. Внутренний цилиндр ДК изготовлен из углепластика толщиной 1.5 мм, внешний цилиндр — из стеклотекстолита (СТЭФ) толщиной 5 мм. Внутренний цилиндр ДК несет 40% нагрузки от проволочек, а внешний — 60%. Для упрощения сборки дрейфовой камеры и натяжения проволочек внешняя обечайка ДК состоит из двух половинок цилиндра. Основной структурный элемент изготовлен из 5 мм СТЭФ. Внешняя обечайка ДК выдерживает изменения давления в 30 мбар и перепады температуры  $\pm 20^\circ\text{C}$ . Эти требования возникают при транспортировке и эксплуатации ДК. На внутреннюю поверхность внешней обечайки нанесена алюминиевая фольга толщиной 25 мкм, а на внешнюю поверхность внутренней обечайки — 100 мкм. Фольга имеет электрический контакт с торцевыми пластинами и служит в качестве экрана. Полная толщина материала ДК при нормальном падении частицы составляет 1.08%  $X_0$ , из которых газ и проволочки составляют 0.2%  $X_0$ , внутренний цилиндр 0.28%  $X_0$ .

Проволочная структура дрейфовой камеры сформирована из 40 слоев, состоящих из 7104 гексагональных ячеек.

### 2.4.3 Проволочная структура

#### 2.4.3.1 Расположение слоев

Слои ячеек сгруппированы в 10 суперслоев по четыре ячейки в каждом. Каждый слой суперслоя содержит одинаковое число ячеек, при этом каждый последующий слой сдвинут на половину ячейки. Такое расположение позволяет восстанавливать сегмент трека внутри одного суперслоя даже если одна из четырех анодных проволочек не сработает. Дрейфовая камера содержит четыре аксиальных суперслоя (А) с проволочками, параллельными оси ДК и шесть стерео суперслоев с проволочками наклоненными к оси ДК. Стереоугол между суперслоями меняет знак между аксиальными (А) и стерео (U, V) парами, в порядке AUVAUVAUVA, как показано на Рисунке 2.8. Стереоугол изменяется от  $\pm 45$  мрад до  $\pm 76$  мрад и выбран так, чтобы структура отверстий для проволочек для обоих торцов совпадала. Координаты отверстий имеют 16-кратную азимутальную симметрию для удобства разделения считывающей и триггерной электроники.

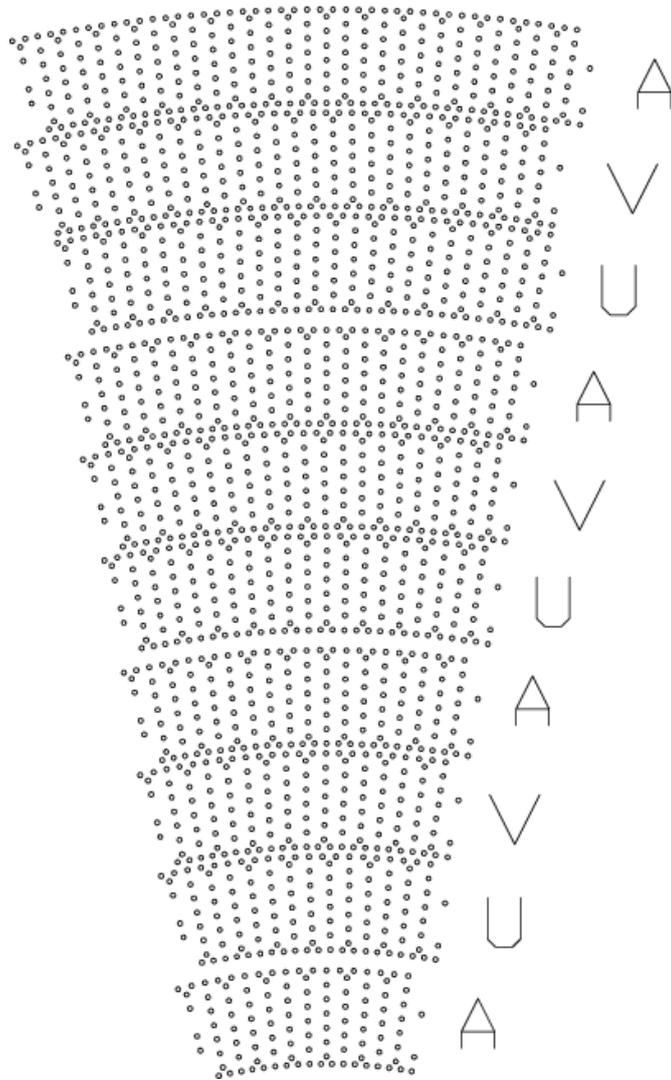


Рис. 2.8: Проволочная структура ДК. Показана 1/16 часть всей камеры, указаны аксиальные (A) и стерео (U, V) суперслои

Выбранный порядок расположения суперслоев является оптимальным для трехмерной реконструкции треков в дрейфовой камере.

Плюсом такого дизайна являются высокая степень однородности изохрон вдоль ячейки. Однако при высокой множественности заряженных частиц, наличии распадных вершин, а также фоновых треков и просто высоких загрузок может возникнуть проблема низкой эффективности реконструкции как фрагментов треков, так и их сшивки и, как результат, низкое качество восстановления треков. Кроме того возникают мертвые зоны разделяющие суперслои друг от друга и необходимость в дополнительных охранных проволочках.

#### 2.4.3.2 Тип ячейки

Ячейка, используемая в ДК, имеет гексагональную форму. Размер ячейки в радиальном направлении равен 11.9 мм, а в азимутальном — 19 мм. Гексагональная форма ячейки обеспечивает круговую симметрию электрических полей на большей части ячейки. Вариация размеров сторон ячейки в каждом слое позволила расположить 40 слоев ячеек в ограни-

ченном по радиусу пространстве, отведенном в детекторе для дрейфовой камеры. Каждая ячейка состоит из одной анодной проволоочки, окруженной шестью полевыми, расположенными на радиусе около 10 мм.

Гексагональная форма ячеек имеет высокое отношение количества сигнальных проволоочек к количеству полевых, что экономит общее количество проволоочек, но приводит к высокой емкостной связи между соседними сигнальными проволоочками.

Анодные проволоочки диаметром 20 мкм изготовлены из вольфрам-рениевого сплава и натянуты с усилием 30 г. Их гравитационный прогиб равен 200 мкм на середине длины проволоочки. Удельное сопротивление вольфрам-рениевого сплава равно 290 Ом/м, у чистого вольфрама этот параметр меньше — 160 Ом/м. Но, при этом, вольфрам-рениевый сплав заметно прочнее и обеспечивает лучшее качество поверхности проволоочки, что и явилось определяющим при выборе материала проволоочки.

Высокое положительное напряжение приложено к анодной проволоочке, полевые проволоочки заземлены. Для уменьшения вклада многократного рассеяния на газе в импульсное разрешение ДК в камере предполагается использовать газовую смесь гелий-изобутан в пропорции 80/20 с большой радиационной длиной. Для этой смеси рабочий коэффициент газового усиления  $5 \cdot 10^4$  достигается при напряжении 1960 В.

Натяжение анодных и полевых проволоочек в ДК выбрано так, чтобы их гравитационные провисания были равны. Для этого натяжение алюминиевых проволоочек необходимо выбрать равным 155 г. Эта нагрузка меньше половины предела упругой деформации. Моделирование электростатических и гравитационных смещений проволоочек в ячейке показало, что выбранная конфигурация не имеет проблем со стабильностью. При рабочем напряжении 1960 В смещение проволоочек составляет менее 60 мкм.

В ячейки внешнего и внутреннего слоев суперслоя добавлено по две дополнительные защитные проволоочки для улучшения формы электростатических полей, а также для повышения однородности коэффициента газового усиления в пределах суперслоя. На внутреннем краю первого слоя и на внешнем краю последнего слоя добавлены две дополнительных проволоочки на каждую ячейку для собирания заряда, вызванного фотоэффектом на материале стенок камеры.

Для крепления и позиционирования анодных, полевых и дополнительных проволоочек используются три разных типа направляющих, которые показаны на Рисунке 2.9. Внутри направляющих расположены металлические пины для точного позиционирования и закрепления концов проволоочек. Пины для крепления анодных проволоочек изготовлены из меди и покрыты золотом, а пины для крепления полевых проволоочек изготовлены из золоченого алюминия. Выбор материала и толщина стенок в местах обжима были выбраны так, чтобы обеспечить допустимую деформацию пина около 150 мкм в месте обжима и не допустить обрыва проволоочек.

### 2.4.3.3 Форма изохрон

Расчетная форма изохрон и линий дрейфа ионов для ячеек третьего и четвертого слоя ячеек в суперслое показаны на Рисунке 2.10. Изохроны имеют круглую форму вблизи сигнальной проволоочки, но сильно искажаются вблизи полевых проволоочек. Ионы, образовавшиеся в зазоре между суперслоями, собираются в крайних ячейках с задержкой в несколько микросекунд. При этом задержанные ионы не оказывают влияния на измерение времени дрейфа, но влияют на измерение ионизационных потерь.

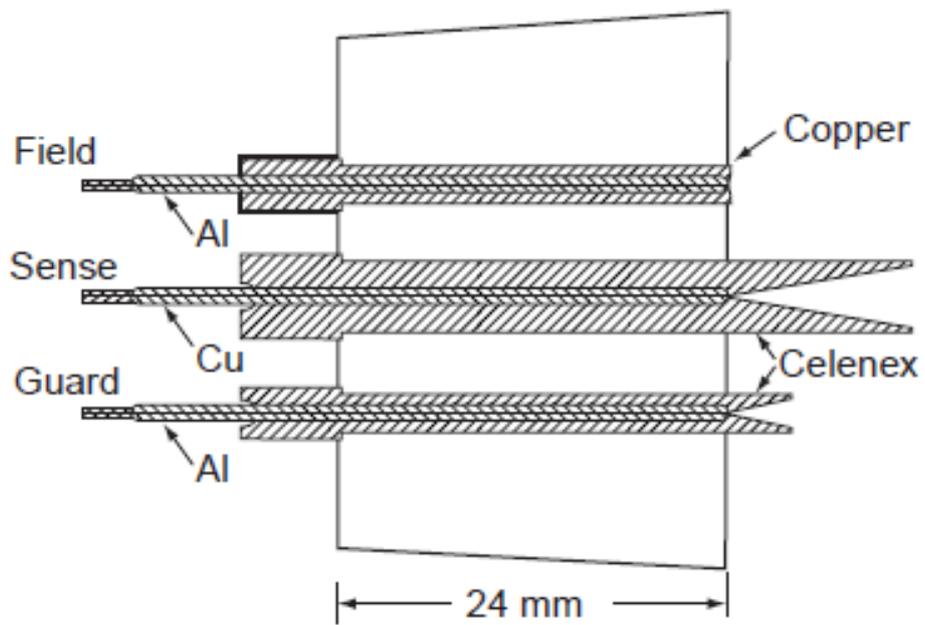


Рис. 2.9: Три типа направляющих в 24 мм торцевой пластине ДК

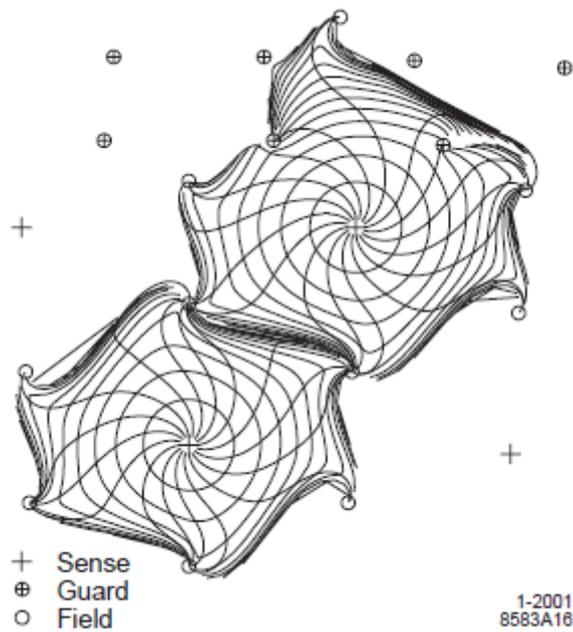


Рис. 2.10: Изохроны для ячеек третьего и четвертого слоя в аксиальном суперслое

#### 2.4.3.4 Наведенные сигналы

Наличие емкостной связи между проволочками дрейфовой камеры приводит к тому, что при срабатывании одной анодной проволочки наводится сигнал противоположной полярности на соседних проволочках. Этот эффект максимален для близкорасположенных ячеек в суперслое и составляет от  $-0.5\%$  для внешних слоев до  $-2.7\%$  для внутренних слоев ячеек в суперслое. Для ячеек одного слоя наведенный сигнал составляет от  $-0.8\%$  до  $-1.8\%$ .

#### 2.4.3.5 Газовая система

Дрейфовая камера работает на газовой смеси, состоящей из 80% гелия и 20% изобутана. Для повышения радиационной стойкости ДК в смесь подмешивается 3500 ppm паров воды. В результате этого в газовую смесь попадает около 100 ppm кислорода, который, тем не менее, не приводит к существенному понижению коэффициента газового усиления. Давление в камере поддерживается на уровне 4 мбар выше атмосферного с помощью циркуляционного насоса. В процессе работы в ДК постоянно добавляется свежая газовая смесь для компенсации потерь на утечки.

#### 2.4.3.6 Характеристики дрейфовой камеры

Наш выбор типа дрейфовой камеры детектора СЧТФ обусловлен тем, что похожая по конструкции дрейфовая камера детектора ВаВаg за более чем 10 лет работы в эксперименте показала отличные рабочие характеристики. Импульсное разрешение ДК, полученное с космическими частицами, составило:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_T + (0.45 \pm 0.03)\%$$

Среднее пространственное разрешение, полученное по всем ячейкам ДК, составило 125 мкм, а в области наиболее однородного электрического поля в ячейке разрешение равно 100 мкм.

Электроника ДК предназначена для измерения времени дрейфа с точностью 1 нс и заряда, собранного с анодной проволочки. Электронное усиление каждого канала электроники калибруется и нормируется на газовое усиление соответствующего слоя ДК. Среднее значение  $dE/dx$  для каждого трека вычисляется методом усеченного среднего с выбрасыванием 20% максимальных амплитуд. Зависимость ионизационных потерь в камере для различных типов частиц от импульса показана на Рисунке 2.12. Для электронов от процесса упругого рассеяния получено  $\sigma(dE/dx)/(dE/dx) \leq 7.5\%$ .

#### 2.4.3.7 Счет кластеров

В настоящее время из-за коммерческой доступности флэш-АЦП с 1 Гс/с активно обсуждается счёт и измерение времени отдельных кластеров ионизации (англ. Cluster Counting/Timing) для трековых систем. Данная технология позволяет на временном сигнале выделять отдельные кластеры, временную диаграмму которых можно использовать при анализе срабатываний и треков.

На Рисунке 2.13 показан полученный в работе [8] сигнал от космической частицы в 8 мм дрейфовой трубке и реконструированные кластеры.

Чем может быть полезна информация о временном распределении кластеров? На Рис. 2.14 схематично изображен след частицы вблизи анодной проволочки. Красными точками показаны кластеры первичной ионизации, расстояние между которыми имеет экспоненциальное

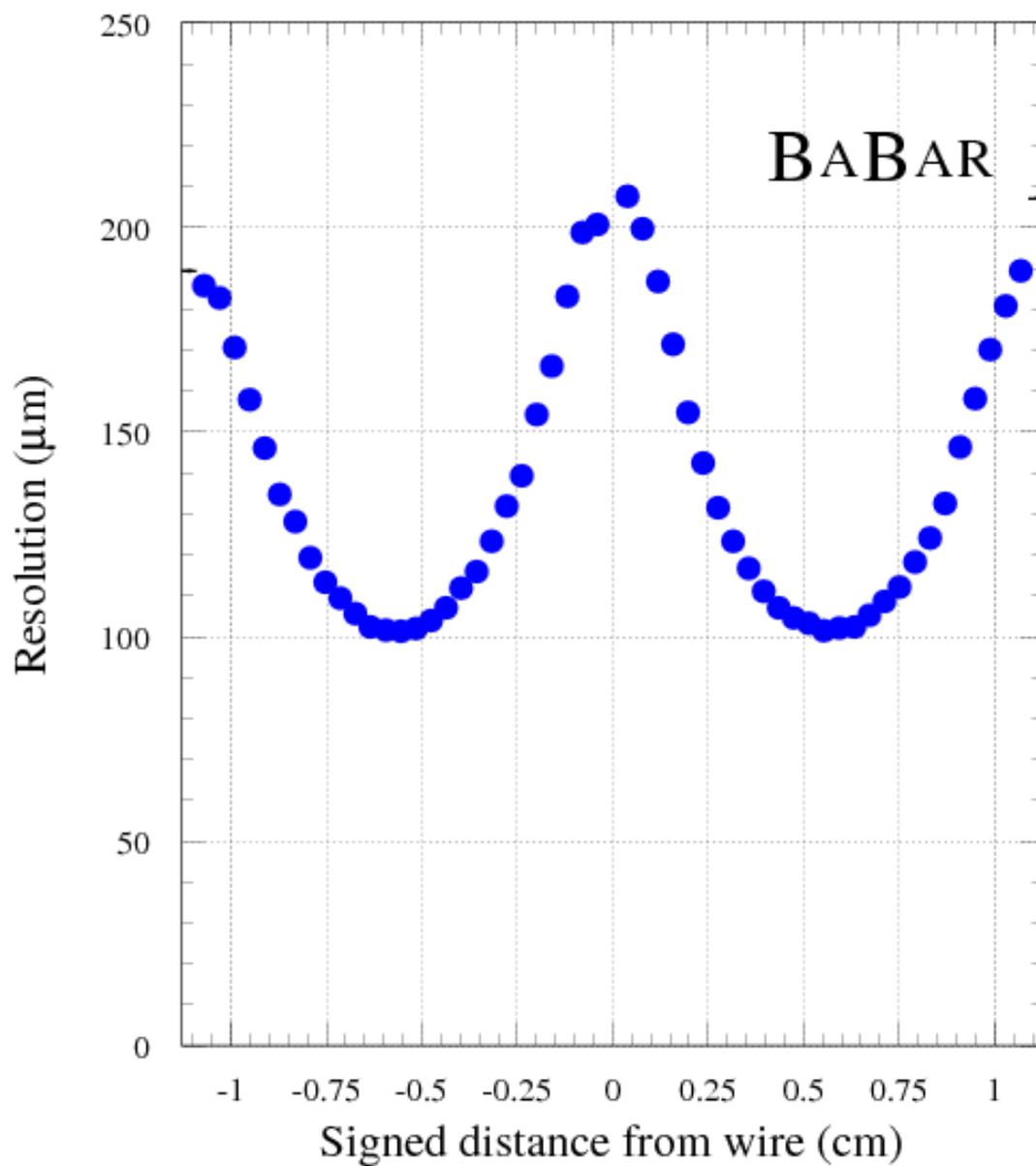


Рис. 2.11: Зависимость пространственного разрешения в ячейке ДК ВаВар от расстояния до анодной проволоки

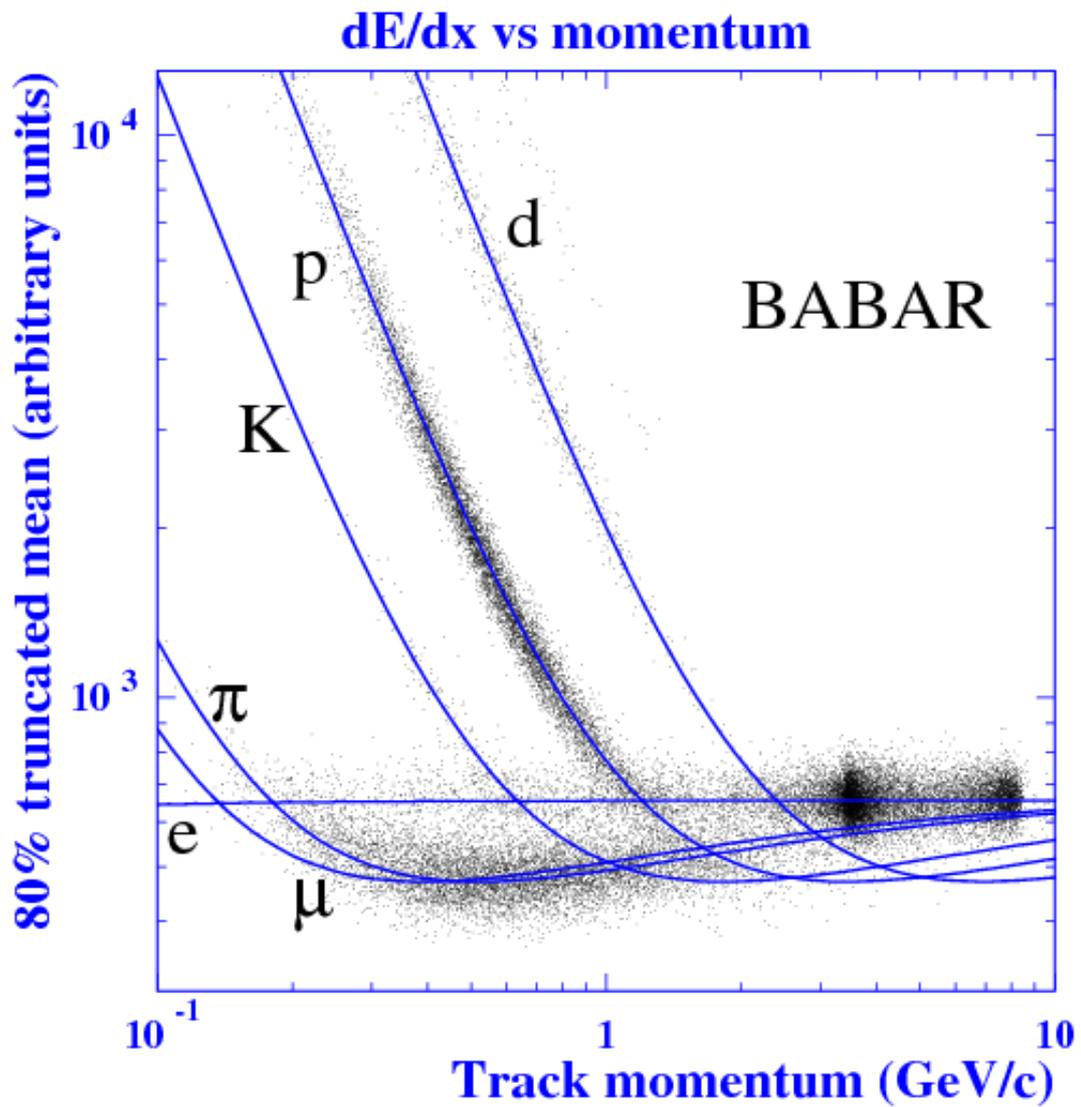


Рис. 2.12: Зависимость ионизационных потерь в камере для различных типов частиц от импульса

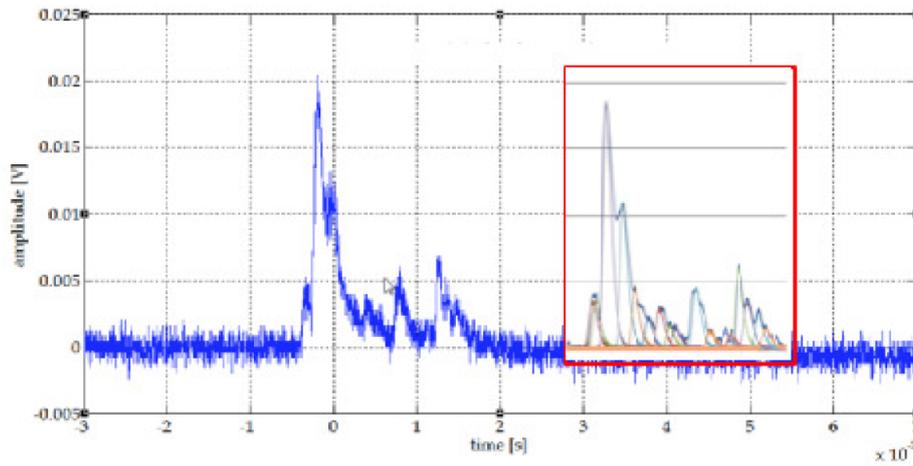


Рис. 2.13: Оциллограмма сигнала для космической частицы в дрейфовой трубке  $\varnothing 8$  мм с газовой смесью 90/10 *He/iso* – *C4H10*; в красной рамке показаны реконструированные кластеры первичной ионизации

распределение с параметром  $\lambda$ . Временное распределение реконструированных кластеров будет зависеть как от  $\lambda$ , так и от расстояния между треком и проволочкой  $d$ . Таким образом, информация о временном распределении кластеров позволяет определить оба параметра  $\lambda$  и  $d$  либо повысит их точность.

В работе [8] на моделировании показано двукратное увеличение координатного разрешения для срабатываний с малым временем дрейфа (Рис. 2.15) и существенное улучшение разделения частиц по ионизационным потерям (Рис. 2.16). Конечно, использование счёта и измерения времени кластеров несёт потенциальную возможность повысить качество данных, однако существенно усложняет электронику и систему сбора данных. Кроме того, до сих пор нет опыта использования этой технологии в реальных экспериментах или хотя бы в многоканальных прототипах. Здесь требуется большая работа по разработке и макетированию.

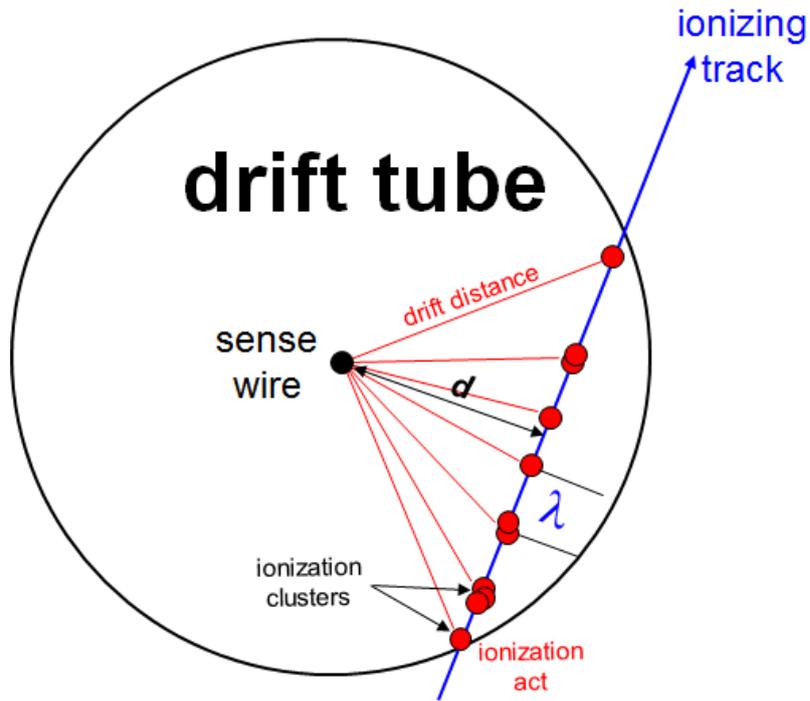


Рис. 2.14: Схема следа от частицы вблизи анодной проволочки

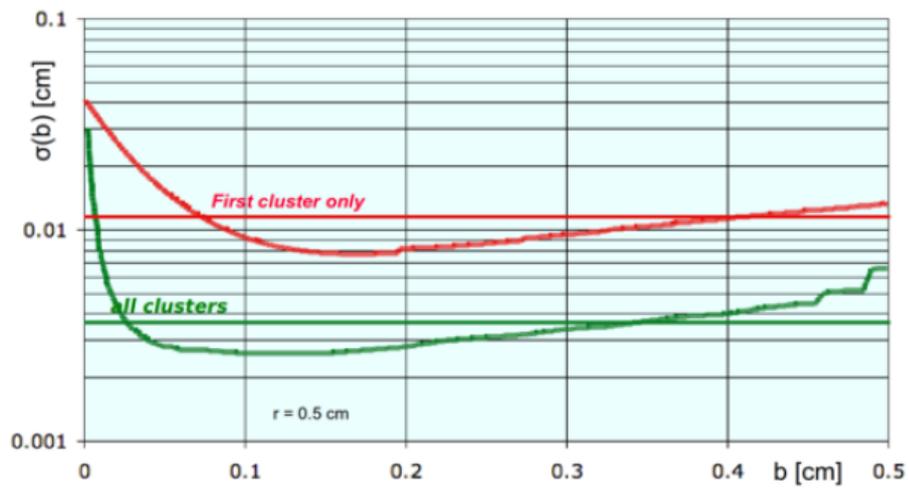


Рис. 2.15: Координатное разрешение в зависимости от расстояние между анодом и треком. Нижняя кривая — с учетом кластерной информации, верхняя — без учета

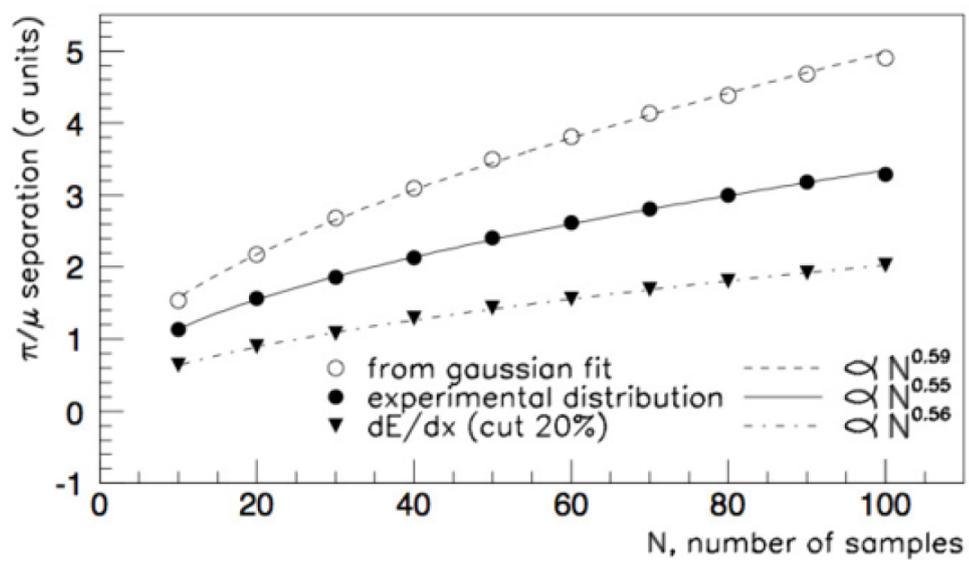


Рис. 2.16: Пример разделения частиц по ионизационным потерям (теория и эксперимент)

## 2.5 Система идентификации ФАРИЧ

### 2.5.1 Введение

Для достижения физических целей эксперимента существенным является высокое качество идентификации лептонов и адронов во всем диапазоне импульсов из распадов  $\tau$ -лептона и состояний с  $c$ -кварком. В частности, поиск нарушения лептонного аромата в канале распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  с чувствительностью порядка  $10^{-9}$  требует хорошего разделения мюонов и пионов с импульсом около 1 ГэВ/с. Другой пример — поиск  $CP$ -нарушения в распадах  $D$ -мезона, что требует идентификацию всех частиц для полной реконструкции конечного состояния и для мечения аромата второго  $D$ -мезона в событии.

Идентификация лептонов выполняется электромагнитным калориметром и мюонной системой. По измерениям ионизационных потерь энергии в дрейфовой камере ( $dE/dx$ ) можно идентифицировать заряженные адроны с импульсами до 0.7 ГэВ/с. Также идентификацию адронов можно проводить по времени пролета, как в эксперименте BESIII (Китай) с хорошей достоверностью до импульсов 0.9 ГэВ/с [9]. Разделение пионов и мюонов с импульсом менее 1 ГэВ/с представляет сложную задачу для существующих пробегных мюонных систем. Так, например, эффективность детектора BaBar (SLAC) к мюонам составила 64% при вероятности ложной идентификации пионов 2% для импульса частиц 1 ГэВ/с, что соответствует разделению 2.4 сигмы [10]. На системе KLM детектора Belle при той же вероятности ложной идентификации пионов получена несколько бóльшая эффективность к мюонам — 78%, что соответствует разделению 2.8 сигмы [11]. При уменьшении импульса достоверность  $\mu/\pi$ -разделения быстро падает на обоих детекторах.

В качестве системы идентификации на СЧТФ предлагается применить детектор черенковских колец на основе «фокусирующего» аэрогеля — ФАРИЧ. Он способен обеспечить высокое  $\mu/\pi$ -разделение для импульсов в диапазоне 0.5 ÷ 1.6 ГэВ/с, а также  $\pi/K/p$ -разделение для больших импульсов, не достижимых с помощью измерения ионизационных потерь. В разделе 2.5.4 приведены результаты моделирования разделяющей способности ФАРИЧ, а в разделе 2.5.5 приведены результаты первых испытаний прототипа ФАРИЧ на пучке заряженных частиц.

Аэрогель представляет собой пористый диоксид кремния с размерами пор меньше длины волны видимого света. Показатель преломления аэрогеля варьируется в пределах от 1.006 до 1.2. Аэрогель с хорошей прозрачностью применяется в качестве черенковского радиатора для частиц с импульсом несколько ГэВ/с.

Впервые детектор черенковских колец с радиатором из аэрогеля был применен в эксперименте HERMES [12]. Затем аэрогель применили в RICH1 детектора LHCb [13]. Оба детектора использовали аэрогель в дополнение к газовому радиатору, который работал при больших импульсах, а также фокусирующие зеркала для формирования изображения кольца от обоих радиаторов.

В детекторах черенковских колец со схемой “proximity focusing” фотонный координатно-чувствительный детектор отделен от слоя жидкого или твердого радиатора некоторым промежутком. При прохождении частицы на фотодетекторе образуется черенковское кольцо, радиус которого пропорционален длине промежутка, а ширина — толщине радиатора. Эта схема позволяет делать более компактные детекторы без применения фокусирующих зеркал. Такая методика с использованием радиаторов из аэрогеля и фторида натрия (NaF) была применена в детекторе для эксперимента на Международной Космической Станции AMS-02 [14]. Также сегодня готовится к началу набора статистики детектор Belle II на  $e^+e^-$ -коллайдере SuperKEKB (Япония), где для идентификации частиц в торце используется

черенковский счетчик с радиатором из двух слоев аэрогеля. Толщина и показатели преломления подобраны, таким образом, чтобы черенковские кольца максимально перекрывались (фокусировались) в плоскости фотонного детектора (200 мм). Первые результаты испытаний на заряженных частицах находятся в хорошем согласии с расчетом [15].

## 2.5.2 Принцип ФАРИЧ

В компактных детекторах черенковских колец конечная толщина радиатора черенковского излучения является одним из определяющих факторов, ограничивающих точность измерения черенковского угла. В работах [16, 17, 18] было предложено использовать в качестве радиатора несколько слоев аэрогеля, чтобы преодолеть это ограничение. Толщина слоев и показатель преломления в каждом слое подбираются таким образом, чтобы черенковские кольца от всех слоев совпадали в плоскости детектирования, или были четко отделены друг от друга (Рис. 2.17). Оба варианта позволяют уменьшить ошибку, связанную с неопределенностью точки испускания фотона. Такой радиатор называется «фокусирующим», а детектор, использующий этот радиатор — ФАРИЧ (англ. FARICH — Focusing Aerogel RICH).

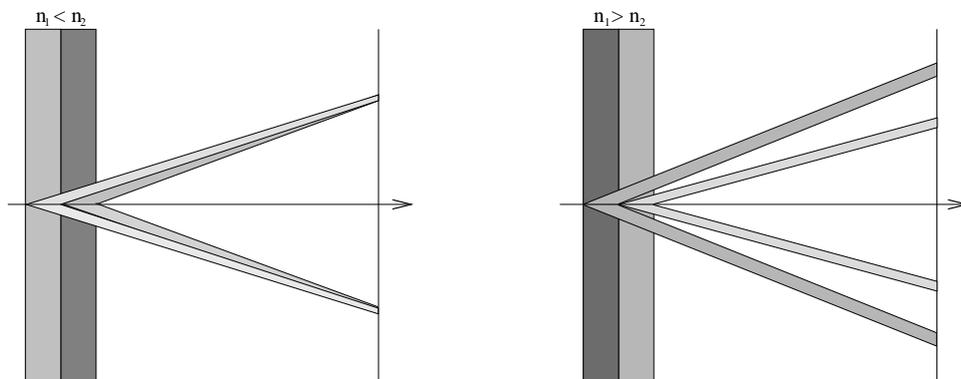


Рис. 2.17: ФАРИЧ в одно-кольцевом (слева) и много-кольцевом (справа) вариантах

В Новосибирске в 2004 году впервые был получен образец многослойного аэрогеля [17]. Он имел четыре слоя с показателями преломления и толщинами, которые совпали с проектными значениями с хорошей точностью. В настоящее время имеются блоки аэрогеля с 2–4 слоями в одно-кольцевом варианте и размерами до  $115 \times 115 \times 40 \text{ мм}^3$ .

## 2.5.3 Проект системы

Система ФАРИЧ для СЧТФ должна покрывать почти полный телесный угол и идентифицировать мюоны и заряженные адроны с импульсами примерно до 2 ГэВ/с. Система будет работать в магнитном поле детектора 1 Тл, что налагает серьезное ограничение на выбор фотонного детектора. На сегодняшний день существует единственный фотонный детектор видимого спектра, способный работать в сильном магнитном поле с любой ориентацией. Это многопиксельный лавинный фотодиод (ЛФД), работающий в гейгеровском режиме, называемый также кремниевым фотоумножителем (КФЭУ) [19]. КФЭУ практически нечувствителен к магнитному полю, имеет усиление порядка  $10^6$ , высокую эффективность регистрации фотонов, низкое напряжения питания и малый размер. Существует два варианта КФЭУ — *аналоговый* и *цифровой*. Аналоговый прибор имеет матрицу из параллельно-соединенных лавинных фотодиодов с последовательно включенными гасящими сопротивлениями. Размеры фо-

тодиодов варьируются для разных моделей от десятка до сотни микрометров, а сами приборы имеют чувствительный размер от 1 мм до 10 мм. Наиболее известные производители аналоговых КФЭУ — Hamamatsu (Япония) [23], FBK (Италия) [24] и SensL (Ирландия) [25]. У всех трех фирм последние версии приборов очень похожи по своим характеристикам: эффективность регистрации фотонов, темновой ток, оптические перекрестные наводки. Сравнительный анализ характеристик приборов этих фирм можно найти в работе [26]. Современный уровень собственных шумов при комнатной температуре составляет меньше  $100 \text{ кГц/мм}^2$ , а эффективность регистрации фотонов в максимуме спектральной чувствительности достигает  $40 \div 50\%$ .

Цифровой КФЭУ изготавливается по технологии КМОП и помимо матрицы лавинных фотодиодов со схемами активного гашения имеет интегрированную оцифровывающую электронику (сумматоры, ВЦП и т.п.) на том же кристалле [20, 21, 22]. Электроника и многочисленные выводы цифровых КФЭУ, как правило, уменьшают активную площадь по сравнению с аналоговыми приборами. Пионером цифровых КФЭУ является компания Philips со своим прибором Digital Photon Counter (DPC) [20]. Сенсор DPC, расположенный на кристалле размером  $7.2 \times 7.9 \text{ мм}^2$  и содержит 12800 или, в другой модели, 25600 лавинных фотодиодов, разделенных на  $2 \times 2$  пикселя, схемы активного гашения и отключения каждого ЛФД, триггерную схему, схему суммирования числа сработавших ячеек и два ВЦП для обработки сигналов. Матрица  $4 \times 4$  сенсоров DPC плотно упакована на печатной плате — *тайле* — размером  $32.6 \times 32.6 \text{ мм}^2$  вместе с чипом FPGA для считывания и сохранения параметров сенсоров.  $2 \times 2$  тайла в свою очередь объединены в модули. Приборы DPC разрабатывались прежде всего для позитрон-эмиссионной томографии и поэтому обладают большим мертвым временем, требуемым для суммирования числа сработавших микроячеек, которое в самой быстрой конфигурации составляет 720 нс. При комнатной температуре частота темновых срабатываний отдельных ЛФД сенсора DPC составляет около 10 МГц, поэтому работа в однофотонном режиме возможна только при охлаждении прибора до  $-40^\circ\text{C}$  и ниже.

Сравнение цифровых и аналоговых КФЭУ приведено в работе [27].

Основным ограничивающим моментом в применении КФЭУ в ускорительных экспериментах является их неудовлетворительная радиационная стойкость [28, 29]. Исследования показали, что, начиная с дозы в  $10^{10} n_{\text{eq}}/\text{см}^2$ , собственные шумы повышаются примерно в 2 раза, что может негативно сказаться на качестве реконструкции черенковского кольца в событии и пропускной способности электроники системы.

Для применения в торцевой части системы ФАРИЧ рассматриваются также ФЭУ с микроканальными пластинами (МКП) и гибридные лавинные фотодиоды (англ. Hybrid Avalanche PhotoDiode — HAPD). Преимущества у ФЭУ с МКП перед кремниевыми — в большей радиационной стойкости и меньшем уровне шумов (менее  $100 \text{ кГц/см}^2$ ). ФЭУ с МКП отлично подходят для работы в продольных магнитных полях до 1–2 Тл, а в поле 1 Тл под углом  $45^\circ$  коэффициент сбора фотоэлектронов падает в 2 раза [30]. На основе HAPD и фокусирующего аэрогелевого радиатора (два слоя аэрогелевых блоков толщиной по 20 мм и показателями преломления  $n = 1.045$  и  $n = 1.055$ ) командой из коллаборации Belle II был собран и протестирован сегмент торцевой системы идентификации ARICH для эксперимента. Было получено для релятивистских частиц 8.6 фотоэлектронов и угловое разрешение на трек  $\sigma_t = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N_{\text{ФЭ}}}} = \frac{15.6}{\sqrt{8.6}} \approx 5 \text{ мрад}$  [15]. Так же было показано, что данный тип фотодетекторов способен работать в продольном магнитном поле до 1.5 Тл и способен работать при интегральной дозе  $10^{12} n_{\text{eq}}/\text{см}^2$ , которая является оценочной для торцевой части детектора Belle II после набора  $70 \text{ абн}^{-1}$ . ФЭУ с МКП и HAPD являются хорошими кандидатами в фотонные детекторы для торцевой части системы ФАРИЧ детектора СЧТФ.

На Рис. 2.18 представлена схема системы идентификации ФАРИЧ. Она состоит из барельной и двух торцевых частей. Система занимает 98% от полного телесного угла. Общая площадь радиатора —  $17\text{ м}^2$ , площадь фотонных детекторов —  $21\text{ м}^2$ . Количество фотосенсоров (пикселей) и каналов электроники составляет примерно 1 миллион.

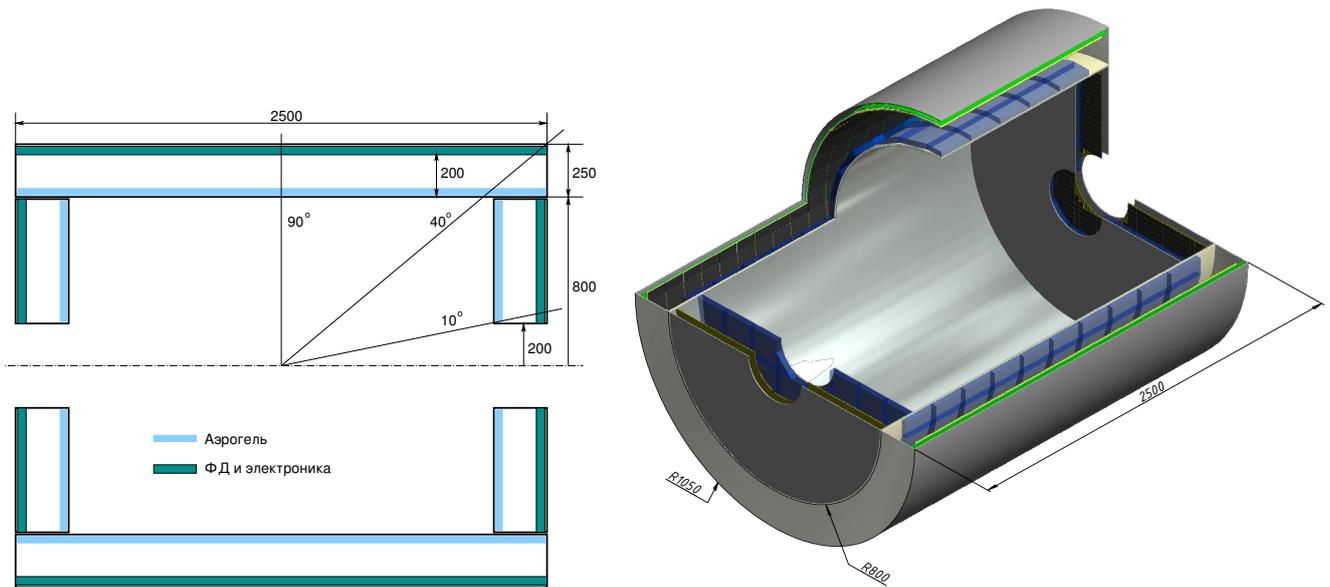


Рис. 2.18: Система идентификации FARICH для детектора СЧТФ

Такое большое число каналов электроники и их высокая плотность потребуют разработки детекторной электроники, основанной на специализированных интегральных схемах (ASIC) или применение цифровых КФЭУ. При этом оцифровка должна производиться внутри детектора. На сегодняшний день в мире разработано несколько специализированных чипов на основе технологии ASIC для считывания матриц кремниевых КФЭУ: NINO [31], MAROC, SPIROC [32], PETA [33], BASIC [34], VATA64HDR16 [35] и TOFPET [36]. Все они, как правило, разрабатывались для позитрон-эмиссионной томографии и(или) для считывания сигналов от быстрых сцинтилляторов (LYSO, LaBr<sub>3</sub> и т.д.). Некоторые из них, такие как NINO и VATA64HDR16, планируется использовать для регистрации черенковского света из кварца. Например, NINO является просто чипом усилителей-дискриминаторов, который в совокупности с быстрым ВЦП (HTDC или т.п.) обеспечивает регистрацию сигналов с пикосекундным разрешением. Этот чип испытывался для считывания сигналов ФЭУ с МКП в процессе разработки системы идентификации TORCH детектора LHCb для второй фазы экспериментов на Большом адронном коллайдере (ЦЕРН) [37]. Остальные же чипы представляют из себя, как правило, более сложные решения, способные одновременно определять и передавать позицию фотона (номер пикселя), амплитуду и время. Обработка и передача такого объема данных приводит, к большим мертвым временам и невозможности использовать их при частоте событий более 100 кГц, что по сути ограничивает их применение в эксперименте СЧТФ, где полезная нагрузка может достигать 300 кГц. В системе черенковских счетчиков ФАРИЧ детектора СЧТФ ожидается всего несколько зарегистрированных фотонов на трек, то есть амплитуда сигнала в каждом канале будет одноэлектронной и, соответственно, необходимости измерять амплитуду нет. Поэтому вопрос со специализированной электроникой может решаться путем модернизации одного из уже разработанных чипов: увеличить пропускную способность (уменьшить мертвое время) чипа, отказавшись от измерения амплитуды.

## 2.5.4 Численное моделирование ФАРИЧ

Для выбранной конфигурации системы было проведено моделирование детектора ФАРИЧ с использованием программного пакета Geant4 со следующими условиями:

- расстояние между радиатором и плоскостью фотодетектора — 200 мм,
- одно-кольцевой аэрогелевый радиатор из 4-х слоёв общей толщиной 35 мм и с максимальным показателем преломления  $n_{\max} = 1.07$ ,
- фотодетектор — кремниевый фотоумножитель МРРС (Hamamatsu Photonics) с размером чувствительной площадки  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , эффективностью регистрации фотонов 30% при  $\lambda = 500 \text{ нм}$ , геометрическим фактором — 53%.

Моделирование учитывает процессы излучения, рассеяния и поглощения черенковского излучения. Остальными видами взаимодействия заряженных частиц с веществом пренебрегается за исключением многократного рассеяния, которое существенно при импульсах ниже  $\sim 0.5 \text{ ГэВ}/c$ . Моделируется прохождение частиц в магнитном поле 1 Тл. Влияние шумов фотоумножителя и фоновой загрузки детектора при настоящем рассмотрении не учитывается.

Результаты моделирования показывают, что число фотоэлектронов для релятивистской частицы составляет 25 и более (Рис. 2.19(а)), что достаточно для надежной реконструкции черенковского кольца. Точность измерения скорости частиц достигает  $5 \cdot 10^{-4}$  от скорости света (Рис. 2.19(б)). В диапазоне импульсов от порога  $K$ -мезонов в аэрогеле ( $1.3 \text{ ГэВ}/c$ ) до  $2 \text{ ГэВ}/c$  достоверность  $\pi/K$ -разделения, определенная из разрешения по скорости, превышает 10 сигм (Рис. 2.19(в)). В реальном эксперименте достоверность разделения будет определяться другими возможными процессами: распады  $K$ -мезонов, шумы фотодетектора, фоновая загрузка и др. Разделение  $\pi$ -мезонов и мюонов возможно на уровне более 3 сигм в диапазоне импульсов от 0.4 до  $1.7 \text{ ГэВ}/c$  (Рис. 2.19(г)).

В лаборатории линейного ускорителя в Стэнфорде (SLAC) с 2005 года велась разработка модернизированного детектора DIRC [38] с использованием фокусирующих зеркал (Focusing DIRC, FDIRC) и быстрых много-анодных фотоумножителей. Для улучшения разрешения по черенковскому углу производится коррекция эффекта дисперсии показателя преломления радиатора по измерению времени прихода черенковских фотонов. Проект FDIRC для SuperB-фабрики в Италии (ныне проект закрыт) был хорошо проработан: подобраны несколько вариантов фотонных детекторов, предложен вариант электроники, проведены испытания прототипа как на космических, так и на адронных пучках [39].

Проектный уровень  $\pi/K$ -разделения FDIRC показан на Рис. 2.19(в) в сравнении с характеристикой ФАРИЧ. Из этих данных нами получено соответствующее разрешение по скорости частиц —  $2 \cdot 10^{-3}$ , (Рис. 2.19(б)) и  $\mu/\pi$ -разделение, которое равно 2 сигмы для импульса  $1 \text{ ГэВ}/c$  (Рис. 2.19(г)).

Рассматриваются возможные методы расширения рабочего диапазона импульсов ФАРИЧ ниже черенковского порога в аэрогеле ( $1.3 \text{ ГэВ}/c$  для  $K$ -мезонов). Это может быть, либо применение порогового режима работы, либо использование дополнительного радиатора с более высоким показателем преломления, такого как кристалл NaF ( $n = 1.33$ ).

## 2.5.5 Испытание прототипа ФАРИЧ

В 2011 году впервые было произведено испытание прототипа ФАРИЧ на установке «Выведенные пучок электронов комплекса ВЭПП-4» [40]. Для первого прототипа использовались 32 кремниевых фотоумножителя производства компании ЦПТА с размером чувствительной

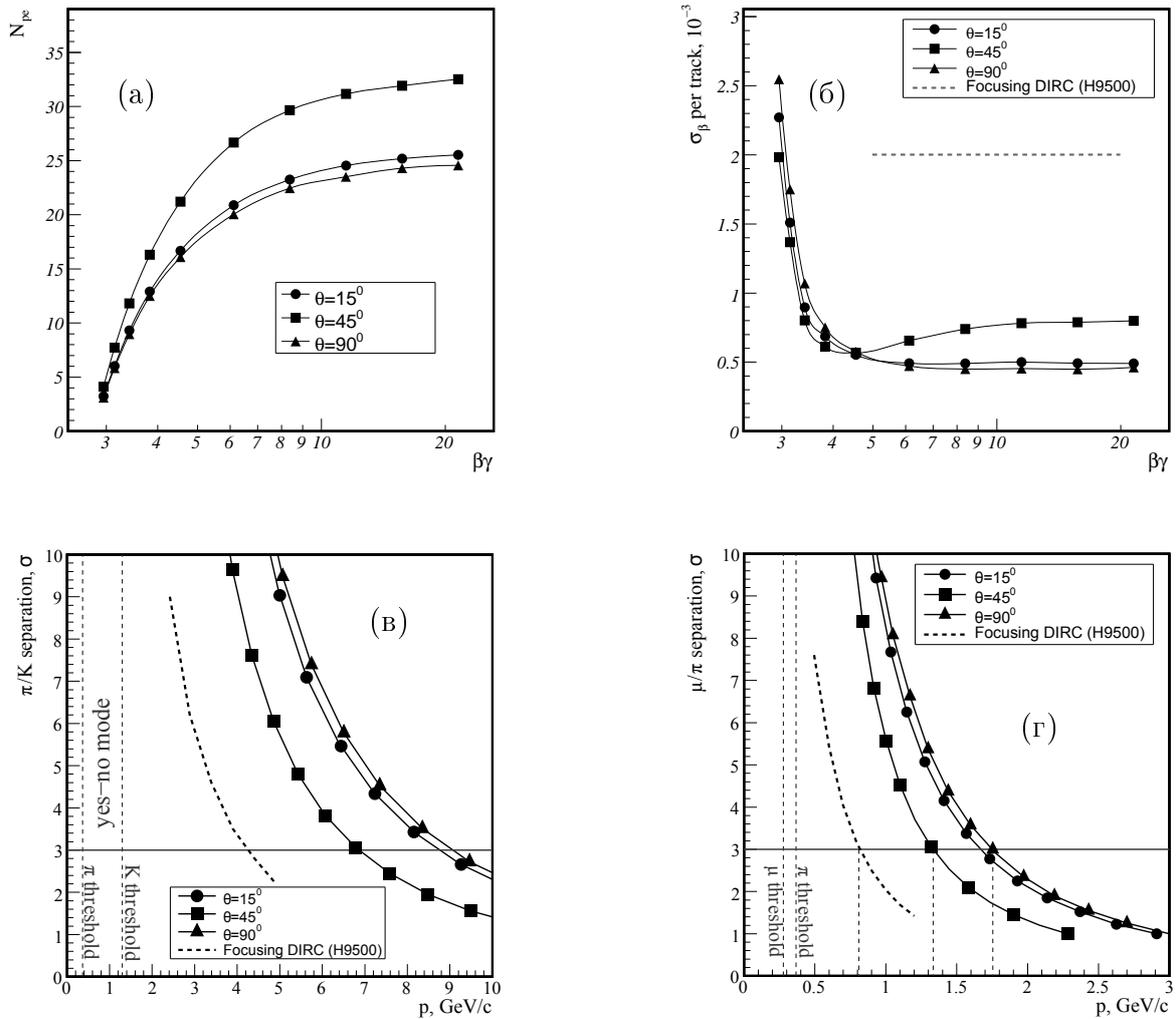


Рис. 2.19: Результаты моделирования ФАРИЧ для трех полярных углов частиц: число фотоэлектронов (а), разрешение по скорости (б),  $\pi/K$ -разделение (в) и  $\mu/\pi$ -разделение (г). Для сравнения показаны характеристики фокусирующего ДИРК

площадки  $2.1 \times 2.1 \text{ мм}^2$ , 16-канальные дискриминаторы со встроенными предусилителями и 64-канальный многохитовый ВЦП V1190В производства CAEN с временным дискретом 100 пс. На выведенном пучке электронов с энергией 1.5 ГэВ/с было измерено однофотонное разрешение по черенковскому углу для 4-слойного образца аэрогеля и продемонстрирован эффект фокусировки по сравнению с однослойным образцом [41]. На Рис. 2.20 представлено распределение срабатываний КФЭУ по радиусу для 4-слойного образца толщиной 30 мм и однородного образца толщиной 20 мм.

В 2012 году на адронном пучке в ЦЕРНе было измерено качество идентификации частиц в прототипе ФАРИЧ [41, 42]. В качестве черенковского радиатора в прототипе использовался 4-слойный блок аэрогеля с максимальным показателем преломления  $n_{\max} = 1.046$  и размерами  $115 \times 115 \times 37.5 \text{ мм}^3$ , а в качестве фотонного детектора — матрица  $200 \times 200 \text{ мм}$  из  $24 \times 24$  кремниевых “цифровых” фотосенсоров DPС3200-22-44 Philips [20], каждый сенсор состоит из 4 пикселей размером  $3.2 \times 3.9 \text{ мм}$  (всего 2304 пикселя). На Рис. 2.21(а) представ-

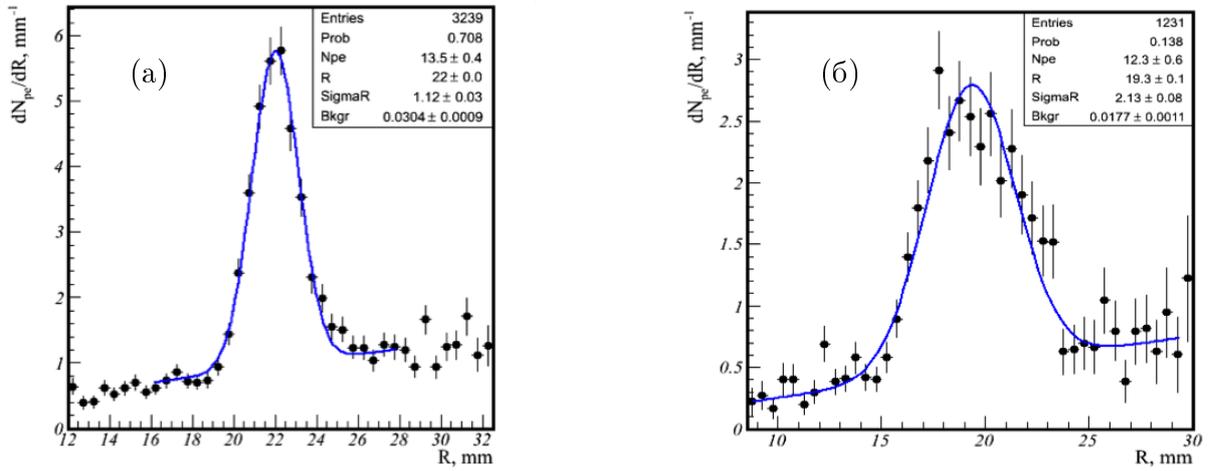


Рис. 2.20: Результаты испытания прототипа ФАРИЧ на пучке электронов с  $E = 1.5 \text{ ГэВ}/c$ . Распределение черенковских фотонов по радиусу 4-слойного образца аэрогеля толщиной 30 мм (а) и однородного образца толщиной 20 мм (б)

лены черенковские кольца от различных частиц ( $p, K^\pm, \pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm$ ) с импульсом  $6 \text{ ГэВ}/c$ , а на Рис. 2.21(б) распределение этих же событий по радиусу. На Рис. 2.21(в) представлено распределение событий по радиусу для частиц с импульсом  $1 \text{ ГэВ}/c$ . Для  $\mu/\pi$ -разделения при импульсе  $1 \text{ ГэВ}/c$  была получена достоверность на уровне 5.3 сигм и  $\pi/K$ -разделение лучше 3.5 сигм до импульсов  $6 \text{ ГэВ}/c$ , что существенно лучше, чем для прототипа фокусирующего ДИРКа (см. Рис. 2.21(г)).

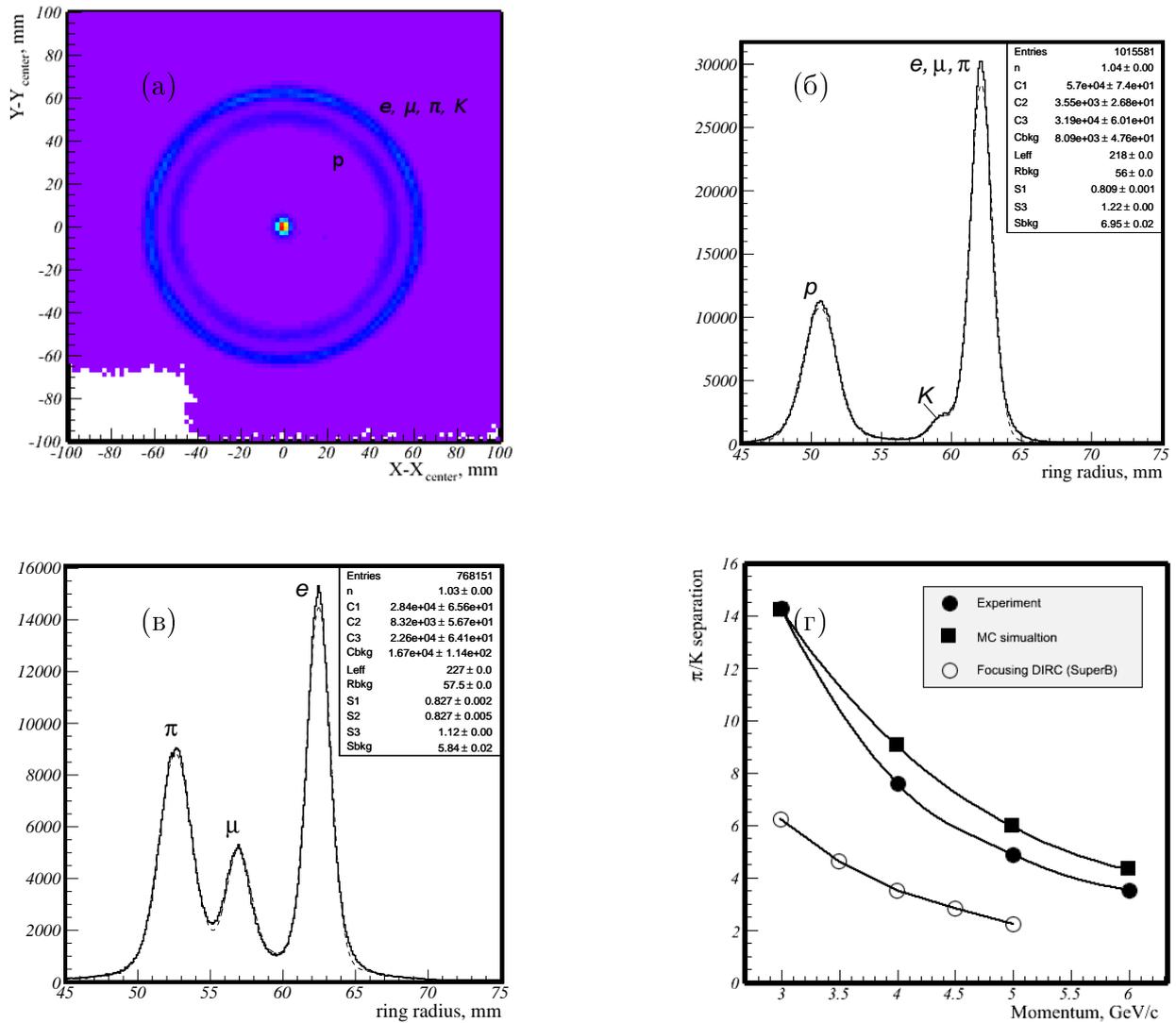


Рис. 2.21: Результаты испытания прототипа ФАРИЧ на выведенном адронном пучке PS/T10 в ЦЕРН 2012 г.: (а) черенковские кольца от частиц с импульсом 6 ГэВ/с, (б) распределение черенковских фотонов по радиусу для частиц с импульсом 6 ГэВ/с, (в) распределение черенковских фотонов по радиусу для частиц с импульсом 1 ГэВ/с, (г) зависимость  $\pi/K$ -разделения в единицах стандартного отклонения от импульса для прототипа ФАРИЧ (эксперимент и моделирование) и для прототипа FDIRC [39]

## 2.6 Электромагнитный калориметр

Важным элементом детектора для экспериментов на СЧТФ является электромагнитный калориметр. Он предназначен для решения следующих задач:

- регистрация и измерение энергии  $\gamma$ -квантов в широком диапазоне от 1 МэВ до 2 ГэВ;
- определение координат фотонов;
- разделение электронов и адронов;

- формирование сигнала для нейтрального триггера детектора.

Так как основная доля фотонов, возникающих в распадах адронов в этих экспериментах, имеет энергию несколько сотен МэВ, важной характеристикой калориметра является энергетическое разрешение в этой области энергии.

Одной из важных задач для СЧТФ является поиск распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , в котором не сохраняется число лептонных ароматов. Этот распад должен давать узкий пик в спектре инвариантных масс  $\mu\gamma$ , ширина которого определяется энергетическим разрешением калориметра. Соответственно, чувствительность к этому распаду определяется энергетическим и пространственным разрешением калориметра.

В настоящее время лучшее энергетическое разрешение для фотонов с энергией до 1 ГэВ получено с калориметрами на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) [43, 44],  $\sigma_E/E \approx 1.8\%$  при энергии 1 ГэВ и около 3% при энергии фотона 100 МэВ [45]. Пространственное разрешение этих калориметров составляет около  $6 \text{ мм}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ . Следует также отметить, что в ИЯФ накоплен большой опыт работ по методике калориметров на основе сцинтилляционных щелочно-галлоидных кристаллов.

Достоинством сцинтилляционных калориметров является их высокая стабильность и небольшие эксплуатационные расходы. Кристаллы CsI(Tl) имеют высокий световыход (до 50000 фотонов/МэВ) и спектр высвечивания с максимумом около 550 нм, хорошо согласующийся с областью чувствительности кремниевых фотоприемников. Примером такого калориметра является калориметр детектора Belle, который включает 8736 счетчиков на основе кристаллов CsI(Tl) длиной 30 см ( $16.1X_0$ ) со считыванием света двумя полупроводниковыми фотодиодами размером  $20 \times 10 \text{ мм}^2$ . Сигналы с фотодиодов поступает на входы зарядочувствительных предусилителей, расположенных на счетчике. Выходные сигналы предусилителей передаются на платы усилителей-формирователей, расположенные вблизи детектора. В них поступающий импульс формируется, проходя каскад дифференцирования и 4 каскада интегрирования с временем формирования  $\tau = 1 \text{ мкс}$ . Полная величина сигнала на входе предусилителя составляла около 5000 фотоэлектронов на 1 МэВ выделенной в кристалле энергии при неоднородности коэффициента светосбора лучше 10%. Уровень шумов электронного тракта канала калориметра — около 1000 электронов, что соответствует энерговыделению 200 кэВ.

Десятилетний опыт эксплуатации калориметров на основе кристаллов CsI(Tl) в экспериментах на  $B$ -фабриках показал их высокую надежность и стабильность характеристик. Радиационная стойкость кристаллов достаточно высока для работы на  $e^+e^-$ -коллайдерах. Так например, на детекторе Belle общая поглощенная доза для кристаллов, расположенных ближе всего к вакуумной камере, составила около 500 рад за 10 лет работы. На СЧТФ при светимости  $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  поглощенная доза может составить порядка 1 крад за 5 лет экспериментов, при этом, согласно измерениям, выполненным в [46], кристаллы CsI(Tl) теряют лишь около 20% световыхода.

Однако время высвечивания этих кристаллов составляет около 1 мкс, что при высоких фоновых нагрузках (порядка 100 кГц и более на кристалл) приводит к высокой вероятности наложения фонового и полезного импульсов. Естественным решением этой проблемы является использование более быстрых кристаллов. В качестве такого сцинтиллятора может быть использован чистый CsI, материал достаточно хорошо известный в экспериментах по физике частиц. Время высвечивания быстрой компоненты сцинтилляций этих кристаллов составляет около 30 нс. Характеристики кристаллов чистого CsI в сравнении с CsI(Tl) представлены в Табл. 2.1. Именно этот материал, чистый CsI, предполагается использовать в торцевых калориметрах детектора Belle II [47], разработка которого активно ведется в последние годы

Таб. 2.1: Свойства сцинтилляционных кристаллов чистого CsI и CsI(Tl)

	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$X_0$ , см	$\lambda_{em}$ , нм	$n(\lambda_{em})$	$N_{ph}/MэВ$	$\tau_d$ , нс	$dL/dT$ , %/°C (20°C)
чистый CsI	4.51	1.85	305	2.0	2000–5000	20/1000	–1.3
CsI(Tl)	4.51	1.85	550	1.8	52000	1000	0.4

группой физиков ИЯФ СО РАН [48]. Следует однако отметить, что световыход этих кристаллов на порядок ниже чем кристаллов CsI(Tl), что приводит к необходимости использования фотоприемников с усилением, работающих в магнитном поле. Максимум спектра высвечивания чистого CsI находится на длине волны 310 нм, что накладывает дополнительные требования на фотоприемник. Помимо быстрой компоненты, имеется и медленная компонента сцинтилляций чистого CsI с временем высвечивания более 1 мкс. Отношение количества света в быстрой компоненте к интегральному количеству света за 1 мкс является важным параметром обычно обозначается как  $f/t$ . При использовании этих кристаллов в экспериментах по физике высоких энергий обычно накладывалось требование  $f/t \geq (70 - 80)\%$ .

Учитывая большой опыт работы с чистым CsI, накопленный группой ИЯФ СО РАН, вариант калориметра на основе таких кристаллов принят в качестве базового для проекта СЧТФ и ему посвящено дальнейшее описание. Технология роста таких кристаллов имеется у нескольких крупных производителей, таких как Amcryst (Украина), Saint-Gobain (США), НРК (Япония-Китай), и, таким образом, имеется возможность в течении 2–3 лет организовать производство необходимого числа кристаллов.

Следует отметить, что в последние годы активно разрабатываются новые кристаллические сцинтилляторы с высоким световыходом и коротким временем высвечивания [49], такие как ортосиликат лютеция (LSO), алюминат лютеция (LuAP), бромид лантана (LaBr<sub>3</sub>), активированные церием, и другие. Однако, несмотря на высокую перспективность этих кристаллов, стоимость их в настоящее время весьма высока (в 5–10 раз выше, чем CsI(Tl)), что делает проблематичным их использование в больших объемах. В то же время, активные работы по изучению возможности использования новых кристаллов в экспериментах по физике высоких энергий и тесное взаимодействие с производителями таких сцинтилляторов может привести к усовершенствованию и удешевлению технологии их выращивания, как это произошло в свое время с кристаллами CsI и NaI.

### 2.6.1 Элементы калориметра

Так как калориметр для СЧТФ должен иметь высокое энергетическое разрешение для фотонов ( $\sim 1.5\%$  при  $E_\gamma = 1$  ГэВ), в активном веществе калориметра должно выделяться не менее 95% энергии фотона. Для этого толщина калориметра должна составлять 16–18 радиационных длин или 30–34 см. Поперечные размеры элемента калориметра определяются поперечными размерами ливня и выбираются обычно для CsI в пределах от 4 до 7 см. Меньшие поперечные размеры кристаллов позволяют улучшить пространственное разрешение, но приводят к увеличению числа каналов электроники и большему суммарному пространству зазоров между кристаллами.

Вариант компоновки калориметра показан на Рис. 2.22. Калориметр состоит из цилиндрической части и двух торцевых калориметров. Цилиндрическая часть состоит из 128 секторов в азимутальной проекции, каждый из которых включает 41 кристалл 21-го типоразмера.

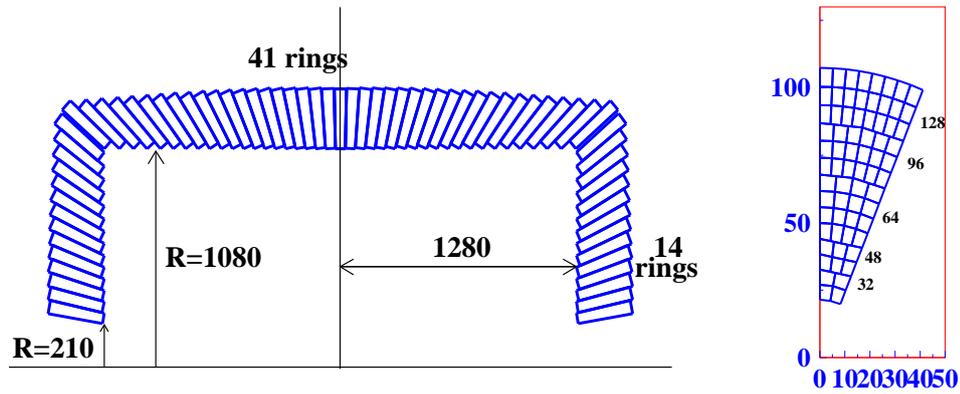


Рис. 2.22: Расположение счетчиков в калориметре: Z-проекция (слева), сектор торцевого калориметра (справа)

Общее число счётчиков в такой компоновке — 5248, а полная масса кристаллов составляет 26 или 31 т в случае, когда длина кристаллов 30 или 34 см, соответственно.

Торцевой калориметр состоит из 16 секторов, каждый из которых включает 68 кристаллов, расположенных в 14 дуговых слоях, как показано на Рис. 2.22. Число кристаллов в каждом слое приведено в Таблице 2.2. Полный вес CsI в каждом торцевом калориметре составляет 5 (6) т в случае, когда длина кристаллов 30 (34) см.

Элемент калориметра представляет собой кристалл, покрытый диффузным отражателем — слоем пористого тефлона толщиной 200 мкм и внешней оболочкой из алюминизированного полиэтилена толщиной 25 + 25 мкм. Такая упаковка обеспечивает хорошую световую и электроизоляцию счётчиков друг от друга и позволяет получить высокий коэффициент светосбора и хорошую однородность светосбора счетчиков.

Световой выход кристаллов CsI имеет заметную зависимость от температуры:  $-1.5\%/градус$ . Для получения разрешения на процентном уровне потребуется обеспечение измерения карты температуры внутри калориметра с точностью 0.1 градуса и обеспечение термостабилизации внутри объема калориметра.

## 2.6.2 Фотоприемники

Рассматриваются два альтернативных варианта регистрации сцинтилляционного света: с помощью вакуумных фотопентодов и с использованием кремниевых лавинных фотодиодов (ЛФД).

### 2.6.2.1 Вакуумные фотопентоды

В качестве фотоприемников, обеспечивающих работу в магнитном поле, могут быть использованы вакуумные фотопентоды (ВФП) R2185UV-MOD2 диаметром 50 мм, разработанные Hamamatsu Photonics (Япония). Фотография такого фотоприемника показана на Рис. 2.23. Такие фотоприемники имеют малую выходную емкость (10 пФ), коэффициент усиления в отсутствие магнитного поля 150–250, квантовую чувствительность в области 310 нм (15–25)%. Зависимость коэффициента усиления фотопентодов от приложенного напряжения близка к

Таб. 2.2: Распределение кристаллов в торцевом калориметре

номер слоя	число кр-в в секторе	число кр-в в калориметре	число типоразмеров
1	2	32	1
2	2	32	2
3	3	48	3
4	3	48	3
5	4	64	4
6	4	64	1
7	4	64	1
8	4	64	2
9	6	96	3
10	6	96	1
11	6	96	3
12	8	128	4
13	8	128	1
14	8	128	1
всего	68	1088	30

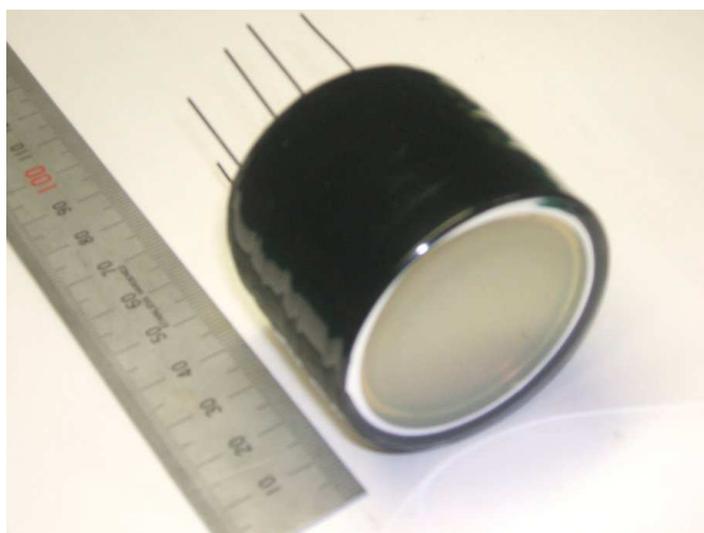


Рис. 2.23: Вакуумный фотопентод типа R2185UV-MOD2 диаметром 2 дюйма, производства (Hamamatsu Photonics)

линейной, как показано на Рис. 2.24(а).

Зависимость коэффициента усиления от величины магнитного поля, направленного вдоль оси ВФП, показана на Рис. 2.24(б). В магнитном поле 1.5 Тл усиление ВФП падает приблизительно в 3.5 раза. Как видно из Рисунка 2.24(с), фотоприемник остается работоспособным при углах между направлением магнитного поля и осью фотоприемника до  $45^\circ$ , при этом при углах  $20\text{--}30^\circ$  сигнал с фотоприемника увеличивается приблизительно на 20 %. Счетчик,

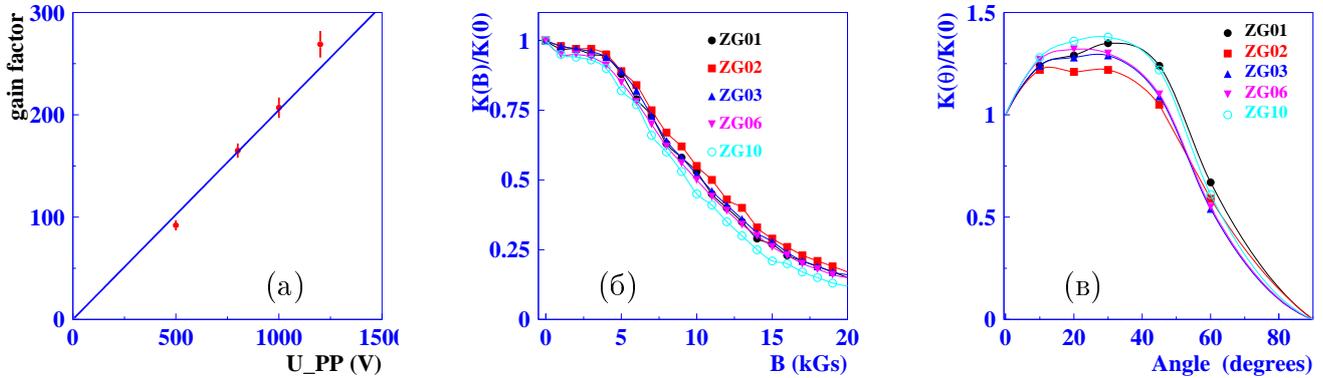


Рис. 2.24: (а) Зависимость коэффициента усиления фотопентодов от приложенного напряжения. (б) Коэффициент усиления в зависимости от магнитного поля, параллельного оси фотопентода при  $U=1000$  В. (в) Сигнал с фотопентода в зависимости от угла между направлением магнитного поля и осью фотоприемника при  $B=1.5$  Тл,  $U=1000$  В

собранный на основе кристаллов чистого CsI и фотопентода позволяет получить энергетический эквивалент шумов около 50 кэВ без магнитного поля, что согласно нашим измерениям, в магнитном поле 1.5 Тл даст 170 кэВ.

Очень важным требованием к фотоприемникам является сохранение их работоспособности в течение всего эксперимента, который будет длиться около 10 лет. Наиболее существенными характеристиками, которые могут меняться при прохождении через фотоприемник большого интегрального заряда, являются квантовая эффективность и коэффициент усиления. Для изучения стабильности было собрано 2 счетчика на основе кристаллов чистого CsI и фотопентодов. В течение 3 лет с этими счетчиками периодически измерялся спектр энерговыделения космических частиц. С точностью лучше 3 % не наблюдалось изменения сигналов. Кроме того на специальном стенде изучалась стабильность квантовой эффективности и коэффициента усиления фотопентодов. Для этого в течение продолжительного времени измерялась величина произведения квантовой эффективности на коэффициент усиления ВФП при засветке фотокатода прибора с помощью светодиода. Измерение показали небольшой (около 10 %) рост этой величины по мере накопления анодного заряда, который прекращается после прохождения полного заряда 15 Кл. В дальнейшем не наблюдалось видимых изменений чувствительности. Измерения проводились до заряда 140 Кл, что в 5 раз больше величины, ожидаемой на СЧТФ.

### 2.6.3 Кремниевые лавинные фотодиоды

Схема регистрации сцинтилляционного света вакуумными фотопентодами имеет ряд недостатков. Наиболее существенным из них являются большие размеры фотоприемников (диаметр около 55 мм и высота 60 мм) и необходимость их расположения таким образом, чтобы

угол между направлением магнитного поля и осью фотоприемника не превышал  $45^\circ$ . Это требование не вызывает больших проблем для торцевой части калориметра, однако требует специального решения в цилиндрической части калориметра. Например, возможно использование специальных световодов, что приводит к заметному уменьшению коэффициента светосбора и значительному усложнению конструкции счетчика и калориметра в целом. Следует также отметить, что фотоприемники будут практически недоступны для ремонта или замены в течение всего времени проведения экспериментов, что требует высокой надежности схемы регистрации света. Так, например, в детекторе Belle на каждый кристалл используется два независимых канала съема света, каждый из которых содержит кремниевый PIN-фотодиод и зарядо-чувствительный предусилитель (ЗЧПУ). В результате, несмотря на почти 20 лет, прошедших с момента сборки калориметра, все его счетчики работоспособны, хотя в небольшом числе счетчиков (около 5) работает только один канал считывания из двух. Подобная схема невозможна при использовании ВФП.

В настоящее время рассматривается альтернативная схема регистрации света с использованием спектросмещающих пластин (ССП) и кремниевых лавинных фотодиодов (ЛФД). Коэффициент усиления таких диодов составляет 50–100 и не зависит от величины магнитного поля. Проведенные исследования продемонстрировали хорошие характеристики такой схемы и возможность ее реализации [50].

Схема счетчика с ССП и ЛФД, исследованная в упомянутой работе, представлена на Рис. 2.25. К большому торцу кристалла чистого CsI присоединена без оптического контак-

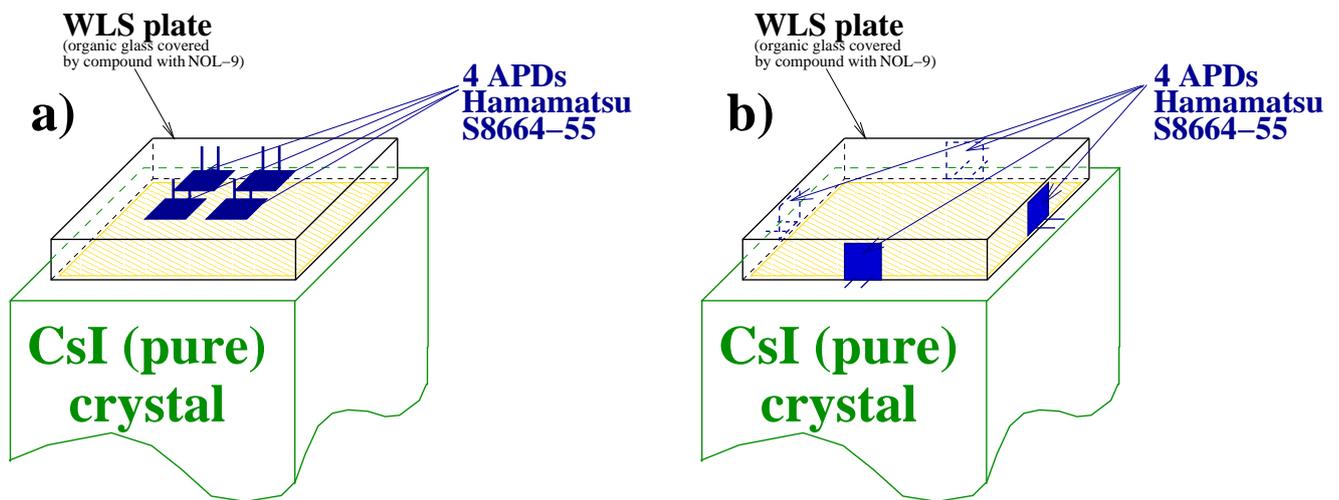


Рис. 2.25: Два варианта регистрации света с использованием спектросмещающих пластин (ССП) и кремниевых лавинных фотодиодов (ЛФД)

та ССП, содержащая органо-силиконовый люминофор с максимумом спектра поглощения в области высвечивания быстрой компоненты чистого CsI ( $\lambda_{\max} \approx 320$  нм) [51]. Поглощенный свет перевысвечивается в области около 600 нм, где квантовая эффективность ЛФД составляет около 80%. Для регистрации этого света используются четыре ЛФД типа Hamamatsu S8664-55 с размерами чувствительной области  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>, закрепленные с оптическим контактом на задней плоскости или на боковой поверхности ССП, как показано на Рис. 2.25.

Измеренный спектр энерговыделения космических частиц, проходящих через такой счетчик с кристаллом чистого CsI с размерами около  $6 \times 6 \times 30$  см<sup>3</sup>, приведен на Рис. 2.26(а). Энерговыделение, соответствующее пику распределения, составляет 33 МэВ. Ширина пика определяется угловым и энергетическим распределением космических частиц, а также флуктуациями ионизационных потерь релятивистских мюонов. Была проведена калибров-

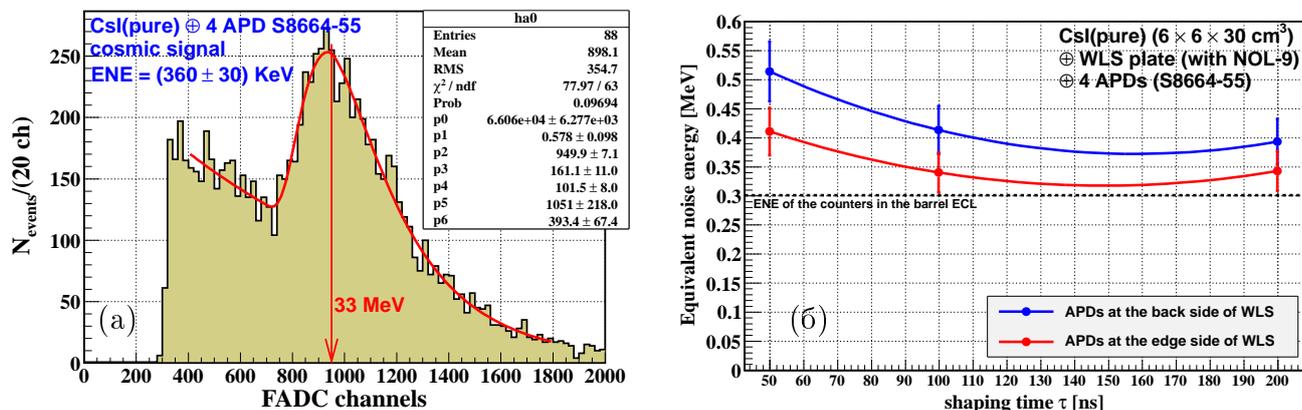


Рис. 2.26: (а) Измеренный спектр энерговыделения космических частиц, проходящих через счетчик с кристаллом чистого CsI и регистрацией света с помощью ССП и четырех ЛФД. (б) Измеренный энергетический эквивалент шумов электроники (ENE) в зависимости от времени формирования сигнала. Пунктирной линией показан уровень шумов для калориметра детектора Belle II на основе кристаллов CsI(Tl) с временем формирования 500 нс

ка канала электроники в единицах числа электрон-дырочных пар, рождающихся в ЛФД (до усиления). Коэффициент усиления ЛФД был выбран равным 50. С учетом этих величин и измеренного спектра был определен суммарный сигнал со всех четырех ЛФД (до усиления) — около 110 фотоэлектронов/МэВ выделенной энергии для варианта размещения ЛФД (а) на Рис. 2.25 и около 150 фотоэлектронов/МэВ для варианта (б). При таком уровне сигнала статистика фотоэлектронов не дает вклада в энергетическое разрешение калориметра даже с учетом фактора избыточного шума ( $\sim 2.5$ ).

Среднеквадратичные значения энергетического эквивалента электронного шума в зависимости от времени формирования сигнала представлены на Рис. 2.26(б). Для варианта (б) и времени формирования  $\tau_s=50$  нс ENE составляет около 0.4 МэВ, а в минимуме, при  $\tau_s=150$  нс, — около 0.32 МэВ. Такой уровень электронных шумов не дает заметного вклада в энергетическое разрешение калориметра.

Следует отметить, что для достижения высокой стабильности коэффициента усиления ЛФД требуют точной стабилизации температуры (не хуже  $0.1^\circ\text{C}$ ) и напряжения смещения (не хуже 10 мВ). Однако эта проблема была решена для большого числа каналов ЛФД, используемых в электромагнитном калориметре детектора CMS [52].

## 2.6.4 Электроника калориметра

Схема электронного тракта калориметра показана на Рис. 2.27 [53]. Сигнал с фотоприемника поступает на зарядо-чувствительный предусилитель, на выходе которого преобразуется в парафазный сигнал и поступает на плату формирователя-оцифровщика-анализатора (ФОА), находящуюся в крейте, расположенном вблизи детектора. Каждый из 16 каналов, размещенных на плате, содержит формирователь, включающий каскад дифференцирования и 4 каскада интегрирования со временем формирования 30 нс каждый, а также оцифровщик типа «Flash ADC». Оцифровка проводится непрерывно с частотой 40 МГц с использованием 14 разрядных аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Для увеличения динамическо-

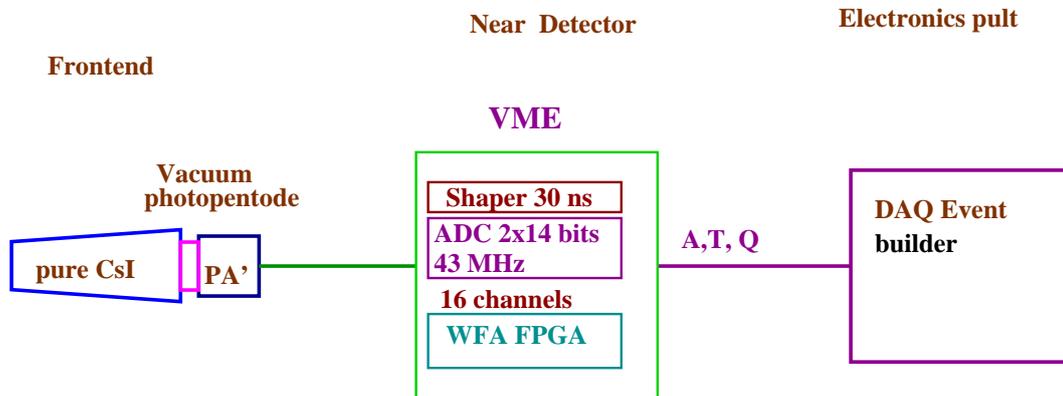


Рис. 2.27: Схема электронного тракта калориметра

го диапазона оцифровка ведется на двух АЦП: с каждого канала оцифровывается прямой и в 8 раз ослабленный сигналы. Такая схема позволяет получить цену канала 50 кэВ при максимально регистрируемом энерговыделении 2 ГэВ.

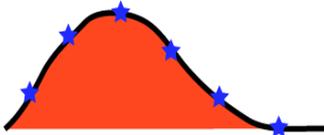
По приходу сигнала триггера данные с 16 каналов АЦП считываются в буфер программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС). Для каждого канала записывается 31 измерение по времени. В ПЛИС производится отбраковка сигналов с амплитудой ниже порога обработки и анализ формы импульса с помощью аппроксимации измеренных значений стандартной кривой со свободными параметрами. Подгонка выполняется в 3 итерации в целочисленной арифметике в соответствии с алгоритмом, представленным на Рис. 2.28. На последней итерации определяется качество подгонки.

### Algorithm details

$$\chi^2(A, p, t_0) = \sum_{i,j} (y_i - Af(t_i - t_0) - p) S_{ij}^{-1} (y_j - Af(t_j - t_0) - p) \rightarrow \min$$

$$S_{ij} = \sqrt{(y_i - \bar{y})(y_j - \bar{y})}$$

$f(t)$  – counter response



$$Af(t_i - t_1 - \Delta t) = Af(t_i - t_1) - A\Delta t f'(t_i - t_1) = Af(t_i - t_1) + Bf'(t_i - t_1)$$

where  $t_1$  – initial time (trigger time)

$$\begin{cases} \sum_{i,j} f_i S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \\ \sum_{i,j} f'_i S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \\ \sum_{i,j} S_{ij}^{-1} (y_j - Af_j - Bf'_j - p) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A = \sum_i \alpha_i y_i \\ B = \sum_i \beta_i y_i \\ p = \sum_i \gamma_i y_i \end{cases} \Rightarrow \Delta t = -B/A$$

Рис. 2.28: Алгоритм восстановления амплитуды и времени прихода сигналов

В результате подгонки определяются уровень подложки, амплитуда импульса, время его

появления и качество подгонки. Вместе с номером соответствующего канала калориметра эти данные упаковываются и передаются в систему сбора данных в том случае, если амплитуда сигнала превышает определенный порог. Такая система позволяет проводить обработку событий при частоте первичного триггера до 30 кГц.

### 2.6.5 Радиационная стойкость кристаллов

Радиационная стойкость сцинтиллятора является важной характеристикой с точки зрения работоспособности калориметра в течение всего времени экспериментов. Поэтому было проведено два цикла изучения радиационной стойкости полноразмерных кристаллов чистого CsI [54, 55]. Для облучения образцов использовался широкий пучок тормозных гамма-квантов ускорителя электронов ЭЛВ-6 в ИЯФ СО РАН с максимальной энергией 1.4 МэВ.

Относительная величина световыхода определялась с использованием гамма-квантов коллимированного радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$  с возможностью сканирования вдоль оси кристалла. Амплитудный спектр измерялся с помощью ФЭУ. Стабильность схемы контролировалась по амплитуде сигнала от эталонного кристалла, который не подвергался облучению.

Как было отмечено выше, световыход кристаллов существенно зависит от температуры. Чтобы обеспечить точность и повторяемость измерений в пределах 1–2%, вводилась поправка для величины световыхода на температуру кристалла. После введения температурной поправки точность измерений составляет 1.5–2%.

Первая серия измерений [54] проводилась с четырьмя полноразмерными кристаллами и прототипом счетчика, состоящего из полноразмерного кристалла и фототетрода в качестве фотосенсора.

Мощность дозы облучения задавалась током ускорителя, а полная доза — временем облучения. Мощность дозы измерялась специальным датчиком дозы, собранным на основе кристалла CsI(Tl), чтобы минимизировать пересчет при определении дозы. Датчик представлял собой кристалл CsI(Tl)  $1 \times 2 \times 2 \text{ см}^3$ , на одной из граней которого располагался полупроводниковый фотодиод в оптическом контакте с торцевой гранью кристалла. Ток, возникающий в фотодиоде, пропорционален частоте и интенсивности сцинтилляций, то есть энерговыделению в кристалле, которое в свою очередь пропорционально мощности дозы.

Была проведена серия облучений дозами от 250 до 30000 рад. До и после каждого облучения проводились ежедневные измерения световыхода кристаллов и счетчика. На Рис. 2.29(а) представлена зависимость световыхода счетчика от времени. На графике видно существенное уменьшение световыхода непосредственно после облучения и его частичное восстановление в течение нескольких дней. Подобная зависимость наблюдалась для всех кристаллов. Установившиеся значения световыхода кристаллов в зависимости от поглощенной дозы показаны на Рис. 2.29(б). Как видно из графиков, при дозе облучения 15 крад уменьшение световыхода изученных образцов составило менее 15%. Радиационная стойкость одного из кристаллов оказалась недостаточно высокой. Наличие кристаллов с низкой радиационной стойкостью требует проверки радиационной стойкости кристаллов при входном контроле. Изменений в соотношении амплитуд короткой и длинной компонент обнаружено не было в пределах точности измерений порядка 3%.

В более поздней работе [55] изучалась радиационная стойкость 15 образцов полноразмерных кристаллов, выращенных с различными модификациями технологии выращивания. Часть этих образцов имела удовлетворительные сцинтилляционные характеристики (световыход и отношение  $f/t$ ), в то время как другая часть не удовлетворяла требованиям на эти параметры. В работе было обнаружена сильная корреляция между сцинтилляционными ха-

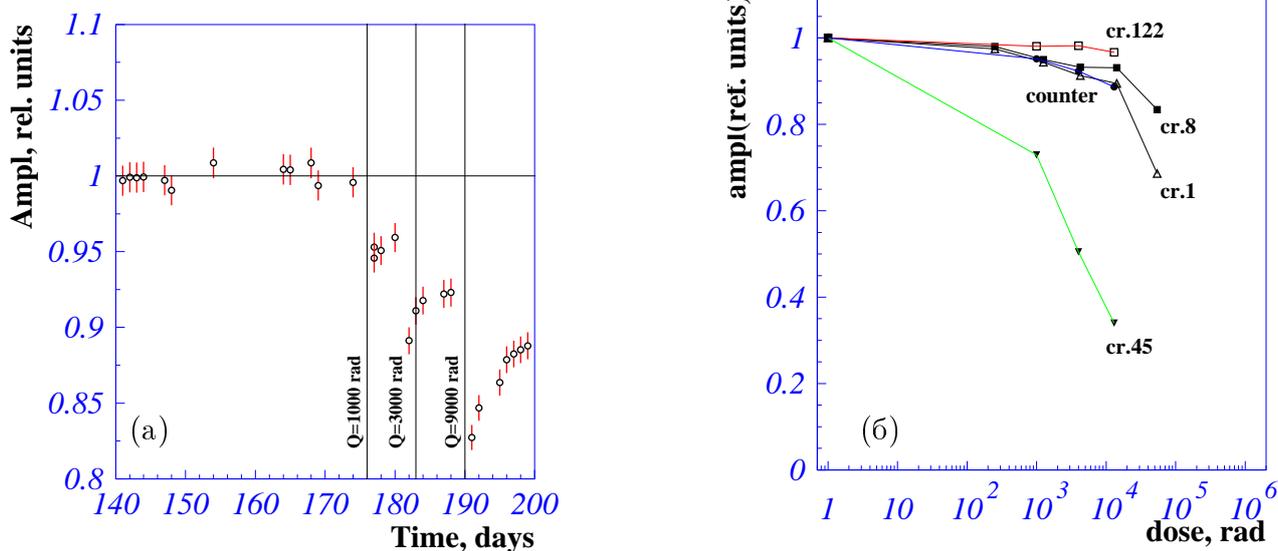


Рис. 2.29: (а) Временная зависимость относительного световыхода для собранного счетчика. (б) Зависимость относительного световыхода от поглощенной дозы для исследованных кристаллов

ра характеристиками кристаллов и их радиационной стойкостью. Было показано, что кристаллы с высоким световыходом и удовлетворительным отношением  $f/t$  имеют достаточно хорошую радиационную стойкость.

## 2.6.6 Измерения с прототипом торцевого калориметра

Для измерения характеристик калориметра был изготовлен прототип из 20 счетчиков на основе кристаллов чистого CsI, с которыми были проведены измерения на пучке фотонов установки РОКК-1М на накопительном кольце ВЭПП-4М в ИЯФ СО РАН [48, 56]. В качестве фотоприемников использовались вакуумные фототетроды. Кристаллы имели размеры блоков торцевого калориметра детектора Belle и были изготовлены компанией АМКРИС. Световыход кристаллов соответствовал 150–200 фотоэлектронам на 1 МэВ с фотокатода ВФП, доля света в быстрой компоненте составляла не менее 70%. Каждый счетчик был упакован так, как это было описано в разделе 2.6.1. К большому торцу кристалла присоединялся фототетрод. Для обеспечения оптического контакта использовалась оптическая смазка. На торце кристалла также размещались делитель напряжения и предусилитель. Схема и внешний вид счётчика показаны на Рис. 2.30.

Для считывания сигнала был разработан электронный модуль в стандарте КАМАК. Концептуально модуль соответствует тракту электроники, описанному в разделе 2.6.4. Калибровка изготовленных счетчиков проводилась с помощью космических частиц, а энергетический эквивалент шумов, определенный по ширине распределения пьедестала, составил 43 кэВ.

Было проведено сравнение шумов наложения для собранных счетчиков в сравнении со счетчиками калориметра детектора Belle на основе кристаллов CsI(Tl). Шум наложения имитировался  $\gamma$ -квантами от радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$  (1.17 МэВ и 1.33 МэВ). Частота фотонов, попадающих в счётчики, варьировалась изменением расстояния от радиоактивного источника до измеряемых счётчиков. На Рис. 2.31 показаны схема измерения и результаты

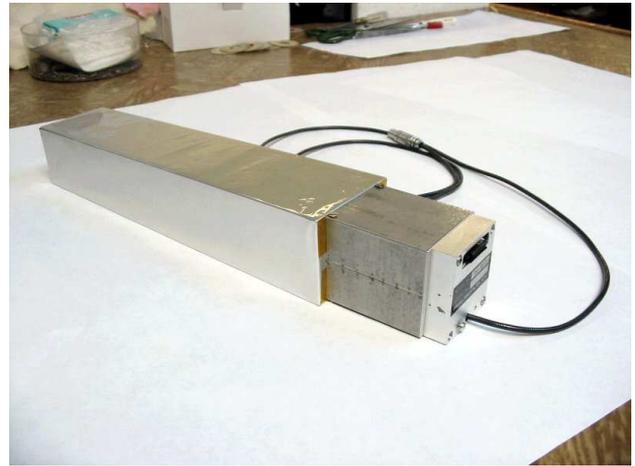
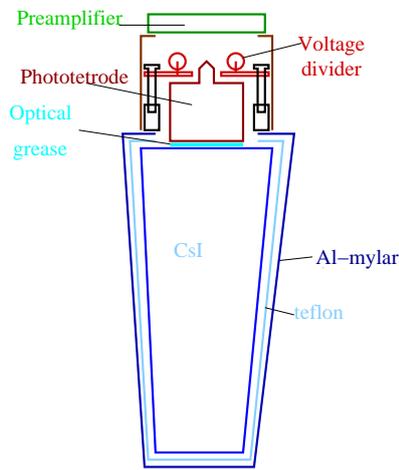


Рис. 2.30: Схема и внешний вид счетчика

измерения шумов наложения для счетчиков на основе чистого и активированного таллием кристаллов CsI. Результаты согласуются с оценкой, полученной из соотношения длительностей сцинтилляционных вспышек  $\sqrt{\tau_{Tl}/\tau_{pure}} = \sqrt{1000 \text{ нс}/30 \text{ нс}} \approx 5.5$ .

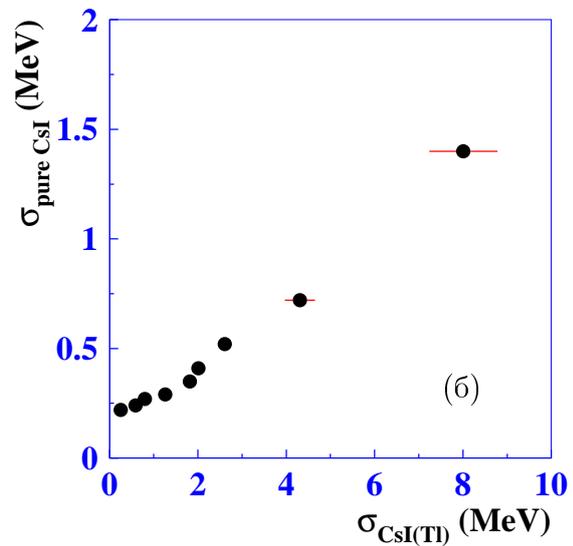
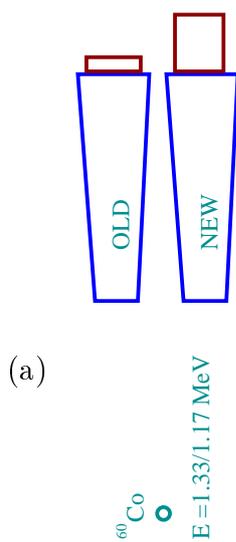


Рис. 2.31: Схема измерения (а) и результаты измерения шумов наложения для счетчиков на основе чистого и активированного таллием кристаллов CsI (б)

20 счётчиков были собраны в матрицу  $4 \times 5$  имитирующую часть торцевого калориметра как показано на Рис. 2.32.

### Пучок гамма-квантов установки РОКК-1М на накопительном кольце ВЭПП-4М ИЯФ СО РАН.

Фотоны ультрафиолетового лазера с энергией  $\omega_0 = 2.34 \text{ эВ}$ , рассеиваясь на пучке электронов накопителя ВЭПП-4М, создают пучок обратно-рассеянных фотонов. Энергия фотонов ле-

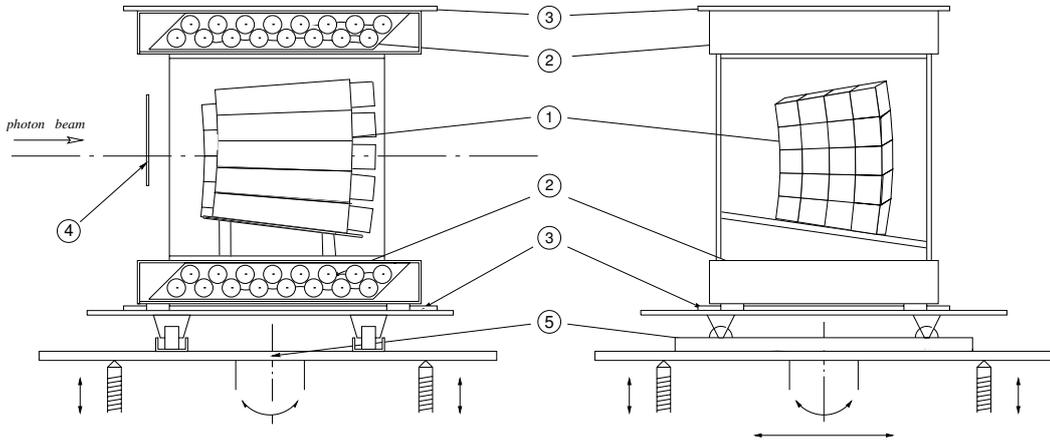


Рис. 2.32: Схема установки для измерений с прототипом калориметра на основе кристаллов чистого CsI. 1 – счетчики на основе чистого CsI и вакуумных фототетродов; 2 – система стриммерных трубок для определения координат космических частиц; 3 – сцинтилляционные счетчики для запуска от космических частиц; 4 – сцинтилляционный счетчик-вето на заряженные частицы; 5 – стальное основание установки с возможностью ее перемещения

жит в пределах от  $\omega_0$  до максимальной энергии  $\omega_{\max} = \frac{4(E_{\text{beam}}/m_e)^2\omega_0}{(1 + 4E_{\text{beam}}\omega_0/m_e^2)}$  с характерным спектром комптоновского рассеяния, показанным на Рис. 2.33(a). Такой спектр имеет характерный резкий правый край спектра при максимальной энергии. Для энергии электронов  $E_{\text{beam}} = 1.5 \sim 2.2 \text{ ГэВ}$  максимум спектра составляет  $\omega_{\max} = 70 \sim 160 \text{ МэВ}$ . Размытие края измеряемого спектра энергии (см. Рис. 2.33(b)) определяется энергетическим разрешением калориметра. Аппроксимируя измеренное распределение энергии сверткой комптоновского спектра и логарифмически-нормальной функцией, мы получаем величину энергетического разрешения. Полученное энергетическое разрешение показано на Рис. 2.34(a). Экспериментальные данные согласуются с результатами моделирования и данными полученными с прототипом калориметра Belle [45].

Временное разрешение калориметра в зависимости от энерговыделения в счетчике показано на Рис. 2.34(б). При энерговыделении более 20 МэВ полученное временное разрешение лучше 1 нс. В магнитном поле ожидаемый сигнал в 3.5 раза меньше и такое же разрешение будет достигаться при энергиях в 3.5 раза больше. Использование временной информации позволит существенно подавлять события пучкового фона.

## 2.6.7 Заключение

Калориметр на основе неактивированного (чистого) CsI удовлетворяет основным требованиям, предъявляемым к электромагнитному калориметру детектора для экспериментов на СЧТФ. В качестве фотоприемников могут быть использованы вакуумные фотопентоды или кремниевые лавинные фотодиоды. Хотя стоимость рассмотренной системы достаточно высока, в настоящий момент нет другого, более дешевого и хорошо проработанного варианта, который гарантировал бы достижение необходимых параметров. Возможным компромиссом в варианте с CsI кристаллами является использование кристаллов неактивированного CsI в торцевых частях калориметра, где фоновая загрузка высока и кристаллов CsI(Tl) в цилиндрической части, где фон на порядок ниже. При этом можно было бы увеличить длину кри-

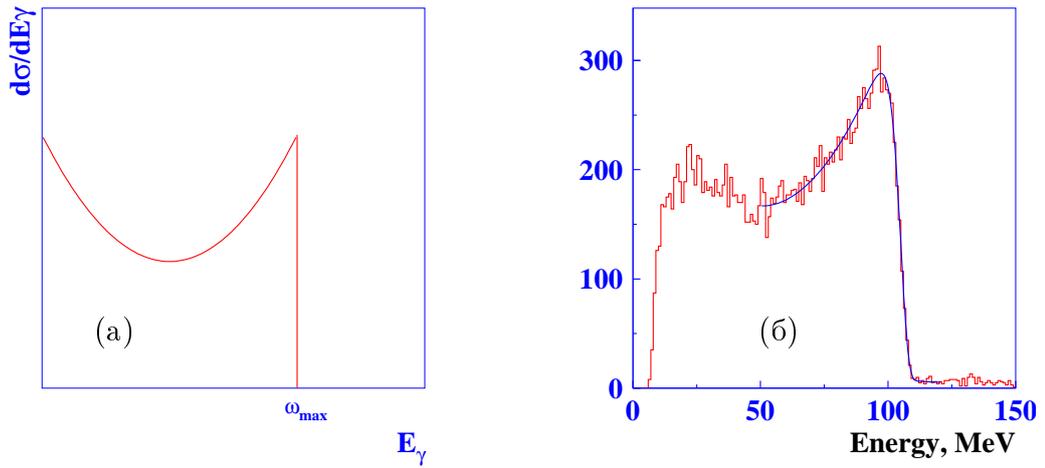


Рис. 2.33: (а) Спектр фотонов обратного комптоновского рассеяния. (б) Спектр энергии фотонов, измеренный с прототипом

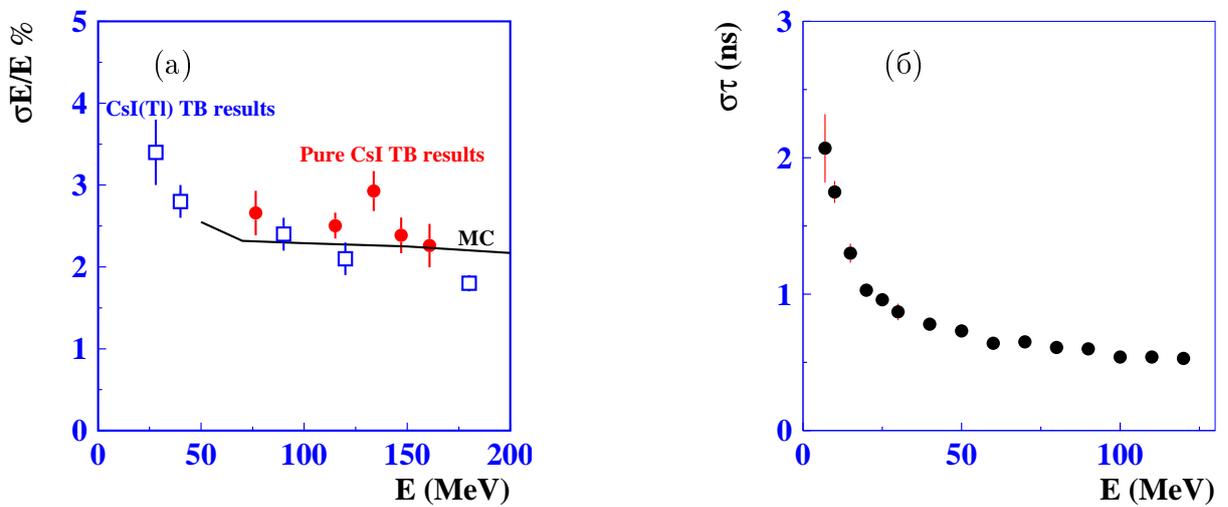


Рис. 2.34: (а) Энергетическое разрешение, полученное с прототипом детектора на основе чистого CsI. (б) Временное разрешение, полученное с прототипом

сталлов в цилиндрической части калориметра, что улучшило бы энергетическое разрешение в области энергии фотона 1–2 ГэВ. Разумеется, методические работы по другим вариантам калориметра (другие кристаллы и фотоприемники) также крайне желательны.

## 2.7 Мюонная система

Мюонная система состоит из 9 регистрирующих слоёв в баррельной части и 8 слоёв в торцевой. Баррельная часть закрывает 64% полного телесного угла ( $50^\circ < \Theta < 130^\circ$ ), торцевая — 30% полного телесного угла ( $20^\circ < \Theta < 50^\circ$  и  $130^\circ < \Theta < 160^\circ$ ). Измеряющие координату пролёта частицы детекторы располагаются в зазорах стального ярма магнита, которое служит поглотителем адронов.

Главной задачей мюонной системы является отделение мюонов от большого числа адронов, возникающих в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Мюоны идентифицируются посредством измерения глубины их проникновения в поглотитель (пробега). Пробеги мюонов и адронов определяются главным образом двумя процессами: ионизационные потери энергии заряженных частиц и ядерные взаимодействия адронов с атомами поглотителя. При одинаковых импульсах мюоны имеют большую кинетическую энергию, чем пионы и каоны, и, таким образом, могут потратить больше энергии на ионизацию и пройти большее расстояние в веществе. С другой стороны, ядерное взаимодействие адронов с веществом ведёт к дополнительному поглощению и дальнейшему уменьшению их пробега.

Из-за закругления треков частиц в магнитном поле детектора мюонная система начинает регистрировать частицы начиная с импульса 0.4–0.5 ГэВ/с. На практике трудно добиться уверенной идентификации мюонов при импульсах ниже 0.8 ГэВ/с. Пион может имитировать мюон за счёт флуктуации пробега или в результате распада на мюон и нейтрино, в особенности в том случае, когда мюон летит в том же направлении, что и исходный пион. При импульсах выше 0.8 ГэВ/с эффективность идентификации мюонов достигает 95–98%, а вероятность ошибочной идентификации пиона находится на уровне  $\sim 5\%$ , что соответствует примерно 20-кратному подавлению пионов. Для достижения основных целей физической программы СЧТФ желательно подавлять пионы не хуже, чем в 100 раз. Поэтому мюонная система будет работать совместно с идентификационной системой ФАРИЧ. Кроме того, система ФАРИЧ может быть использована для калибровки мюонной системы.

В современных экспериментах по физике высоких энергий в мюонных системах, как правило, используются следующие типы детекторов: плоские резистивные камеры [57], стримерные газовые детекторы [58], сцинтилляционные счётчики [59]. Для окончательного выбора типа детектора потребуется изучить их способность стабильно и долговременно работать в условиях СЧТФ. Другим определяющим фактором будет стоимость мюонной системы. Суммарная площадь детекторов будет составлять более 1000 м<sup>2</sup>.

В настоящее время в качестве «рабочего» варианта мюонной системы предлагается использовать координатные детекторы, подобные детекторам на основе стримерных трубок, использующимся в детекторе КЕДР [60]. Стримерные трубки сгруппированы в блоки. Каждый блок состоит из двух слоёв трубок, сдвинутых относительно друг друга на половину шага. При таком расположении трубок пролетающая частица в любом случае пересечёт как минимум одну из них. Один канал электроники обслуживает несколько трубок, соединённых последовательно. Трубки соседних каналов расположены через одну, чтобы уменьшить вероятность пересечения частицей сразу нескольких трубок одного канала. На торцах блока находятся дюралюминиевые матрицы, фиксирующие тонкостенные трубки из нержавеющей стали. Трубки закрываются капронитовыми пробками. В пробке имеется два отвер-

стия — для анодной проволоочки и для подачи рабочей газовой смеси. Анодная проволоочка натягивается с усилием 300 г и фиксируется в отверстии пробки медным пином. Используется позолоченная молибденовая проволока диаметром 100 мкм. Схема канала электроники приведена на Рис. 2.35. Продольная координата определяется по разности времён прихода сигнала на концы цепочки трубок. На каждом конце цепочки установлены формирователи с регулируемым порогом дискриминаторов. Чтобы исключить отражение сигнала, к концам цепочки присоединены согласующие сопротивления. Логические сигналы «старт» и «стоп» с выходов формирователей подаются на экспандер, при этом сигнал «стоп» проходит через линию задержки, чтобы приходиться на экспандер всегда позже, чем «старт». Экспандер генерирует парафазный логический сигнал, длительность которого примерно в 40 раз больше разности времён между «стартом» и «стопом». Выходные сигналы передаются по кабелям из экранированной витой пары на время-цифровой преобразователь (ВЦП).

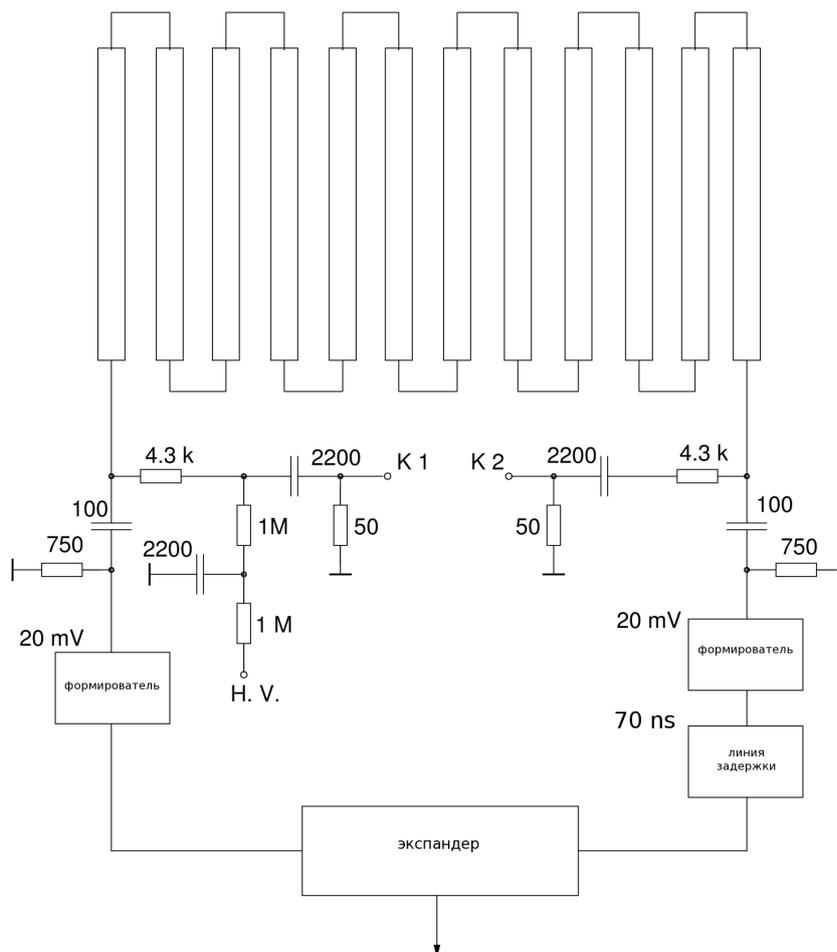


Рис. 2.35: Канал электроники мюонной системы

Длительность выходного сигнала соответствует месту пролёта частицы через цепочку трубок. Восстановление продольной координаты производится в линейном приближении с учётом межтрубочных соединений. Среднее разрешение по продольной координате составляет около 4 см. Поперечная координата определяется по местоположению сработавшей трубки. Возможно и более точное измерение поперечной координаты по времени дрейфа ионизации, но этого не требуется, поскольку многократное рассеяние в веществе детектора существенно больше.

Для работы в стримерном режиме требуется газовая смесь, содержащая компоненту с сильным поглощением ультрафиолетовых фотонов. В качестве рабочего газа выбрана взрывобезопасная смесь 70% Ar : 23% CO<sub>2</sub> : 7% н-пентан.

## 2.8 Сверхпроводящий соленоид

### 2.8.1 Основные требования и параметры соленоида

Сверхпроводящий соленоид предназначен для создания аксиального магнитного поля в детекторе, которое позволит измерять импульс элементарных частиц. Поскольку соленоид расположен снаружи основных систем детектора, то к нему не предъявляются требования минимальной радиационной толщины. Основные параметры соленоида приведены в Таблице 2.3.

Таб. 2.3: Основные проектные параметры соленоида

Длина	4 м
Внутренний диаметр	3.2 м
Магнитное поле в центре	1 ÷ 1.2 Тл
Запасенная энергия	28.8 МДж
Время подъема тока	< 4 часа

### 2.8.2 Конструкция соленоида для детектора

Аналогичные соленоиды разрабатывались европейскими и японскими компаниями в течение последнего десятилетия. Для защиты этих соленоидов использовался сверхпроводящий кабель, содержащий стабилизатор из сверхчистого алюминия. Данный стабилизатор из сплава А5 (Al 99.999%) со стоимостью порядка \$1000/кг даёт основной вклад в стоимость соленоида.

Основное назначение стабилизатора в конструкции соленоида — защита соленоида при преждевременном переходе в нормальное состояние. Он существенно уменьшает тепловыделение в сверхпроводящем кабеле, которое определяется как  $\rho J^2$ , где  $J$  — плотность тока,  $\rho$  — удельное сопротивление стабилизатора. Использование стабилизатора было проанализировано на основе следующего:

1. электрические и тепловые свойства сплавов Al 99.999% и Al 99.99% отличаются в диапазоне от 2 до 5 раз, при этом стоимость этих сплавов отличается в более чем в 100 раз;
2. тепловыделения в стабилизаторе могут быть уменьшены за счет увеличения количества стабилизатора;
3. в современных соленоидах, работающих на БАК (ЦЕРН), используется активная система защиты.

Таким образом, конструкция соленоида предусматривает использование сверхпроводящего кабеля с использованием стабилизатора из сплава А4 (Al 99.99%). Также будет использоваться активная система защиты на основе нагревателей для ускорения распространения

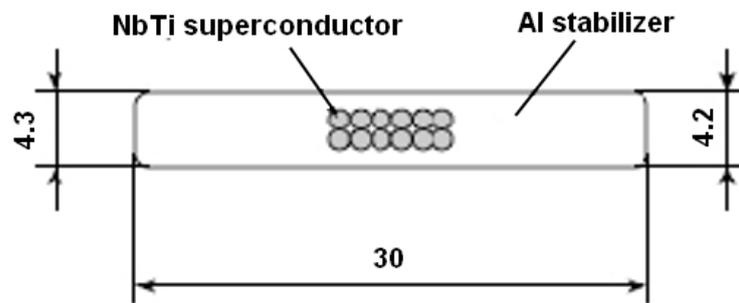


Рис. 2.36: Сверхпроводящий кабель использованный в соленоиде детектора ATLAS

нормальной зоны. Предлагаемый подход позволяет сэкономить \$1–2 миллионов на изготовление соленоида.

Предварительные расчеты показывают, что сверхпроводящий кабель может иметь аналогичные размеры как и кабель центрального соленоида детектора ATLAS (БАК), см. Рис. 2.36. Этот кабель был изготовлен в Японии фирмой Hitachi Co.

### 2.8.3 Криогенная система соленоида

Криогенная система должна обеспечивать работоспособность соленоида и сверхпроводящих магнитов финального фокуса накопителя при температуре 4.5 К. Криогенная система будет основана на использовании рефрижератора с производительностью не менее 100 Вт при 4.5 К.

## 2.9 Триггер

Триггер детектора СЧТФ будет построен по принципу «открытого триггера», который позволяет отбирать и сохранять 100% полезных событий. Этот принцип подразумевает, что отбор событий основан на универсальных критериях, таких как: наличие и топология треков в координатной системе, полное энерговыделение в калориметре, топология выделения энергии и количество кластеров в калориметре, отклик мюонной системы. «Открытый триггер» не предназначен для отбора конкретных событий. Этот подход обусловлен очень широкой и разнообразной физической программой СЧТФ и задачей поиска «новой физики», которую невозможно предсказать заранее. Недостатком такого подхода является то, что на уровне триггера невозможно разделить полезные события и события нерезонансного рождения адронов.

В Таблице 2.4 представлены загрузки полезных событий и событий упругого рассеяния (Bhabha) при различных энергиях, а также загрузка от космических частиц. Сечение нерезонансного рождения адронов при этих энергиях составляет примерно  $\sim 20$  нб, что соответствует скорости счета 20 кГц при светимости  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . В настоящий момент тяжело оценить частоту срабатывания триггера от фоновых событий связанных с потерями пучка и взаимодействием пучка с остаточным газом. Опыт работы на *B*-фабриках в КЕК и SLAC и разработки SuperB – фабрик указывают, что эта частота срабатывания будет на уровне нескольких десятков килогерц.

Из данных в Таблице 2.4 следует, что максимальная скорость чтения событий будет составлять более 200 кГц. Средний размер события оценивается в 30 кБ.

Таб. 2.4: Светимость, физическое сечение, загрузки полезных событий, Vhabha событий при различных энергиях и загрузка от космических частиц

	$J/\psi$	$\psi(2S)$	$\tau\bar{\tau}$	$\psi(3770)$	$\tau\bar{\tau}$	$\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$
$E_{\text{см}}$ , МэВ	3097	3686	3700	3773	4250	4650
$L$ , $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	7.7	9.2	9.2	9.4	10	10
$\sigma$ , нб	1400	370	2.5	$\sim 6$	3.5	0.5
$f$ , кГц	110	34	0.23	0.56	0.35	0.05
Vhabha, кГц	$\sim 90$	$\sim 80$	$\sim 80$	$\sim 80$	$\sim 60$	$\sim 50$
Космика, кГц	$\sim 2$					

Чтобы достигнуть такой высокой скорости чтения предполагается использовать методы и подходы детектора BaBar и проекта SuperB.

- Все сигналы систем детектора непрерывно оцифровываются в электронике расположенной непосредственно на детекторе (FrontEnd-электроника). Данные сохраняются в цифровой конвейерной памяти на несколько микросекунд. Время хранения определяется временем принятия решения триггером первого уровня (L1).
- Электроника дрейфовой камеры, калориметра и мюонной системы выдает дополнительные «быстрые» сигналы, которые передаются в L1-триггер.
- После получения сигнала от L1-триггера, данные из FrontEnd электроники передаются по высокоскоростным оптическим линкам (10 Гбит/с) в процессоры чтения (англ. ReadOut processors – ROP), которые расположены снаружи детектора. Процессоры чтения выполняют предварительную обработку данных (вычисления амплитуд и времен импульсов), чтобы уменьшить объем передаваемой информации. Также на этом уровне выполняется дополнительное фильтрование данных на основе топологической и временной информации.
- Данные из процессоров чтения от каждой системы передаются в «Event builder», представляющий собой ферму из компьютеров, где информация синхронизируется и обрабатывается триггером верхнего уровня.
- L1-триггер использует «быстрые» сигналы от систем детектора для поиска полезных событий (Рис. 2.37). Он представляет собой конвейерную систему с программируемой логикой поиска событий. L1 – триггер использует топологию треков в координатной системе, полное энерговыделение, топологию выделения энергии и количество кластеров в калориметре, а также данные мюонной системы.
- Сигнал решения триггера передается во FrontEnd-электронику. Области интересов — в ReadOut процессоры. А промежуточная информация работы триггера — в систему сбора данных.
- Триггер первого уровня будет занимать 2 стойки, которые будут установлены на антресолях.

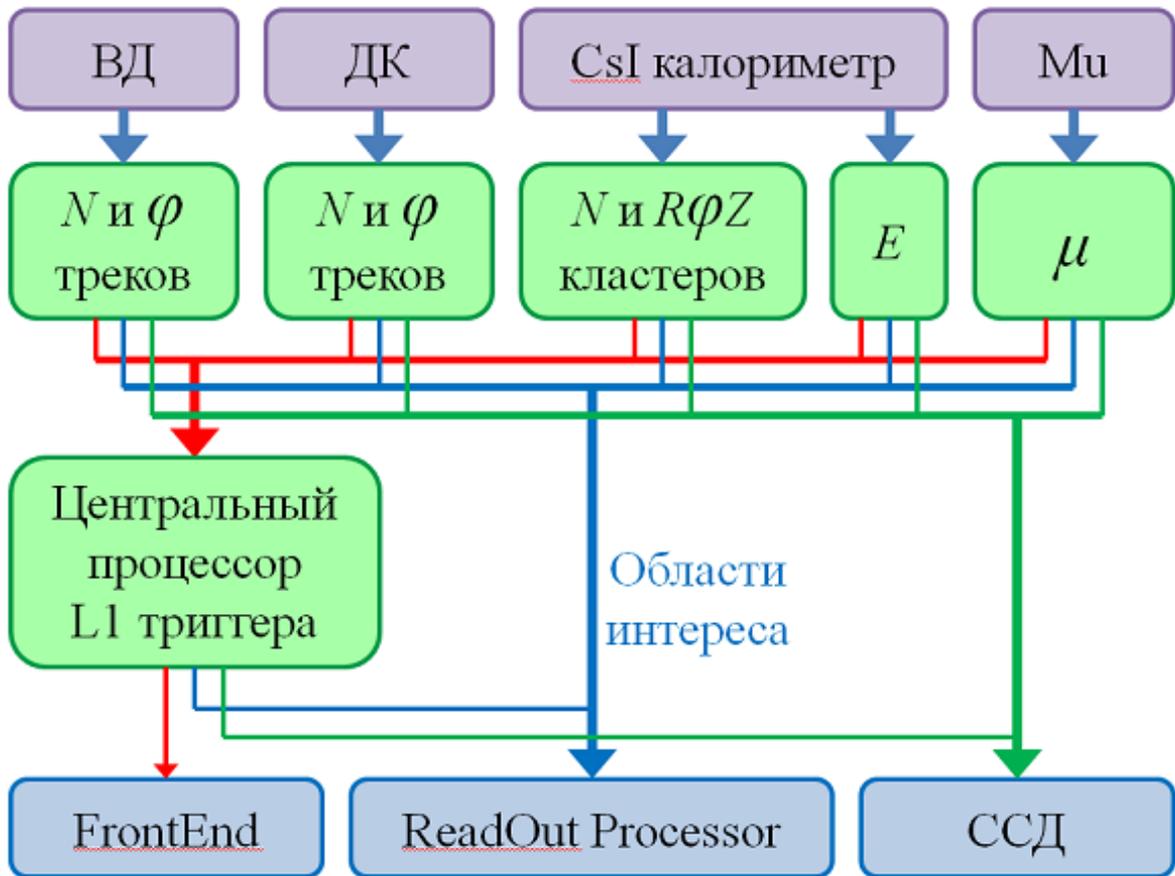


Рис. 2.37: Блок-схема триггера первого уровня

- Максимальная частота срабатывания L1 – триггера 500 кГц, эффективное мертвое время не превышает 100 нс. Время принятия решения L1 – триггера составляет несколько микросекунд.
- Триггер верхнего уровня является программным. Чтобы получить информацию о координатах, импульсах и энергии всех вторичных частиц, выполняется быстрая предварительная реконструкция событий. На этом этапе выполняется эффективная отбраковка фоновых событий от пучковых взаимодействий и космических частиц. Чтобы уменьшить количество записываемой информации, должно применяться прореживание событий Vhabha. Триггер верхнего уровня будет работать на ферме компьютеров, состоящей из нескольких сотен процессоров.

## 2.10 Электроника детектора

Электроника, наряду с компьютерным и телекоммуникационным оборудованием детектора, является одним из ключевых элементов детектора для СЧТФ.

Параметры ускорителя, важные для построения, электроники приведены ниже:

- Частота генератора ВЧ около 508 МГц.

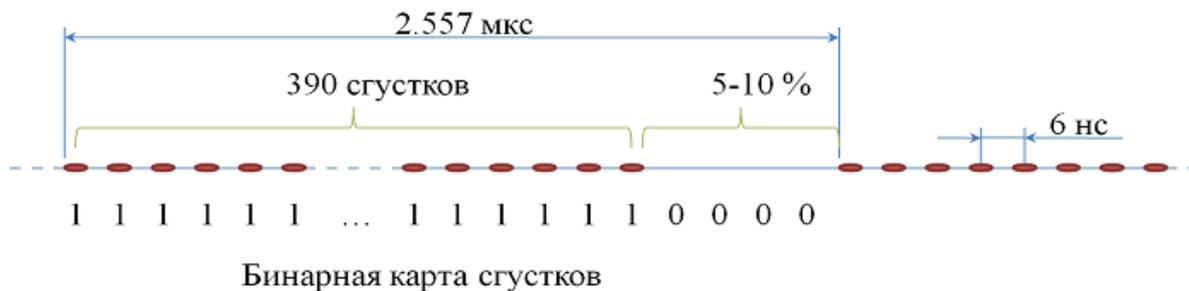


Рис. 2.38: Распределение сгустков и бинарная карта

- Период обращения пучка 2.557 мкс, в который укладывается 1300 сепаратрис.
- Заполняется каждая третья сепаратриса, что дает время между сгустками около 6 нс (более точно 5.9 нс).
- Рассматривается возможный режим работы с заполнением каждой четвертой сепаратрисы, что дает 8 нс между сгустками.
- Всего в трейне содержится 390 сгустков.
- Обязательный разрыв в последовательности примерно на 5 – 10% (130 сепаратрис) для подавления ионной неустойчивости.

Для точных временных измерений необходимо будет знать распределение сгустков в трейне. Поэтому, предполагается использовать бинарную карту сгустков (Рис. 2.38). Особенно это будет важно на начальных этапах работы, пока не все из 390 сгустков будут заполнены.

Синхронизирующий импульс «фаза» необходимо вырабатывать один раз на оборот пучка.

При создании электроники для детектора СЧТФ состав и параметры электроники должны соответствовать структуре нового детектора. Электроника обслуживает большое число измерительных каналов, должна обладать большим быстродействием и надежностью, а кроме того, иметь расширенный набор сервисных функций для тестирования и наладки и самодиагностики.

При выборе варианта построения (аналоговой и оцифровывающей) электроники каждой системы детектора нужно стремиться не только к оптимизации электроники для конкретной системы, но и к максимальному уменьшению стоимости и трудозатрат по созданию всей электроники детектора в целом. Этого можно достичь путём разумной унификации основных узлов электроники всех систем.

На Рис. 2.39 представлена общая блок-схема считывающей электроники. FrontEnd-электроника включает в себя усилители, аналогово-цифровые преобразователи (АЦП) или время-цифровые преобразователи (ВЦП), обязательный цифровой конвейер, так называемый Pipeline, на время работы триггера первого уровня, контроллер, который управляет работой и организует передачу данных по оптическому линку. Оптические линки с пропускной способностью 10 Гбит/с связывают FrontEnd-электронику и ReadOut-процессоры. В последних происходит вычисление амплитуд и времен из «сырых» данных, возможно дополнительная отбраковка информации по сигналам от триггера первого уровня. После чего

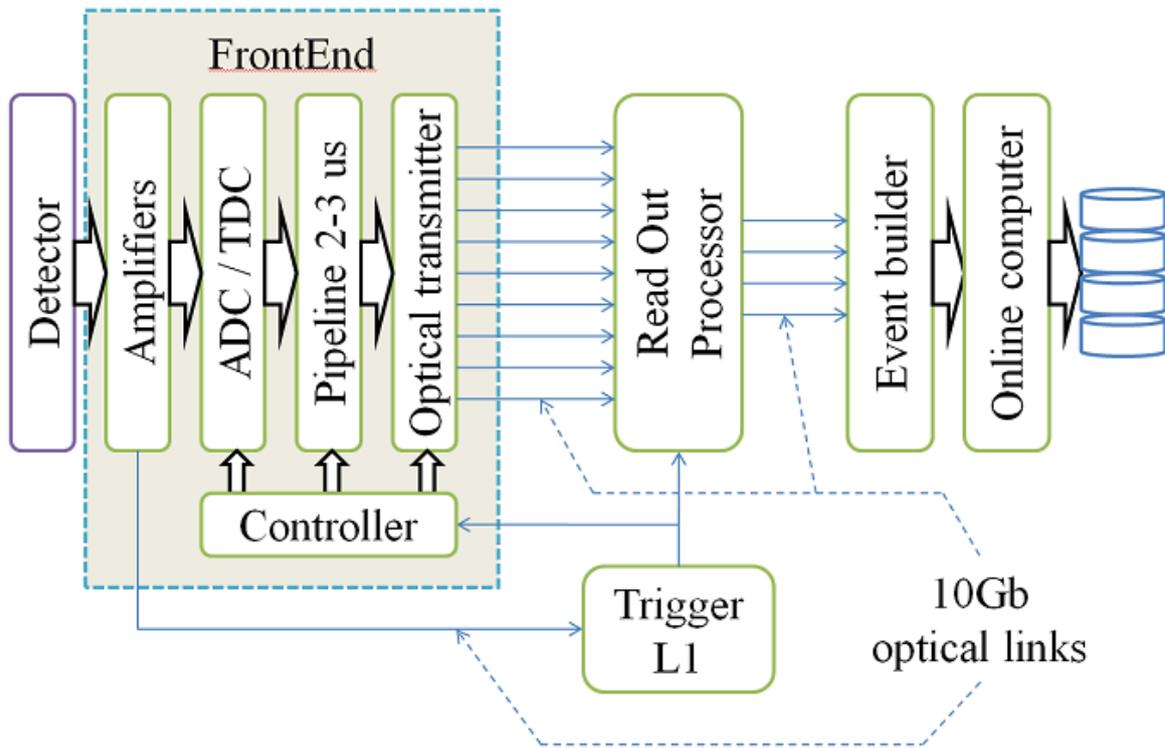


Рис. 2.39: Блок-схема электроники

информация передается в EventBuilder-ы и онлайн-компьютеры, расположенные в машинном зале.

Триггер первого уровня также получает быстрые сигналы от FrontEnd-электроники по 10 Гбит/с оптическим линкам.

### 2.10.1 FrontEnd-электроника

В Табл. 2.5 показано количество каналов электроники для различных систем детектора, геометрический размер канала и оценка потребляемой мощности FrontEnd-электроники. Кроме того представлен вариант использования сигналов от систем детектора в триггере и виды требуемой информации (А — амплитуда, Т — время, Р — позиция сработавшего канала).

При таком количестве каналов целесообразно будет разместить внутри детектора во FrontEnd-электронике не только усилители, но и аналого-цифровые преобразователи (Рис. 2.39). Цифровая информация о событии по сигналу триггера будет формироваться в пакеты данных и передаваться наружу из детектора по оптическим линкам. Для достижения требуемой плотности каналов и снижения потребления энергии необходимо применение чипов ASIC.

Для отвода тепла выделяемого FrontEnd-электроникой предполагается использовать следующий подход. Печатные платы будут помещены в алюминиевый корпус, который помимо экранировки от наводок будет выполнять теплоотводящую функцию. Все микросхемы на плате будут иметь термический контакт с корпусом через теплопроводящую резину. Там, где применение закрытых корпусов нецелесообразно, можно использовать алюминиевую пластину. Тепло от корпусов или пластин будет передаваться на систему трубопроводов, по которым циркулирует вода. Она и будет уносить лишнее тепло из детектора. Чтобы обезопасить де-

Таб. 2.5: Параметры детектора

Система детектора	Кол-во каналов ( $\times 10^3$ )	Размер канала	Требуемая мощность	Участие в триггере	Тип данных
ВД-GEM	56	$2 \times 2 \text{ мм}^2$	1 кВт	Возможно	А, Т, Р
ВД-Pixel	10 000	$150 \times 150 \text{ мкм}^2$			
ДК	7.1	$12 \times 20 \text{ мм}^2$	2 кВт	Да	А, Т, Р
ФАРИЧ	1 000	$4.5 \times 4.5 \times 50 \text{ мм}^3$	100 кВт	Нет	Т, Р
Калориметр	7.5	$(40 - 70)^2 \text{ мм}^2$	2 кВт	Да	А, Т, Р
МС	4-44	диаметр 20 мм	1-9 кВт	Да	Т, Р

детектор от возможных протечек, давление воды в системе охлаждения должно быть меньше атмосферного. В случае нарушения герметичности магистралей охлаждения, вода не будет выливаться, а будет всасываться воздух. Нагретая вода будет отдавать тепло в системе чиллеров.

Детектор будет иметь отъезжающие в стороны торцы (Рис. 2.41). При этом будет открываться доступ к внутренним системам детектора. Это позволит упростить обслуживание электроники. Поэтому FrontEnd-электроника будет модульной, чтобы можно было оперативно заменять вышедшие из строя блоки.

В Табл. 2.6 приведены максимальные загрузки каналов детекторов, длительности сигналов, требуемые частоты аналогово-цифровых преобразований, разрядность АЦП и ВЦП и необходимая точность временных измерений.

Вершинный детектор, в зависимости от исполнения, будет иметь от 56 тысяч до 10 миллионов каналов. В первом случае — это GEM детектор, во втором — полупроводниковый пиксельный детектор. В случае GEM загрузка одного канала ожидается на уровне 33 кГц. Для оцифровки сигналов с длительностью фронта около 25 нс понадобится АЦП с частотой дискретизации около 80 МГц (или ниже, если использовать большие времена формирования) и разрядностью 10–12 бит. Временное положение сигнала необходимо определять с точностью до 1 нс.

Дрейфовая камера будет содержать 7 тысяч чувствительных проволочек. Загрузка одного канала будет составлять до 50 кГц. В случае обычного режима работы ДК с фронтом сигналов на уровне нескольких сотен нс недостаточно будет 10-разрядного АЦП с частотой дискретизации 50 МГц. В случае работы в кластерном режиме, понадобится АЦП с частотами дискретизации около 1 ГГц.

Детектор FARICH будет иметь огромное количество каналов. Загрузка каждого из которых ожидается на уровне 1 МГц. Временное положение коротких сигналов необходимо определять с точностью до нескольких сотен пикосекунд.

Калориметр на основе кристаллов будет иметь 7.5 тысяч каналов с загрузкой каждого из них на уровне 15 кГц. Для точного определения амплитуды сигналов и перекрытия большого динамического диапазона будет необходимо АЦП большой разрядности — около 18 бит.

Мюонная система из стримерных трубок в зависимости от способа их соединения будет иметь от 4 до 44 тысяч каналов. Основная задача электроники здесь — это получить временное разрешение на уровне 60 пс.

Таб. 2.6: Параметры сигналов и FrontEnd-электроники

Детектор	Загрузка канала	Длительность сигналов	Частота оцифровки	Разрядность АЦП/ВЦП	Временная точность
ВД	33 кГц	Фронт 25 нс	от 20 МГц до 80 МГц	10–12 бит АЦП	1 нс
ДК	50 кГц	Фронт 100–200 нс, спад — 300 нс	50 МГц (обычный) 500–1000 МГц (кластер)	10 бит АЦП 10 бит АЦП	1 нс 1 нс
ФАРИЧ	1 МГц	5–10 нс	ВЦП	6 бит ВЦП	200 пс
Калориметр	15 кГц	30 нс для чистого CsI	40–50 МГц	18 бит АЦП	1 нс
МС	100 кГц	30–200 нс	ВЦП	11–12 бит ВЦП	60 пс

На основании оценки потоков данных с FrontEnd-электроники и с учетом особенностей расположения систем детектора была составлена соответствующая Таблица 2.7. В ней представлено количество оптических линков для передачи данных и триггерной информации. Всего получается 268 линков данных и 168 триггерных линков.

### 2.10.2 Процессор чтения (ReadOut-процессор)

ReadOut-процессор может принимать данные с нескольких оптических линков (Рис. 2.40). В зависимости от сложности исполняемых алгоритмов их может быть от 2 до 8. Таким образом, всего потребуется максимум 134 ReadOut-процессоров. Этот блок вычисляет амплитуды и времена из сырых данных, поступающих с FrontEnd-электроники. Он использует информацию от триггера первого уровня, чтобы обрабатывать только так называемые «области

Таб. 2.7: Оптические каналы передачи данных

Детектор	Количество каналов ( $\times 10^3$ )	Количество линков данных	Количество триггерных линков
ВД-GEM	56	56	56
ВД-Pixel	10 000	Н/Д	Н/Д
ДК	7.1	48	48
ФАРИЧ	1000	100	0
Калориметр	7.5	32	32
МС	4–44	32	32

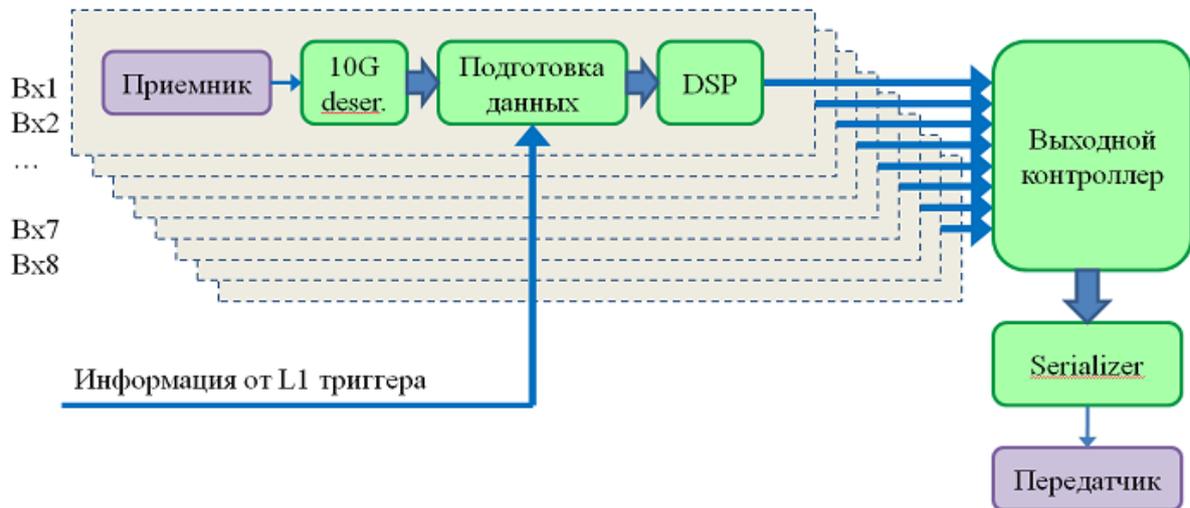


Рис. 2.40: Блок-схема ReadOut-процессора

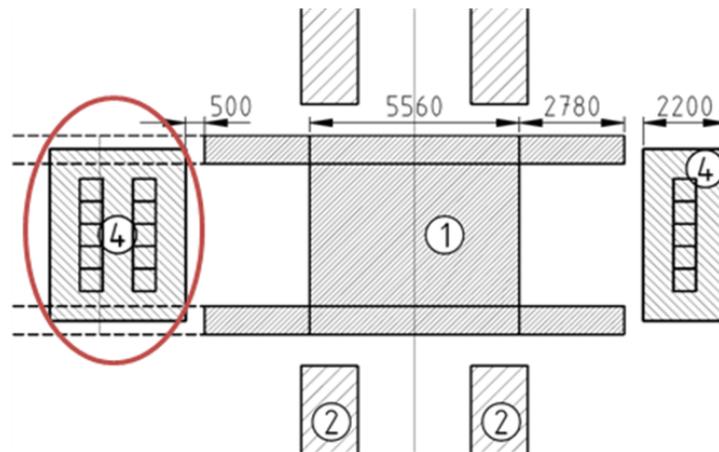


Рис. 2.41: Расположение стоек ReadOut-процессоров на антресолях детектора

интересов» — места в детекторе, отмеченные триггером, где произошло срабатывания каналов. Полученные значения передаются в машинный зал в EventBuilder-ы для последующей обработки.

Всего планируется разместить 134 ReadOut-процессора в 14 VME-крейтах, которые будут занимать 4–5 стоек. Предполагаемое потребление одного крейта будет около 900 Вт, а стойки — 1.8–2.7 кВт. Располагаться они будут на антресолях возле детектора (Рис. 2.41).

### 2.10.3 Электроника ДК

Для примера рассмотрим более подробно FrontEnd-электронику дрейфовой камеры (Рис. 2.42.). Она будет состоять из 48 модулей трех типов. Они будут содержать от 128 до 192 каналов, от 2 до 4 FrontEnd-плат (FEB) и одну общую материнскую плату (FEM). На FEB-плате будет расположено от 48 до 64 каналов усилителей и АЦП. FEM-плата содержит общий Pipeline и контроллер, который по сигналам от триггера передает данные в ReadOut-

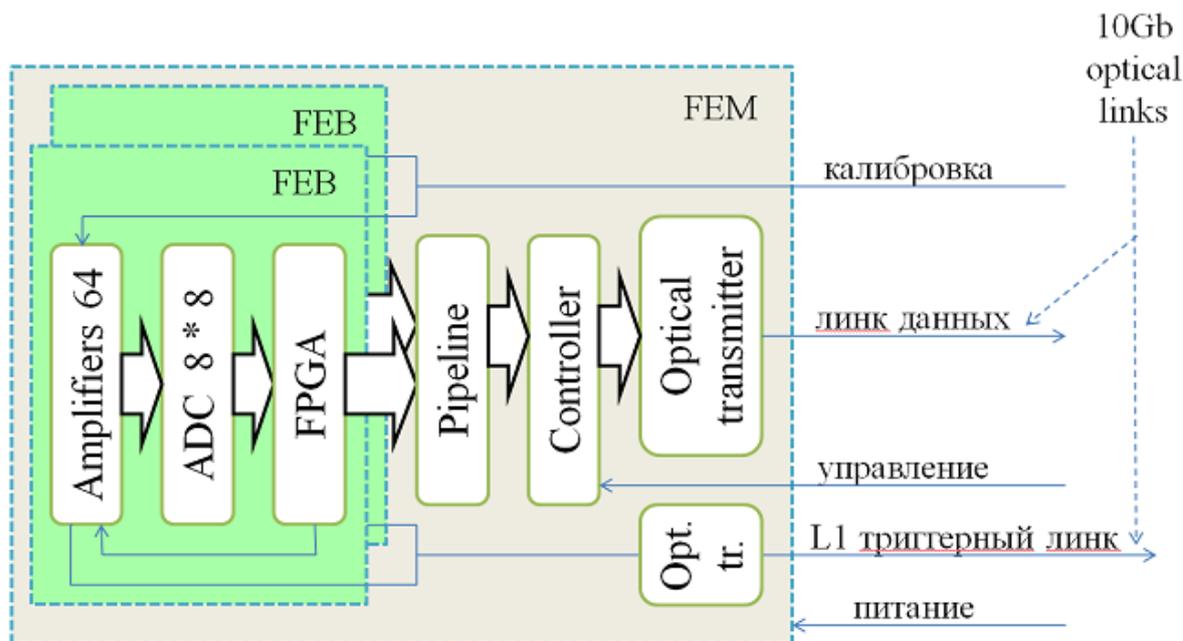


Рис. 2.42: Блок-схема модуля FrontEnd-электроники дрейфовой камеры

процессоры. В модуль обязательно должен подаваться сигнал калибровки, который необходим для проверки всего тракта электроники.

## 2.11 Компьютерное и телекоммуникационное обеспечение

### 2.11.1 Введение

Компьютерная и телекоммуникационная инфраструктура является одной из ключевых подсистем детектора для СЧТФ, создание и эксплуатацию которого предполагается осуществить в ИЯФ СО РАН в период с 2020–2021 по 2031–2032 гг. В данном разделе подробно рассматриваются вопросы проектирования, построения и эксплуатации данной подсистемы детектора, а также создания прототипов ее основных компонентов.

В параграфе 2.11.2 обсуждаются ожидаемые объемы данных, необходимая вычислительная мощность и требования к компьютерной инфраструктуре.

Параграф 2.11.3 содержит краткое описание модели процесса сбора, обработки и длительного хранения данных, набранных в экспериментах с детектором за весь период его существования, а также общие сведения об архитектуре вычислительных систем и систем хранения данных, которые предполагается использовать для осуществления этих процессов.

В параграфе 2.11.4 подробно рассматривается предлагаемая к реализации архитектура системы обработки и хранения данных детектора и обсуждаются варианты решения инженерно-технических вопросов, непосредственно связанных с созданием и эксплуатацией предложенных к реализации систем. В данном разделе также кратко затрагиваются вопросы, связанные с архитектурой среды исполнения программного обеспечения детектора, и обсуждаются способы привлечения к обработке данных детектора географически удаленных ресурсных центров ГРИД-систем и суперкомпьютерных центров.

Параграф 2.11.5 содержит оценки необходимых ресурсов и предварительные планы развёртывания компонентов системы обработки и хранения данных детектора, а также обзор направлений работ по созданию прототипов важнейших элементов его компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры. Здесь же приведены оценки суммарной стоимости оборудования этих систем.

## 2.11.2 Требования к компьютерной инфраструктуре

Структура и объём данных определяются физической программой экспериментов, в которых планируется изучать как редкие процессы, так и процессы с участием вторичных частиц, рожденных в основных модах взаимодействия встречных пучков. Для выполнения программы требуется использовать систему сбора данных с достаточно открытым триггером, что, с учетом высокой светимости комплекса, приводит к регистрации большого числа событий в детекторе.

Ожидаемая структура данных характерна для экспериментов в области физики высоких энергий. Основными уровнями данных являются: «сырые» данные, содержащие информацию, непосредственно зарегистрированную чувствительными системами детектора; обработанные данные, содержащие информацию о частицах, реконструированных при обработке «сырых» данных; данные моделирования, содержащие информацию, аналогичную «сырым» данным, но полученную не в результате измерений, а в результате математического моделирования эксперимента. Опыт других экспериментов показывает, что удобно выделить несколько промежуточных уровней обработанных данных, отличающихся детализацией сохраняемой информации.

Объём одного «сырого» события оценивается в 30–50 кбайт, что характерно для детекторов, работающих на  $e^+e^-$  коллайдерах в близких диапазонах энергии ( $B$ -фабрики, BESIII, КЕДР). Вычислительная сложность реконструкции одного события оценивается в 0.15–0.30 Гфлопс·сек/событие, что значительно меньше аналогичного параметра для детекторов ЛНС. Вычислительная сложность моделирования одного события оценивается в 2–5 Гфлопс·сек/событие. Для обеспечения обработки данных, моделирования и физического анализа, полная вычислительная мощность системы обработки должна составлять порядка 600 Тфлопс (примерно  $6 \cdot 10^6$  NEP-SPEC06), при этом большая часть этих ресурсов требуется для моделирования событий эксперимента.

Предполагая общее число событий равным  $2 \cdot 10^{12}$ , полный объём сырых данных, с учетом резервной копии, за все время работы комплекса оценивается в 150 Пбайт. Полный объём одной копии наименее детализированных обработанных данных с детектора, непосредственно используемых в физическом анализе, за все время работы комплекса оценивается в 10 Пбайт. С учетом объёмов данных моделирования и необходимости работы с несколькими версиями обработанных данных, общий объём хранилища данных оценивается в 240 Пбайт. При этом не предполагается организовывать долгосрочное хранение детализированных обработанных данных, в связи с относительной легкостью их генерации из сырых данных. При увеличении общего числа событий (например, при наборе большего объёма данных при энергии  $J/\psi$ -мезона) потребуется пропорционально увеличить и общий объём хранилища. Основная доля увеличения при этом придется на относительно дешевое ленточное хранилище.

Объём данных, ожидаемый на СЧТФ, меньше, но сопоставим с объемами данных одного эксперимента ЛНС, однако требуемые вычислительные ресурсы на порядок меньше. В случае СЧТФ построение географически распределенной системы обработки и хранения данных, аналогичной системе, используемой в экспериментах на ЛНС, не представляется оправданным. Однако вполне целесообразно создание интегрированной системы, в которой система

хранения централизована (выполняя роль T0 в модели WLCG), а часть вычислительных ресурсов локализовано на удаленных ресурсных центрах. При этом удаленные ресурсы будут в основном использоваться для моделирования и научного анализа, а ресурсы, доступные в рамках централизованной системы — /для реконструкции данных. Соответственно, сырые данные, составляющие основной объем данных, будут храниться в центральной системе, а несколько копий обработанных данных, включая моделирование, будут храниться как в центральной системе, так и на удаленных центрах.

### 2.11.3 Модель процесса сбора, обработки и хранения данных детектора

Система сбора, обработки и длительного хранения данных детектора для СЧТФ будет состоять из следующих крупных блоков.

1. Собственно, система сбора данных (TDAQ), включающая в себя:
  - (а) двухуровневый аппаратно-программный триггер, рассчитанный на максимальную частоту срабатывания 0.5 МГц и средний размер экспериментального события 30–50 кбайт, что даёт максимальную величину потока данных через эту систему, равную 120–200 Гбит/с,
  - (б) систему формирования событий,
  - (в) буфер обмена данными с системой offline-обработки.
2. Система управления и мониторинга детектора, включающая в себя:
  - (а) информационную систему детектора,
  - (б) систему контроля доступа, безопасности и контроля окружающей среды детектора и его инженерной инфраструктуры,
  - (в) средства управления и мониторинга подсистем детектора,
  - (г) специализированные пультовые помещения.
3. Система offline-обработки и моделирования экспериментальных событий детектора.
4. Многоуровневая гетерогенная система хранения данных детектора.

На Рис. 2.43 показана блочная схема системы обработки и хранения данных детектора, а также схема организации потоков данных между основными её компонентами. На Рис. 2.44 приведена детализированная схема потоков данных, идущих от системы сбора данных детектора к его системе длительного хранения данных, с указанием основных характеристик всех задействованных в этом процессе компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента. Там же, на Рис. 2.44, приведены проектные значения емкости задействованных в ней систем хранения данных, а также пропускной способности линий связи, соединяющих отдельные компоненты системы. Приведенные значения получены в результате поиска компромисса между производительностью предлагаемого решения и ожидаемой стоимостью его развертывания и эксплуатации, вопросам оценки которой посвящен параграф 2.11.5.1.

Важно отметить, что в предложенной конфигурации система сбора и хранения данных позволяет, при необходимости, сохранять для дальнейшей обработки весь поток данных, имеющийся на выходе аппаратного триггера детектора. Более подробные сведения об архитектуре обсуждаемых здесь систем содержатся в параграфе 2.11.4.1.

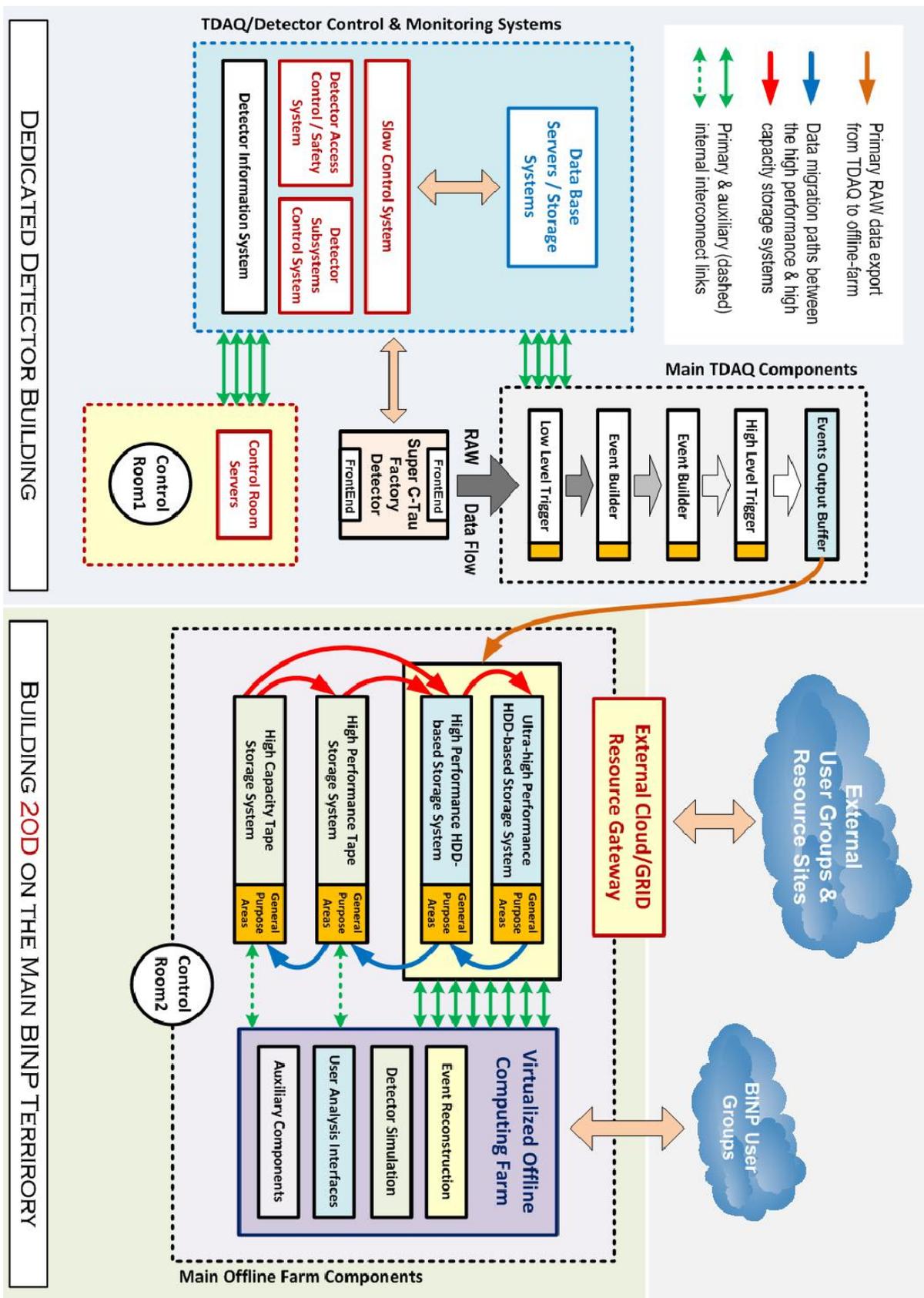


Рис. 2.43: Общая схема организации потоков данных между основными компонентами системы сбора, обработки и хранения данных детектора для СЧТФ

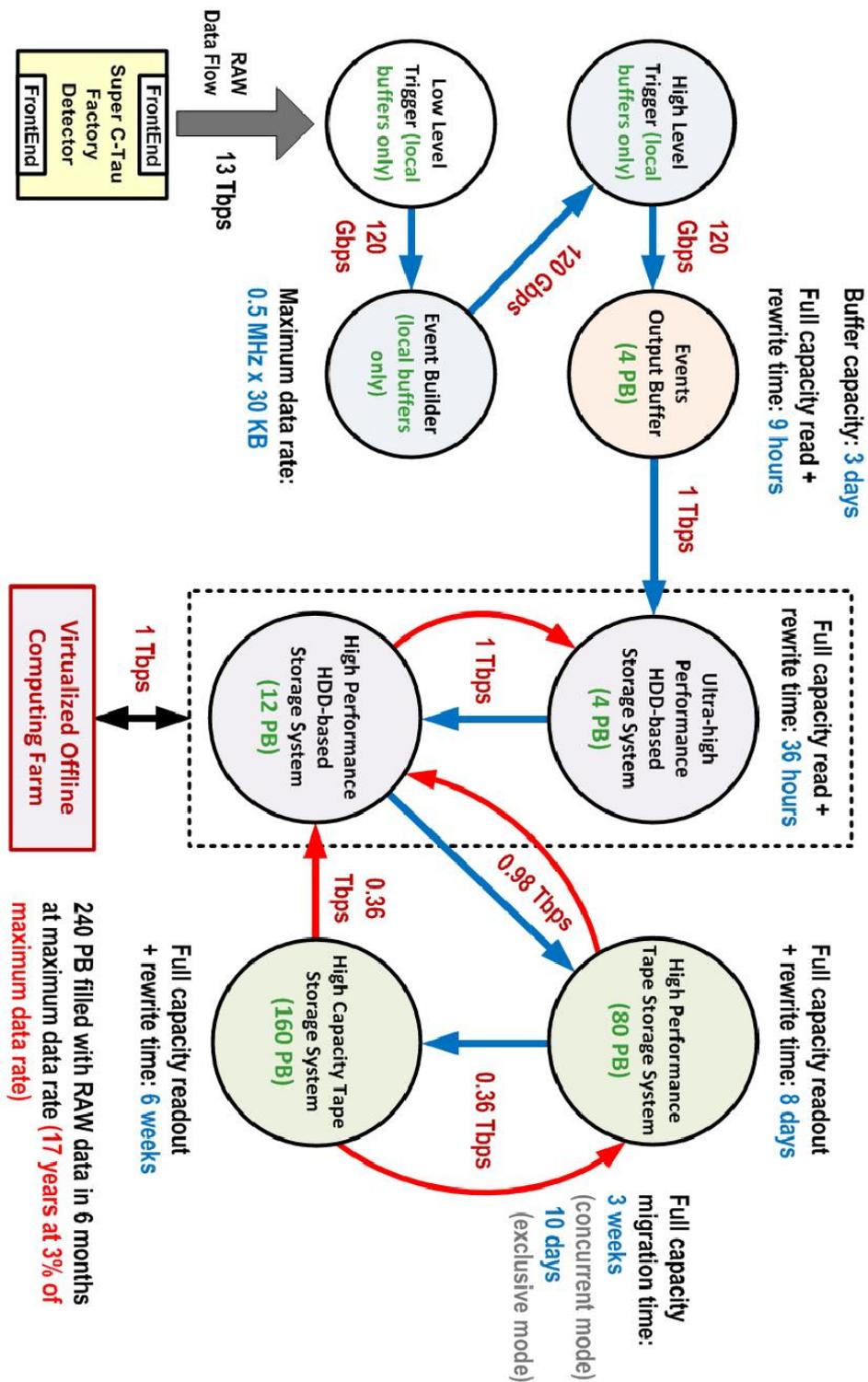


Рис. 2.44: Детализированная схема потоков данных, идущих от системы сбора данных детектора к его системе длительного хранения данных, с указанием основных характеристик всех задействованных в этом процессе компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента. (Значения пропускной способности каналов связи и интерфейсов систем хранения приведены всюду для полнодуплексного режима работы)

## 2.11.4 Структура системы обработки и хранения данных детектора

### 2.11.4.1 Основные компоненты системы

В структуре системы сбора данных и компьютерного обеспечения детектора для СЧТФ выделяются следующие блоки, обособленные как по функциональности, так и по предполагаемому расположению на территории ИЯФ СО РАН (условные обозначения блоков приведены в начале каждого элемента списка):

1. **[FrontEnd1,2]** Блоки front-end электроники, размещенные непосредственно на подсистемах детектора, установленного в детекторной яме, и перемещающиеся вместе с ним.
2. **[ReadOut1,2]** Электронное оборудование, размещенное на антресолях детектора, расположенное в непосредственной близости от детектора, и перемещающееся вместе с ним:
  - (а) источники питания front-end электроники,
  - (б) аппаратный триггер детектора (L1 Trigger),
  - (в) системы считывания фрагментов событий с front-end электроники (readout),
  - (г) система сборки фрагментов событий для передачи по волоконно-оптическим линиям связи на программный триггер для дальнейшей обработки.
3. **[FiberTray1(a,б)]** Волоконно-оптический ввод в детекторную яму от узла пассивной оптической коммутации **[FiberCross1(a,б)]**, расположенного вблизи ее края, до антресоли детектора, состоящий из трех частей:
  - (а) защищенной от механических повреждений неподвижной части, проложенной по одной из вертикальных стен детекторной ямы в специальных коробах;
  - (б) подвижной части на участке от стены детекторной ямы до одной из антреселей детектора, выполненной в виде поворачивающегося кабельного лотка, либо в виде специальной системы автоматического разматывания и натяжения оптических кабелей;
  - (в) неподвижной радиационно-защищенной части, проложенной по многим независимым путям от антреселей детектора до блоков front-end электроники **[FrontEnd1,2]** (варианты обеспечения радиационной защиты этого участка ВОЛС обсуждаются ниже в параграфе 2.11.4.2).

Данный оптический ввод предполагается скомпоновать из 16- и 24-жильных многокамерных оптических кабелей для внутриобъектовой прокладки (192 пар волокон SMF 9/125). В целях обеспечения высокой живучести системы, коммутационный узел **[FiberCross1(a,б)]** должен быть выполнен в виде двух или более независимых оптических боксов, разнесенных не менее чем на 10 м друг от друга в детекторной яме, с соответствующим разделением путей оптических кабелей, идущих на антресоль детектора.

4. **[FiberTray2(a,б)]** Волоконно-оптическая магистраль, соединяющая узел пассивной коммутации **[FiberCross1(a,б)]** с пассивным оптическим распределительным узлом **[FiberCross2]**, расположенным в помещении 114 здания детектора. Коммутационный узел будет оборудован 8 оптическими патч-панелями на 24 пары

волокон каждый, разнесенными по 4 коммутационным стойкам. Суммарная эффективная протяженность ВОЛС на участке от блока (блоков) **[ReadOut1,2]** до блока **[FiberCross2]** не должна превысить 200 м.

5. **[DataCenter1]** Машинный зал в помещении 114 здания детектора, содержащий:
  - (а) оптический коммутационный узел **[FiberCross2]**,
  - (б) оборудование систем считывания фрагментов событий (Event Fragment Input) и формирования событий (Event Builder),
  - (в) оборудование программного триггера (High Level Trigger, HLT) детектора,
  - (г) буферная система хранения выходного потока данных с программного триггера,
  - (д) пассивный оптический распределительный узел **[FiberCross3]** для оптической магистральной **[FiberTray3]**, соединяющий объекты **[DataCenter1,2]**,
  - (е) серверы управления и контроля подсистем детектора,
  - (ж) серверы систем мониторинга окружающей среды и безопасности здания детектора,
  - (з) серверы основной пультовой детектора **[ControlRoom1]**,
  - (и) терминальные серверы для обеспечения удаленного доступа к ресурсам объекта. **[DataCenter1]**.

На Рис. 2.45 показана схема расположения помещений центра обработки данных **[DataCenter1]** в здании детектора, компонентов его инженерной инфраструктуры, находящихся на прилегающей к зданию территории, а также схема расположения основного пультового помещения детектора **[ControlRoom1]**.

На Рис. 2.46 приведён один из предполагаемых вариантов детализированной схемы размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных **[DataCenter1]**, а также схема компоновки помещений и размещённого в них оборудования в вертикальной плоскости. Сводка основных проектных характеристик объекта **[DataCenter1]** приведена в Таблице 2.8.

6. **[DataCenter1Inf]** Элементы инфраструктурного обеспечения объекта **[DataCenter1]**, расположенные в помещениях 113, 113а, 115, 115а, 116 здания детектора и на прилегающей к нему территории:
  - (а) оборудование силовых вводов 10 кВ,
  - (б) трансформаторная подстанция на отдельном фундаменте,
  - (в) чиллерная группа внешнего водяного контура на отдельном фундаменте,
  - (г) грузовые подъезды к порталам помещений 113 и 115 здания детектора.
7. **[ControlRoom1]** Основная пультовая детектора, расположенная в помещении 112 здания детектора, совмещающая в себе функции управления
  - (а) всеми подсистемами детектора и его инженерной инфраструктурой,
  - (б) оборудованием, размещённым в машинном зале **[DataCenter1]** и его инженерной инфраструктурой, включая системы безопасности и контроля доступа.

8. **[FiberTray3]** Оптическая магистраль эффективной протяженностью не более 2 км, соединяющая объекты **[DataCenter1,2]**, скомпонованная из 4 48-жильных многокамерных оптических бронированных кабелей для межобъектовой прокладки (192 пар волокон SMF 9/125).
9. **[DataCenter2]** Машинный зал ОВС ИЯФ СО РАН, содержащий:
  - (а) узел пассивной оптической коммутации **[FiberCross4]** с приходящими в него вводами оптической магистрали **[FiberTray3]**,
  - (б) центральный коммутационный узел ИЯФ СО РАН, обеспечивающий внешнюю коннективность площадки,
  - (в) оборудование фермы offline-обработки данных детектора,
  - (г) систему длительного хранения данных в виде нескольких специализированных групп ленточных роботов,
  - (д) серверы централизованных баз данных подсистем детектора, в том числе и систем медленного контроля,
  - (е) централизованную систему резервного копирования данных, обслуживающую все серверы на обеих площадках **[DataCenter1,2]**,
  - (ж) терминальные серверы для обеспечения удаленного доступа к ресурсам объекта **[DataCenter1]**.

На Рис. 2.47 приведён один из предполагаемых вариантов схемы расположения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных **[DataCenter2]** в конфигурации на момент начала набора данных детектором. Сводка основных проектных характеристик объекта **[DataCenter2]** приведена в Таблице 2.8.

10. **[DataCenter2Inf]** Элементы инфраструктурного обеспечения объекта **[DataCenter2]**, расположенные в непосредственной близости от него.
11. **[ControlRoom2]** Пультавая машинного зала **[DataCenter2]**, расположенная в смежном с ним помещении, и совмещающая в себе функции управления
  - (а) оборудованием, размещённым в машинном зале **[DataCenter2]**,
  - (б) инженерной инфраструктурой машинного зала **[DataCenter2]**, его системами безопасности и контроля доступа.

В структуре сетей, обслуживающих телекоммуникационную инфраструктуру детектора, выделяются следующие крупные блоки, физически отделённые друг от друга:

1. Сети общего назначения, имеющие как внутреннюю коннективность с внутренними сетями ИЯФ, так и внешнюю коннективность с объектами и организациями за пределами ИЯФ.
2. Сети специального назначения, имеющие ограниченную внутреннюю коннективность (часть линий связи, проложенные между объектами **[DataCenter1,2]**).
3. Закрытые сети, не имеющие коннективности с объектами, не входящими в состав телекоммуникационной инфраструктуры детектора (большая часть линий связи, проложенных между объектами **[DataCenter1,2]**, линии связи между пультовым помещением **[ControlRoom1]** и объектами в здании детектора и пр.).

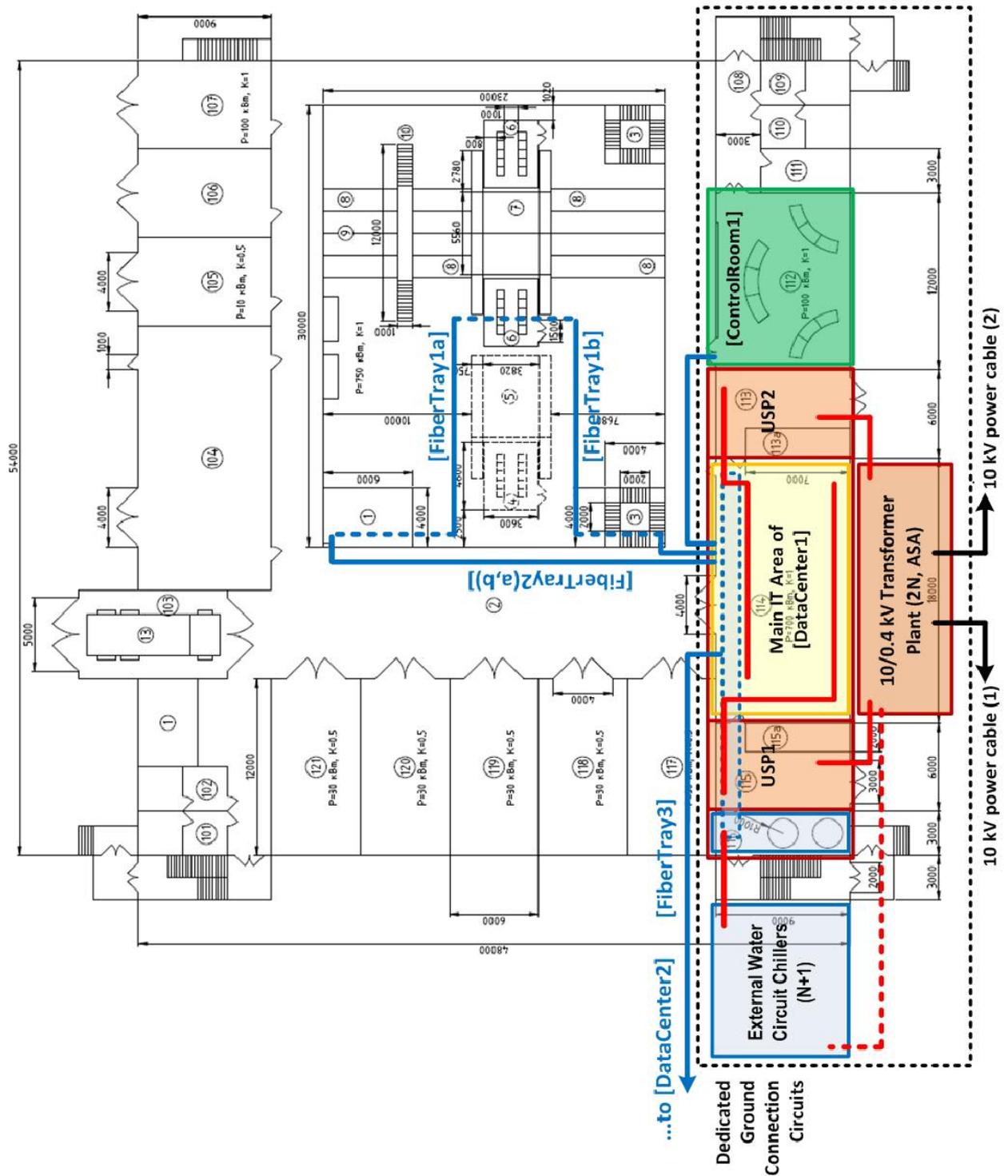


Рис. 2.45: Схема расположения помещений центра обработки данных [DataCenter1] в здании детектора, компонентов его инженерной инфраструктуры, находящихся на прилегающей к зданию территории, а также основного пультового помещения [ControlRoom1]



# BINP IT FACILITY MAP

Alexander S. Zaytsev <A.S.Zaytsev@inp.nsk.su>

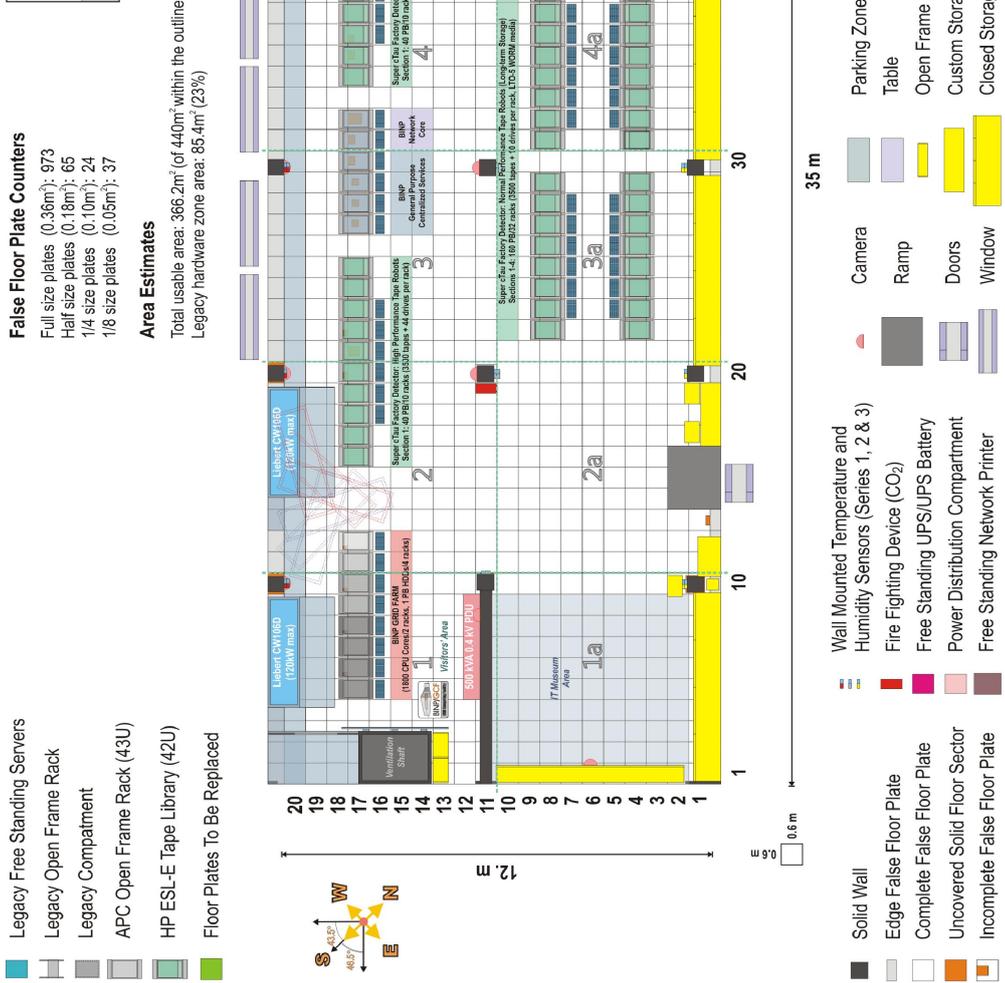


Рис. 2.47: Детализированная схема размещения компонентов оборудования в помещениях центра обработки данных [DataCenter2] в предполагаемой итоговой конфигурации

Таб. 2.8: Сводка проектных характеристик центров обработки данных [DataCenter1,2]

Наименование характеристики	[DataCenter1]	[DataCenter2]
Полная площадь (полезная площадь), м <sup>2</sup>	300 (160)	360 (220)
Максимальная распределенная нагрузка на фальшпол, не менее, т/м <sup>2</sup>	2	2
Полезная стоечная емкость, шт.(в единицах 1U)	32 (1344)	76 (2432)
Максимальное тепловыделение шкафа с полезной нагрузкой, кВт	20	12
Максимальное суммарное тепловыделение полезной нагрузки, кВт	600	300
Максимальная холодопроизводительность системы охлаждения полезной нагрузки, кВт (схема резервирования внутреннего контура охлаждения)	800 (N+1)	480 (N+1)
Максимальная холодопроизводительность системы охлаждения внешнего контура охлаждения, кВт (схема резервирования внешнего контура охлаждения)	1500 (N+1)	600 (N+1)
Время работы внутреннего контура охлаждения от резервного источника охлажденной воды, мин	15	Нет
Максимальная подводимая к площадке электрическая мощность, кВА (схема резервирования силовых вводов)	1500 (2N)	500 (2N)
Мощность централизованной системы ИБП, кВА (схема резервирования системы ИБП)	1200 (2N)	465 (2N)
Время работы систем от ИБП при максимальной полезной нагрузке / полезной нагрузке в 50% от максимальной / полезной нагрузке в 10% от максимальной, мин	20 / 40 / 150	
Внешняя коннеktivность площадки, Гбит/с (схема резервирования внешних каналов связи)	Нет	40 (2(2N))
Пропускная способность линий связи между площадками [DataCenter1,2], Гбит/с (схема резервирования внутренних линий связи)	960 (2N)	
Режим мониторинга/обслуживания площадки	365 × 24 × 7	

4. Вспомогательные сети, обслуживающие системы мониторинга, контроля доступа и безопасности детектора и его инженерной и телекоммуникационной инфраструктуры.

На Рис. 2.48 приведена схема взаимного расположения и коммутации перечисленных выше блоков, за исключением пультовых помещений [ControlRoom1,2], с указанием их основных характеристик. Более подробная информация по основным компонентам системы обработки данных приведена в последующих разделах.

Возможные расширения представленной здесь минимальной схемы организации компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры эксперимента, связанные с возможным использованием удаленных центров обработки и хранения данных, обсуждаются в параграфе 2.11.4.3.

#### **2.11.4.2 Особенности оптических линий связи, проложенных в непосредственной близости от детектора**

Как уже отмечалось ранее в параграфе 2.11.4.1, для отдельных участков волоконно-оптической линии [FiberTray1], проложенных в непосредственной близости от детектора, а также внутри него, необходимо предусмотреть средства радиационной защиты, которые могли бы повысить долговечность оптоволокна и позволить тем самым эксплуатировать данный участок ВОЛС без выполнения регулярных ремонтных работ. Для повышения надежности предлагается использовать следующие меры:

1. локализация участков с наиболее высокой ожидаемой радиационной нагрузкой в объеме детектора, размещения в которых компонентов ВОЛС следует избегать (на основе полного моделирования);
2. использование защиты групп оптических волокон на уровне кабельного канала (на периферии детектора и вне объема детектора);
3. использование специализированного радиационно-стойкого оптического волокна с экранирующей оболочкой (по аналогии с разработками [83]–[87]) на участках, где применение первых двух мер невозможно или недостаточно эффективно (стыковку участков радиационно-стойкого и обычного оптического волокна предполагается осуществлять в этом случае средствами пассивной оптической коммутации).

Выбор оптимального решения для радиационно-стойкого участка ВОЛС [FiberTray1] предполагается осуществить на основе опыта работы с его прототипом, описание которого приведено в параграфе 2.11.5.2.

#### **2.11.4.3 Обеспечение внешней коннективности вычислительных комплексов детектора и способы взаимодействия с географически удаленными центрами обработки данных**

Все средства обеспечения внешней коннективности объектов компьютерной и телекоммуникационной инфраструктуры детектора, а также средства обеспечения безопасности внешних каналов связи института в целом, и объектов телекоммуникационной инфраструктуры детектора, в частности, предполагается сосредоточить на площадке [DataCenter2].

Уже на первом этапе работ компоненты IT-инфраструктуры детектора будут иметь высокоскоростной доступ к ресурсам суперкомпьютерной сети Новосибирского научного центра (NSC/SCN) [88] через выделенную линию связи пропускной способностью не менее 10 Гбит/с.

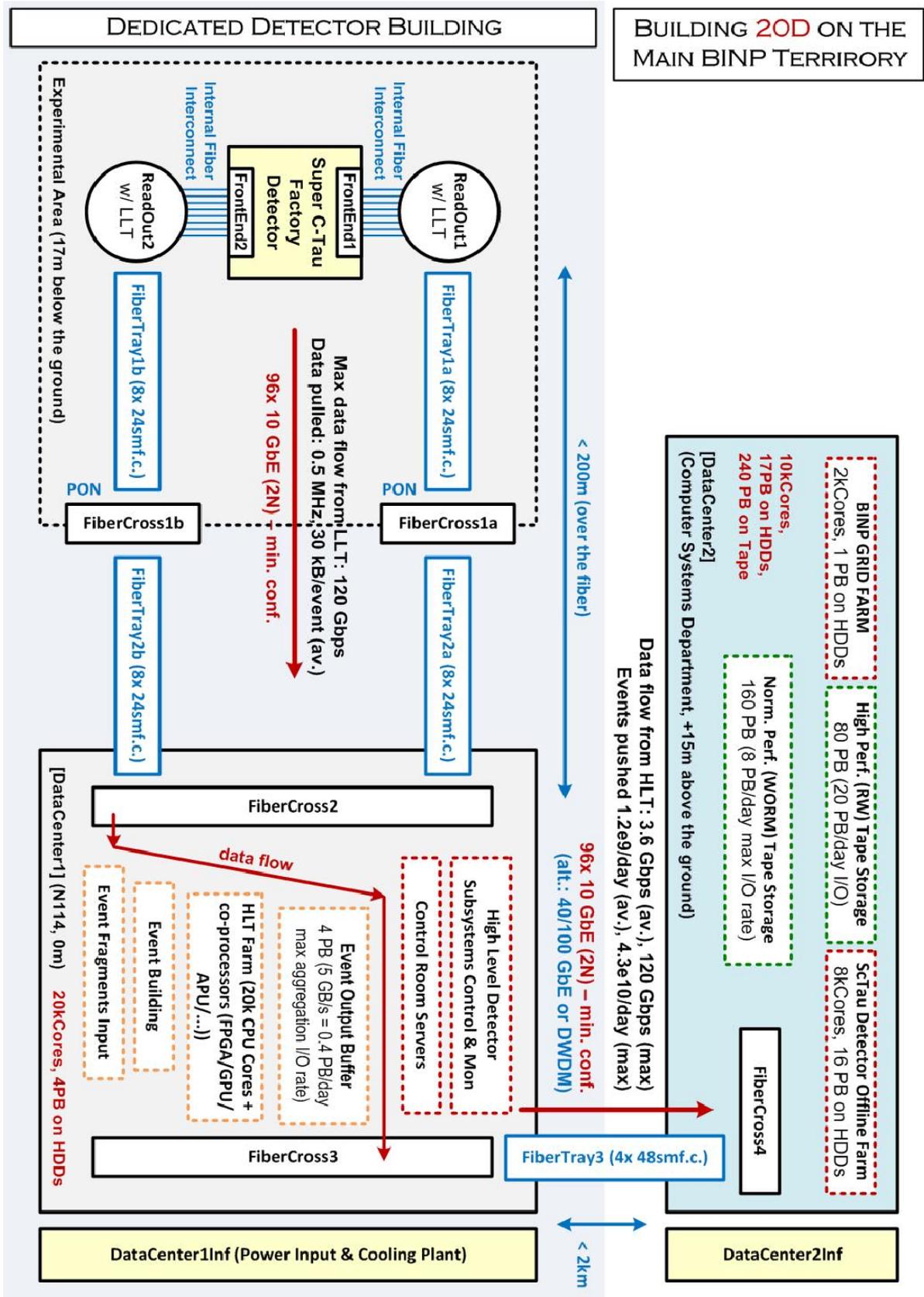


Рис. 2.48: Схема взаимного расположения и коммутации основных блоков систем сбора, обработки и хранения данных детектора для СЧТФ, расположенных в здании детектора и на территории ИЯФ

В дальнейшей перспективе возможно также обеспечение высокоскоростного доступа к ресурсам географически удаленных суперкомпьютерных центров, а также ресурсам международных научных сетей, в частности, Geant3 (GN3) [89], международных ГРИД-систем, в частности WLCG [90] через высокоскоростную виртуальную сеть LHCONE [91], и отдельных коммерческих облачных платформ, например, Amazon EC2 [92].

Предполагается, что инфраструктура СЧТФ будет включать географически распределенную группу центров обработки данных в форме либо специализированной распределенной системы вычислений, либо виртуальной организации в одной из уже существующих распределенных систем. Кроме того, возможно периодическое подключение коммерческих облачных платформ. Основные задачи внешних центров обработки данных — моделирование экспериментов на СЧТФ и физический анализ обработанных данных. Эти задачи требуют значительных вычислительных ресурсов, но относительно небольшого объема передаваемых данных. Для обеспечения работы внешних центров будет достаточно выделенной внешней коннективности порядка 10–40 Гбит/с.

При наличии внешних каналов связи большой пропускной способности возможно будет также выполнить расширение представленной в параграфе 2.11.4.1 компоновки вычислительных систем детектора с созданием географически удаленной резервной копии данных, набранных в ходе экспериментов на СЧТФ, что существенно повышает катастрофоустойчивость системы длительного хранения данных.

#### **2.11.4.4 Архитектура среды исполнения программного обеспечения**

Стандартную среду исполнения программного обеспечения детектора (ПО) для реконструкции и моделирования экспериментальных событий, мониторинга и управления подсистемами детектора предполагается реализовать с интенсивным использованием технологий виртуализации вычислительных ресурсов, что позволит обеспечить:

1. высокую надежность решения и малое время восстановления системы после сбоев,
2. изоляцию различных групп сервисов, на уровне среды исполнения ПО,
3. точную воспроизводимость условий исполнения ПО на всех этапах его эволюции, в том числе и на больших промежутках времени, сравнимых со временем жизни эксперимента,
4. поддержку распределенных гетерогенных систем, в том числе выполненных с использованием технологии облачных вычислений, которая должна будет предельно упростить использование привлекаемых извне вычислительных ресурсов.

В качестве стандартной операционной системы эксперимента предполагается использовать ОС Scientific Linux [93] или CentOS [106], а в качестве стандартной платформы виртуализации — некоммерческие платформы XEN [94] или KVM [95]. Предполагается разработать собственные высокоуровневые средства управления виртуальной инфраструктурой всех локально размещенных вычислительных комплексов, обслуживающих детектор СЧТФ.

Для обеспечения совместной работы при разработке ПО детектора планируется использование системы контроля версий, с поддержкой систем автоматического тестирования и систем отслеживания ошибок.

В качестве вариантов фреймворка для разработки ПО для реконструкции и моделирования экспериментальных событий детектора, а так же для ПО высокоуровневого (программного) триггера (HLT) рассматриваются Gaudi [107] или фреймворки, основанные на нём, а также им подобные.

Полное моделирование детектора планируется реализовывать на основе пакета GEANT4 [108] с применением выбранного для всего ПО детектора фреймворка.

Так как частью компьютерной инфраструктуры экспериментов на СЧТФ могут стать удаленные центры обработки данных, предполагается уделить особое внимание вопросу глобальной интеграции информационных и вычислительных ресурсов в единую систему для осуществления эффективного хранения и обработки экспериментальных данных и организации моделирования экспериментов. Предполагается использование подходов и решений, разработанных в рамках экспериментов на LHC, в частности, информационной системы ATLAS Grid Information System (AGIS) [110, 111], используемой коллаборацией АТЛАС. Данная информационная система предоставляет следующие возможности:

- описание компьютерной инфраструктуры, вычислительных мощностей и ресурсов хранения;
- описание компьютерной модели эксперимента, топологии и связи между различными компонентами программного обеспечения системы обработки данных;
- интеграцию конфигурационных параметров и настроек высокоуровневых служб и сервисов распределенной сети;
- единый программный интерфейс для приложений и сервисов распределенной системы обработки;
- единый информационный портал для управления, с проверкой целостности информации, валидацией введенных пользователями данных, отслеживанием истории изменения данных, и т.п.

С учетом опыта успешной эксплуатации AGIS в настоящее время разрабатывается более универсальная система CRIC — Информационный каталог компьютерных ресурсов [112, 113]. Эта система может быть использована как базовая платформа для построения информационной компоненты распределенной системы вычислений для экспериментов на СЧТФ. Планируется использование и других функциональных элементов компьютерной инфраструктуры распределенных вычислений эксперимента АТЛАС, таких как центральная система управления данными (DDM, ATLAS Distributed Data Management), система распределенного анализа и запуска заданий (PanDA, ATLAS Production and Distributed Analysis workload management system), службы мониторингования, контроля доступа и учета потребляемых ресурсов, сервисы поддержания различных версий высокоуровневого ПО обработки данных и других.

## **2.11.5 Планы развертывания системы обработки и хранения данных детектора**

### **2.11.5.1 План развертывания аппаратных ресурсов системы**

Как уже отмечалось ранее в параграфе 2.11.3, максимальная частота считывания событий на входе программного триггера детектора равна 0.5 МГц при среднем размере считываемого экспериментального события около 30 кбайт. Таким образом, максимальный ожидаемый входной поток данных на эту подсистему составляет  $15 \text{ Гбайт/с} = 120 \text{ Гбит/с}$  (что эквивалентно  $1.24 \text{ Пбайт/сут}$  или  $470 \text{ Пбайт/год}$ ), что дает полную оценку сверху на максимальный объем входных данных  $2.4 \text{ Эбайт}$  за 5 лет непрерывной работы системы сбора данных детектора. Однако такой большой входной поток данных ожидается только при работе в области

энергий  $J/\psi$ . Средний за всё время поток данных на порядок меньше; общий объём входных данных, соответствующий физической программе экспериментов, оценивается в 150 Пбайт.

В том случае, если период активной работы детектора при максимальной светимости СЧТФ придётся на 2024–2029 гг., получим, что период развёртывания основной вычислительной мощности фермы offline-обработки данных, необходимой для обработки накапливаемого массива данных, придётся на период 2021–2023 гг., а дисковой ёмкости и ёмкости системы долговременного хранения данных (ленточных библиотек) — на 2024–2027 гг. (равномерно, по мере накопления массива данных). Таким образом, IT-решение для фермы offline-обработки данных необходимо будет детально прорабатывать в 2020 г., а затем адаптировать его к изменившимся условиям в 2023 г.

Для дальнейших оценок примем для временного периода 2021–2027 гг. следующие предположения:

1. Значение оптимального отношения суммарной вычислительной мощности HLT к суммарной дисковой ёмкости в offline-ферме и программном триггере детектора будем считать равным 25 Тфлопс/Пбайт и неизменным в течение всего периода её существования.
2. Положим отношение проектной ёмкости системы долговременного хранения данных (ленточного хранилища), оптимизированной для произвольного доступа к данным (многократные операции чтения/записи), к ёмкости системы хранения фермы offline-обработки данных равным 4.0 и неизменным в течение всего рассматриваемого периода времени.
3. Будем считать отношение удельной стоимости (на единицу ёмкости) ленточного хранилища к удельной стоимости системы хранения данных offline-фермы равным 0.45 и неизменным в течение всего периода её существования.

Компьютерное обеспечение эксперимента, в процессе своего развёртывания и эксплуатации, должно будет пройти следующие основные фазы развития:

1. период создания прототипов, проверки заложенных в дизайн системы концепций и развёртывания инженерной инфраструктуры центров обработки данных детектора (2017–2021 гг.),
2. основной период развёртывания оборудования центров обработки данных (2021–2023 гг.),
3. период эксплуатации системы в процессе набора и обработки экспериментальных данных с детектора (2024–2032 гг.).

Полную стоимость вычислительного комплекса и его инженерной инфраструктуры (без учёта эксплуатационных расходов), имеющего в своем составе

- вычислительные узлы суммарной мощностью 0.6 Пфлопс (предполагаемый период развёртывания: 2019–2024 гг.),
- высокопроизводительные системы хранения данных offline-фермы и системы сбора данных детектора суммарной ёмкостью 20 Пбайт (период развёртывания: также 2019–2024 гг.),
- хранилище данных на основе ленточных библиотек ёмкостью 80 Пбайт (предполагаемый период развёртывания: 2021–2027 гг.),

Таб. 2.9: Параметры компьютерной инфраструктуры в процессе развёртывания

Период	до 2021	2021–2023	2024–2027
Вычислительная мощность, Тфлопс	20	344	600
Дисковая ёмкость, ПБ	1	13	20
Ленточная ёмкость, ПБ	0.1	12	80
Внешняя сеть, Гбит/с	1	10	10–40
Сеть ННЦ, Гбит/с	10	10–20	10–40

примерно в 50 МЕвро, при этом мощность, потребляемая ИТ-оборудованием комплекса в итоговой конфигурации, составит около 1 МВт по состоянию на 2027 г. (точность оценки не лучше 15–20% вследствие трудностей, связанных с прогнозированием эволюции ИТ-технологий на столь длительных промежутках времени).

По мере заполнения ёмкости системы хранения ленточных библиотек до уровня (70 – 80)%, предполагается приступить к развёртыванию на территории центра обработки данных

**[DataCenter2]** дополнительной группы ленточных библиотек проектной ёмкостью 160 Пбайт, оптимизированной для задач длительного (10–15 лет) хранения больших объёмов данных, доступных, главным образом, только для чтения. Стоимость данной системы не включена в приведённые здесь оценки.

Предложенная конфигурация позволит сохранить и обработать примерно  $3 \cdot 10^{12}$  экспериментальных событий за 5 лет непрерывной работы детектора и, одновременно, позволит в течение продолжительных периодов времени обрабатывать максимальный поток данных, генерируемый системой сбора данных.

#### 2.11.5.2 Создание прототипов основных компонентов системы обработки и хранения данных

Проверку предложенных выше решений для основных компонентов вычислительной и телекоммуникационной инфраструктуры предполагается осуществить путем создания прототипов. Работу по их созданию предполагается вести по следующим направлениям:

1. Высокопроизводительные системы хранения данных на основе дисков HDD/SSD:
  - (а) высоконадежные системы хранения данных на основе групп RAID-массивов,
  - (б) отработка технологий работы с распределенными и параллельными файловыми системами (Lustre [96], PVFS2 [97], Hadoop [98], CEPH [104] и т.п.),
  - (в) средства организации многоуровневой буферизации потоков записи и чтения данных с использованием высокопроизводительных устройств SSD [73], [74].
2. Автоматизированные ленточные библиотеки и системы длительного хранения данных:
  - (а) детальное изучение решений, представленных на рынке модульных роботизированных ленточных систем хранения [75]–[80],
  - (б) тестирование и пробная эксплуатация отдельных компонентов этих систем.

3. Высокопроизводительные вычислительные системы на основе универсальных CPU [68, 69, 70].
4. Гибридные архитектуры с использованием GPU/FPGA и других специализированных вычислительных устройств [61]–[67], [71], [72]:
  - (а) обработка решений для систем формирования (Event Builder) и программной фильтрации экспериментальных событий (High Level Trigger),
  - (б) обработка решений для увеличения производительности программных решений для моделирования и реконструкции событий в ферме offline-обработки данных.
5. Сети высокой пропускной способности:
  - (а) сети передачи данных на основе технологий 40/100 Gigabit Ethernet и IPoIB,
  - (б) сети хранения данных на основе технологий Fiber Channel и FCoE,
  - (в) концевое оборудование DWDM.
6. Обработка решений для радиационно-стойких оптоволоконных линий связи (параграф 2.11.4.2).
7. Специализированные системы мониторинга окружающей среды, а также средства мониторинга и управления инженерной инфраструктурой вычислительных комплексов:
  - (а) системы дискретных датчиков, по аналогии с разработками [99],
  - (б) системы распределенных датчиков на основе оптоволокна со считыванием информации с его концов, по аналогии с разработками, описанными в [100],
  - (в) гибридные системы распределенных и дискретных датчиков на основе оптоволокна со считыванием информации с его концов, по аналогии с разработками [101], [102].

## 2.12 Инженерный комплекс детектора

### 2.12.1 Концепция

Назначение инженерного комплекса детектора (далее — ИКД) — обеспечить надежную работоспособность всех систем регистрации и обработки данных физического эксперимента, а также необходимой инженерной инфраструктуры детектора СЧТФ.

Принятая концепция ИКД состоит из следующих частей, обеспечивающих в полном объеме необходимую инфраструктуру:

1. Система электропитания разделяющая на
  - входное силовое электропитание, распределяемое на все оборудование детектора, в том числе отдельная «чистая» линия для компьютерного оборудования и систем регистрации;
  - низковольтное и высоковольтное питание регистрирующих систем детектора.
2. Водяные и воздушные системы охлаждения для отвода тепла с регистрирующих систем детектора, компьютерного оборудования и части инженерии.

### 3. Системы вентиляции, состоящие из

- вытяжной аварийной, которая предназначена для быстрого удаления газовых смесей из детекторного зала в случае аварии (утечки) на соответствующих трассах подачи газа в регистрирующие системы детектора;
  - приточной вентиляции для обеспечения возможностей путей эвакуации из зала детектора и ряда помещений «детекторного» здания в случае возникновения задымления по причине возникновения пожара;
  - технологической вентиляции призванной создать необходимые условия по санитарным нормам и правилам для определенных рабочих мест (пайка и т.д.).
4. Системы приготовления и подачи рабочих газовых смесей в регистрирующие системы детектора,
  5. Системы создания микроклимата (специальных условий) для ряда специализированных помещений, например, хранение и сборка систем детектора, работа с газами и т.д.
  6. Система перемещения детектора и подвижной части радиационной защиты.

Особое внимание при разработке всех частей ИКД необходимо уделить обеспечению безопасности, а также предотвращению аварийных ситуаций. С этой целью будет создан, широко интегрированный в вышеперечисленные системы (см. Рис. 2.49), отдельный комплекс управления, отвечающий за:

- блокировки для отключения оборудования в случае пожара, затопления и т.п. аварийной ситуации;
- включение и выбор уровня (внимание, тревога, немедленная эвакуация) режима оповещения путем звуковой и визуальной сигнализации;
- запуск необходимого вспомогательного оборудования в зависимости от типа аварийной ситуации (вытяжная вентиляция, приточная вентиляции, система пожаротушения и т.д.).



Рис. 2.49: Принципиальная схема взаимодействия систем инженерного комплекса детектора СЧТФ

## 2.12.2 Особенности и сложности реализации

1. В условиях практически круглосуточного набора данных при проведении экспериментов к ИКД предъявляются высокие требования на отказоустойчивость оборудования. Таким образом, возникает необходимость резервирования его важнейших компонентов. В этом контексте также немаловажным является, по возможности, широкая унификация отдельных узлов и модулей оборудования с целью упрощения ремонта и эксплуатации.
2. Детектор, обслуживающая электроника и часть криогенного оборудования устанавливаются в три яруса/этажа на антресоли, основанием которой является специальная подвижная платформа, перемещающаяся по рельсовым путям (см. Рис. 2.50). Антресоль обеспечивает возможность установки детектора с сопутствующим оборудованием в двух положениях:
  - (а) вне коллайдера для сборки, ремонта и тестирования регистрирующих систем детектора (на место детектора в этом случае устанавливается так называемый фальш-детектор);
  - (б) в рабочем положении для проведения экспериментов на пучках.

Данный подход позволяет собирать/ремонтить детектор в сравнительно комфортных условиях и параллельно проводить пуско-наладочные работы на коллайдере.

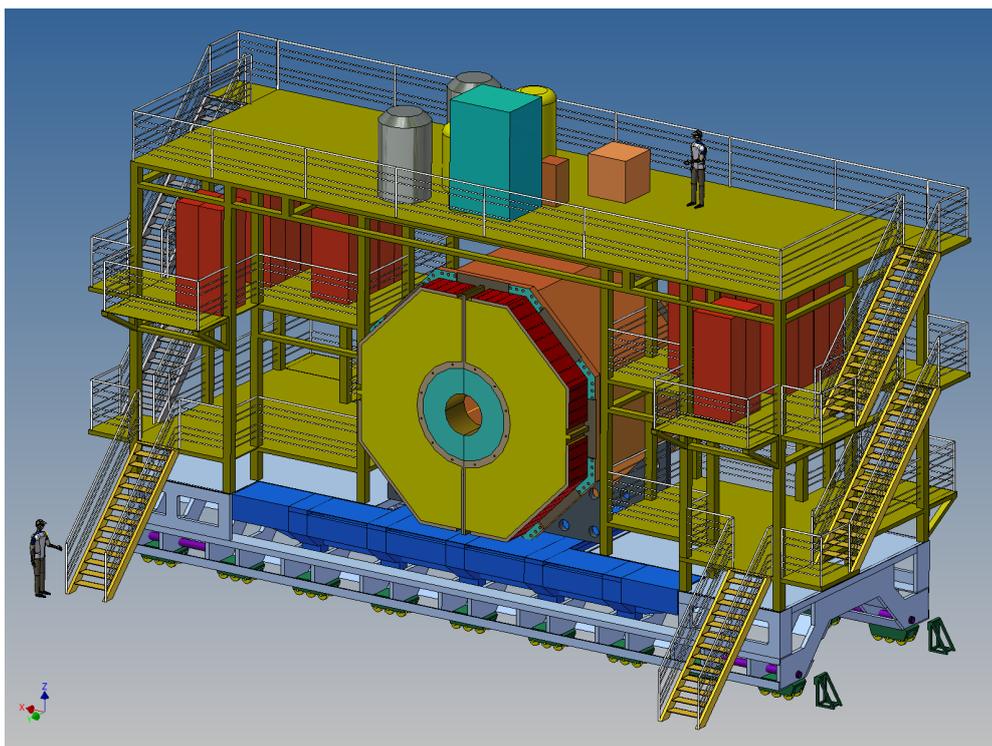


Рис. 2.50: 3D-моделирование детектора с антресолями для стоек с электроникой (на первом этаже антреселей стойки не показаны)

Для выполнения этого:

- бетонный пол детекторного зала должен выдерживать нагрузку порядка 1000 тонн (детектор и антресоль с оборудованием) практически на всей площади;
  - конструкция перемещения платформы должна обеспечивать позиционирование с точностью 1 мм;
  - для обеспечения возможности работы систем детектора и обслуживающего его оборудования в двух положениях подвод трасс охлаждения и питания необходимо выполнить с возможностью перекоммутации с одного места на другое.
3. Для защиты персонала находящегося в детекторном зале от излучения при работающем коллайдере предусмотрена радиационная защита (биозащита), состоящая из трёх частей:
- (a) неподвижной части, являющейся продолжением ускорительного туннеля;
  - (b) подвижной части с ходом 1.5 метра обеспечивающей возможность установки детектора или фальш-детектора;
  - (c) центральной части — это либо сам детектор в рабочем положении, либо заменяющий его (в процессе сборки/ремонта) фальш-детектор.

На Рисунке 2.51 показана радиационная защита в положении детектора для сборки.

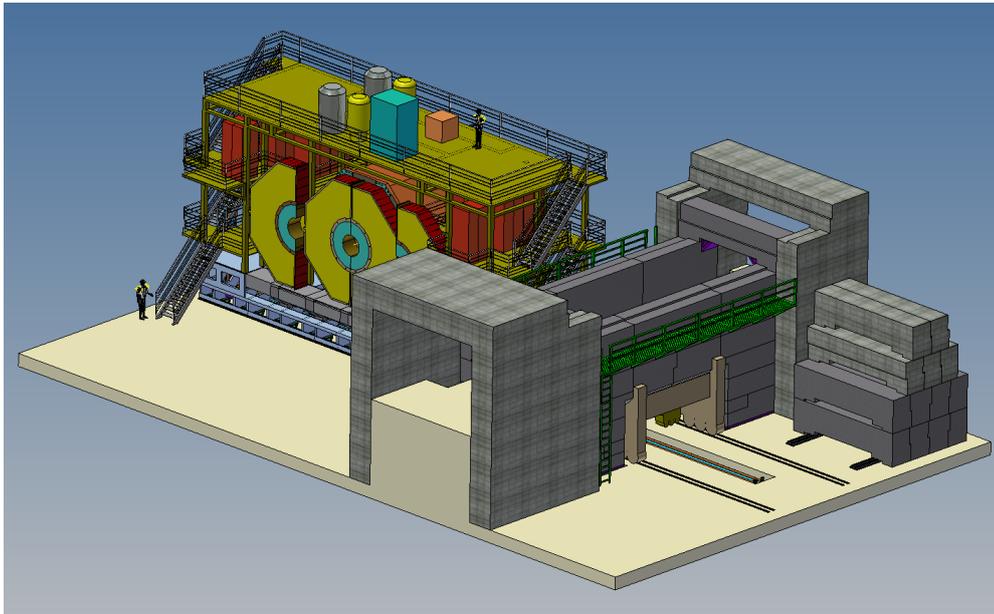


Рис. 2.51: Моделирование биозащиты в детекторном зале (верхние плиты защиты показаны частично снятыми)

4. Считывания информации с детектора предполагает полную оцифровку сигналов от регистрирующих систем расположенных внутри магнитного ядра детектора. Наружу по оптическому волокну выходят уже сформированные данные. Данный подход позволяет существенно уменьшить количество сигнальных кабелей и соответствующего оборудования. Вместе с тем возникает необходимость отвода значительного количества тепла

(порядка 170 кВт) от камерной (или FrontEnd) электроники находящейся внутри детектора. Для избежания риска порчи модулей электроники при аварийной утечке дистиллята из охлаждающего контура необходимо использовать контур с давлением ниже атмосферного. Это свою очередь обуславливает ряд технических задач, от успешного решения которых зависит также конечная реализация охлаждения в стойках на антресоли, оборудования центра обработки данных (ЦОД) и стендов для тестирования систем.

5. Питание оборудования ЦОД выполняется с резервированием по первому классу во избежания потерь данных и поломок неизбежно возникающих при кратковременных потерях входного электропитания, а в случае длительного пропадания сети — выполнить штатное отключение оборудования. С этой целью, помимо запитки от двух разных подстанций, предусматривается развертывание комплекса бесперебойного питания на полную потребляемую мощность оборудования ЦОД (700 кВт).

## **2.12.3 Существующий задел и способы решения задач**

### **2.12.3.1 Система питания**

В ИЯФ СО РАН накоплен богатый опыт по созданию систем силового электропитания для подключения научного оборудования, например, установка детектор КЕДР. Данный детектор работает на коллайдере ВЭПП-4М и потребляет около 330 кВт. Специалисты Института обеспечивают полный цикл работ по данной тематике от составления проекта до монтажно-наладочных работ и эксплуатации.

Инженерами Института совместно со специалистами из ПИЯФ РАН была разработана и введена в эксплуатацию система высоковольтного питания, обладающая рядом значительных преимуществ (число выходных каналов, диапазон и точность выставки напряжения, габариты) по сравнению с применявшимися ранее аналогичными системами. Данный проект послужит хорошей стартовой базой для проектирования высоковольтного питания детектора СЧТФ.

В части низковольтного питания существует развитый рынок встраиваемых модулей источников питания, на основе которых в ИЯФ СО РАН проводится сборка источников с требуемыми параметрами.

Для соблюдения необходимых мер безопасности при проведении работ с опасными факторами (взрывоопасные газовые смеси т.д.) необходимо создание специализированного питания. Как показала практика, специалисты ИЯФ СО РАН способны, руководствуясь соответствующими нормами и правилами, разработать и ввести в эксплуатацию необходимые установки и системы.

### **2.12.3.2 Система охлаждения**

Принятая для ИКД концепция снятия тепловой нагрузки с оборудования несколько отличается от существующих систем в ИЯФ СО РАН. В частности, предлагается отказ от внешней оборотной технической воды поступающей в Институт. Вместо этого будет применена схема: нагрузка → дистиллят → теплообменник → хладагент → чиллерная группа. Новым здесь является только последний пункт — чиллерная группа, остальные части имеют многолетний опыт эксплуатации в Институте с полностью освоенной технологической цепочкой. Необходимо отметить, что применение чиллеров не является чем-то принципиально новым, на рынке существует значительное число компаний выполняющих проектные и пуско-наладочные работы этой сфере.

Основную трудность представляет создание подсистем использующих контура с отрицательным давлением ( $P < 1$  атм), число фирм в России занимающихся данным направлением сравнительно невелико. Для гарантированного решения данной задачи планируется широко использовать успешный опыт зарубежных коллег, например, реализацию аналогичной системы на детекторе АТЛАС (БАК).

### **2.12.3.3 Система вентиляции**

В ИЯФ СО РАН накоплен большой опыт создания и обслуживания систем вытяжной аварийной и приточной вентиляции, однако при необходимости, ввиду большого объема работы, возможно привлечение сторонних организаций.

Для разработки систем технологической вентиляции для чистых комнат, где необходим особый микроклимат для соблюдения условий сборки систем и хранения материалов, будут привлекаться сторонние организации. Такой подход себя уже полностью оправдал при

создании ряда подобных помещений на территории Института. Дальнейшая эксплуатация оборудования может выполняться как специалистами ИЯФ СО РАН с использованием существующей материально-технической базы, так и сторонней организацией на договорной основе.

#### **2.12.3.4 Система подачи рабочих газовых смесей**

Опыт эксплуатации различных систем подачи газов, разработанных специалистами ИЯФ СО РАН, позволяет рассчитывать на успешный ввод в работу с требуемым уровнем надежности всех компонент, системы подачи рабочих газов для детектора СЧТФ.

#### **2.12.3.5 Система перемещения детектора и подвижной части радиационной защиты**

Опыта по разработке систем для перемещения объектов весом около 1000 тонн с требуемой точностью 1 мм в ИЯФ СО РАН нет, поэтому планируется привлечь сторонние компании, по-крайней мере на стадии разработки технической документации.

#### **2.12.3.6 Общий подход по созданию детекторной инженерии**

Привлечение сторонних компаний для решения ряда задач обусловлен, во-первых, отсутствием нужных специалистов в ИЯФ СО РАН и, во-вторых, с сильной загрузкой имеющихся специалистов по остальным зданиям и системам СЧТФ. На субподрядчиков планируется в первую очередь возложить составление проектов, а реализация (монтаж, эксплуатация) будет преимущественно осуществляться силами ИЯФ СО РАН с широким использованием существующей материально-технической базы.

Не исключена возможность привлечения сторонних организаций на основании договора – подряда, для долгосрочной эксплуатации ряда систем. Также, представляется обоснованным привлечение внешних компаний для полного цикла реализации нескольких подсистем связанных общей целью, например, силовое питание и охлаждение для инфраструктуры ЦОД.

# Литература

- [1] W.Lepeltier, Review on TPC's, J. Phys.: Conf. Ser. 65 012001, 2007.
- [2] F.Sauli, NIM 386, 531, 1997.
- [3] I.Giomataris et al., Nucl. Instrum. Methods 376, 29, 1996.
- [4] Klaus Dehmelt for LP TPC Collaboration, A large prototype of a time projection chamber for a linear collider detector, NIM A, in press, 2010.
- [5] W.Erni, I.Keshelashvili, B.Krusche et al., Physics Performance Report for PANDA, <http://arxiv.org/abs/0903.3905v1>, 2009.
- [6] M.Dixit et al, Micromegas TPC studies at high magnetic fields using the charge dispersion signal, NIM A 581, 254-257, 2007.
- [7] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], "The BaBar detector,"Nucl. Instr. Methods Phys. Res., Sect. A 479, 1 (2002).].
- [8] M. Cascella et al. ["Cluster Counting/Timing Techniques for Drift Chambers" Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 248–250 (2014) 127–130 ].
- [9] M. Ablikim *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 614 (2010) 345–399.
- [10] C.O. Vuosalo, A.V. Telnov, K.T. Flood, BABAR Analysis Document #1853, 2010.
- [11] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 491 (2002) 69.
- [12] N. Akopov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 479 (2002) 511 [arXiv:physics/0104033].
- [13] [LHC-B Collaboration], CERN-LHCC-2000-037, LHCb TDR 3, 7 September 2000.
- [14] M. Buenerd [AMS RICH Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A 502 (2003) 158 [arXiv:astro-ph/0211645].
- [15] S. Nishida *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 766 (2014) 28–31
- [16] T. Iijima *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **548** (2005) 383-390,  
S. Korpar *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 553 (2005) 64-69,  
P. Krizan, S. Korpar, T. Iijima, Nucl. Instrum. Meth. A 565 (2006) 457-462.
- [17] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 553 (2005) 70-75.
- [18] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 595 (2008) 100-103.

- [19] Г.Б.Бондаренко и др., “Новый тип кремниевого фотодетектора с гейгеровским режимом усиления”, Сб. тр. науч. сессии МИФИ-98, т.3, с.23-25. М., МИФИ, 1998.  
G. Bondarenko *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **442** (2000) 187.  
Z. Sadygov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **504** (2003) 301.
- [20] T.Frach *et al.*, 2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, **N28-5**
- [21] M. Parenzoni *et al.*, Sensors 2016, 16, 745 (2016) [doi:10.3390/s16050745],  
www.mdpi.com/journal/sensors
- [22] S. Mandai *et al.*, ESSCIRC (ESSCIRC), 2012 Proceedings of the, 2012, pp. 89–92.
- [23] DATASHEET, [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13361-3050\\_series\\_kapd1054e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf)
- [24] A. Ferri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 824 (2016) 196-197.
- [25] DATASHEET, <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>  
DATASHEET, <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroJseries.pdf>
- [26] A.N. Otte *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 846 (2017) 106-125
- [27] C. Xu *et al.*, 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC), Seoul, 2013, pp. 1-7. [doi:10.1109/NSSMIC.2013.6829585]
- [28] D. Durini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 835 (2016) 99-109
- [29] M.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 824 (2016) 83-84
- [30] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 572 (2007) 404-407  
A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 160-162  
A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 845 (2017) 588-590
- [31] F. Anghinolfi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 533 (2004) 183.  
R. Gao *et al.*, **JINST** **10** (2015) C02028.
- [32] <http://omega.in2p3.fr/index.php/products.html>
- [33] P. Fischer *et al.*, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 56, NO. 3, JUNE 2009  
I. Sacco *et al.*, 2013 **JINST** **8** C12013.  
I. Sacco *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 824 (2016) 233-236
- [34] A. Argentieri *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 652 (2011) 516.
- [35] J. Bario *et al.*, **JINST** **10** (2015) P12001.  
P.S. Marrocchesi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 845 (2017) 447-451
- [36] M.D. Rolo *et al.*, **JINST** **8** (2013) C02050
- [37] T.M. Conneely *et al.*, **JINST** **10** (2015) C05003
- [38] J. Benitez *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 595 (2008) 104.

- [39] B. Dey *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 775 (2015) 112-131.
- [40] G.N. Abramov *et al.*, **JINST** 9 (2014) C08022
- [41] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 766 (2014) 235
- [42] A.Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 732 (2013) 352-356
- [43] A. Abashian *et al.* Nucl. Instr. Meth. A **479** 117 (2002).
- [44] B. Aubert *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **479** 1 (2002).
- [45] H. Ikeda *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A 441** (2000) 401.
- [46] D.M. Beylin *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A541** (2005) 501.
- [47] T. Abe *et al.*, Belle II technical design report, KEK report 2010-1, Tsukuba, Japan (2010).
- [48] B. Shwartz, *Nucl. Inst. Meth.* **A598** (2009) 220.
- [49] C.L.Melcher and Schweitzer, *IEEE Trans on Nucl. Sci.* **39** (1992) 502,  
P.R. Menge *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A579**, 6 (2007),  
BrilliantCe Scintillators Performance Summary, Scintillation Products Technical Note, Saint-Gobain Crystals, (2009),  
S. Kawamura *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A583**, 356 (2007),  
Ren-Yuan Zhu, *J. of Phys.: Conf. Ser.*, **587**, 012055 (2015).
- [50] H. Aihara *et al.*, PoS (PhotoDet2015) (2015) 052;  
H. Aihara *et al.*, PoS (ICHEP2016) (2016) 703.
- [51] <http://www.luminnotech.com/>
- [52] CMS Collaboration, *JINST*, **8** (2013) P09009.
- [53] A. Kuzmin, *Nucl. Inst. Meth.* **A623** (2010) 252.
- [54] I. Bedny *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A598** (2009) 273.
- [55] A. Boyarintsev, *et al.*, *JINST* **11** (2016) P03013.
- [56] A. Kuzmin, Proceedings of the "Calorimetry for High Energy Frontiers - CHEF 2013 (2013) 83.
- [57] Y.Yusa, Belle muon identification, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 183.
- [58] V.Smakhtin *et al.*, Thin GAP Chambre upgrade for SLHC:Position resolution in a test beam, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 196.
- [59] MINIOS collaboration, TDR on scintillator, ch.5, [http://www-numi.fnal.gov/minwork/info/tdr/mintdr\\_5.pdf](http://www-numi.fnal.gov/minwork/info/tdr/mintdr_5.pdf)
- [60] В.М.Аульченко и др. Мюонная система детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 2000-48.
- [61] NVidia Fermi Architecture: [http://www.nvidia.ru/object/fermi\\_architecture\\_ru.html](http://www.nvidia.ru/object/fermi_architecture_ru.html)

- [62] Xilinx 7th series FPGA Products: <http://www.xilinx.com/technology/roadmap/7-series-fpgas.htm>
- [63] Convey Hybrid Computing Platform:  
<http://www.conveycomputer.com/products.html>
- [64] Convey HC-1 Family Products:  
[http://www.conveycomputer.com/Resources/Convey\\_HC1\\_Family.pdf](http://www.conveycomputer.com/Resources/Convey_HC1_Family.pdf)
- [65] Nallatech FPGA Socket Fillers: <http://www.nallatech.com/intel-xeon-fsb-fpga-socket-fillers.html>
- [66] Nallatech PCI Express Cards: <http://www.nallatech.com/pci-express-cards.html>
- [67] AMD Fusion Family of APUs: <http://sites.amd.com/us/fusion/APU/Pages/fusion.aspx>
- [68] Intel Product Roadmap: <http://download.intel.com/products/roadmap/roadmap.pdf>
- [69] List of Intel Microprocessors: [http://en.wikipedia.org/wiki/List\\_of\\_Intel\\_microprocessors](http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_Intel_microprocessors)
- [70] List of AMD Microprocessors: [http://en.wikipedia.org/wiki/List\\_of\\_AMD\\_microprocessors](http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_AMD_microprocessors)
- [71] SKIF-4 Supercomputer Platform: <http://skif.pereslavl.ru/psi-info/rcms-skif/index.en.html>
- [72] SKIF-4 Architecture: <http://skif.pereslavl.ru/psi-info/rcms-skif/skif-ppt.rus/2009/2009-04-01-pavt2009.ppt>
- [73] FusionIO ioDRIVE DUO Products: <http://www.fusionio.com/products/iodriveduo/>
- [74] FusionIO ioXTREME Products: <http://www.fusionio.com/products/ioxtreme/>
- [75] HP StorageWorks ESL E-series Products:  
<http://h10010.www1.hp.com/wwpc/ru/ru/sm/WF25a/12169-304612-304631-304631-304631-392031.html>
- [76] HP StorageWorks MSL Products:  
<http://h10010.www1.hp.com/wwpc/ru/ru/sm/WF25a/12169-304612-304622-304622-304622-3936307.html>
- [77] ORACLE StorageTek Tape Storage Products:  
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/index.html>
- [78] ORACLE StorageTek SL3000 Modular Library System:  
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/029140.htm>
- [79] ORACLE StorageTek SL8500 Modular Library System:  
<http://www.oracle.com/us/products/servers-storage/storage/tape-storage/029139.htm>
- [80] Fujitsu Scalar 10K Series Modular Tape Libraries:  
[http://ts.fujitsu.com/products/storage/tape/scalar/scalar\\_10k.html](http://ts.fujitsu.com/products/storage/tape/scalar/scalar_10k.html)  
[https://globalsp.ts.fujitsu.com/dmsp/docs/ds\\_scalar10k.pdf](https://globalsp.ts.fujitsu.com/dmsp/docs/ds_scalar10k.pdf)
- [81] APC Symmetra MW Products: <http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=185>

- [82] APC InRow Chilled Water Products:  
<http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=339>
- [83] <http://www.optolink.ru/ru/catalog/p5/>
- [84] [http://www.optolink.ru/pdf/fiber\\_ru.pdf](http://www.optolink.ru/pdf/fiber_ru.pdf)
- [85] <http://www.optolink.ru/pdf/RSF.pdf>
- [86] <http://fotonexpress.ru/pdf/st/004-010.pdf>
- [87] <http://fotonexpress.ru/pdf/st/011-019.pdf>
- [88] A. Zaytsev et al., “Building a High Performance Computing Infrastructure for Novosibirsk Scientific Center” (contribution presented at CHEP2010 conference: 18-22/10/2010, Taipei, Taiwan): <http://indico2.twgrid.org/MaKaC/materialDisplay.py?contribId=29&sessionId=110&materialId=slides&confId=3>
- [89] Geant3 Network (GN3): <http://www.geant.net>
- [90] WLCG Project: <http://cern.ch/lcg>
- [91] LHC Open Network Environment (LHCONE L3VPN),  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCONE/LhcOneVRF>
- [92] Amazon Elastic Compute Cloud (EC2): <http://amazon.com/ec2/>
- [93] <https://www.scientificlinux.org>
- [94] <http://www.xen.org>
- [95] <http://www.linux-kvm.org>
- [96] <http://www.lustre.org>
- [97] <http://www.pvfs.org>
- [98] <http://hadoop.apache.org>
- [99] APC NetBotz Sensors: <http://www.apc.com/products/family/index.cfm?id=400>
- [100] “Optical Fibre based Distributed Sensor for Temperature Measurement”  
<http://www.igcar.ernet.in/benchmark/Tech/19-tech.pdf>
- [101] F. Rodríguez-Barrios et al., “Distributed Brillouin Fiber Sensor Assisted by First-Order Raman Amplification”:  
[http://infoscience.epfl.ch/record/150155/files/JLT\\_28\\_2162\\_2010\\_1st%20order%20Raman.pdf](http://infoscience.epfl.ch/record/150155/files/JLT_28_2162_2010_1st%20order%20Raman.pdf)
- [102] L. Zou et al., “Distributed fiber Brillouin strain and temperature sensor with centimeter spatial resolution by coherent probe-pump technique”:  
[http://net04.isis.umanitoba.ca/activeshm/ReferencePage/Reference/Bao/spie5855\\_zou\\_a.pdf](http://net04.isis.umanitoba.ca/activeshm/ReferencePage/Reference/Bao/spie5855_zou_a.pdf)
- [103] S. Kolos et al., “Online Remote Monitoring Facilities for the ATLAS Experiment” (contribution presented at CHEP2010 conference: 18-22/10/2010, Taipei, Taiwan):  
<http://indico2.twgrid.org/MaKaC/materialDisplay.py?contribId=174&sessionId=51&materialId=slides&confId=3>

- [104] <http://ceph.com/>
- [105] <https://cernvm.cern.ch/portal/filesystem>
- [106] <https://www.centos.org/>
- [107] <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/>
- [108] <http://geant4.cern.ch/>
- [109] <http://wlcg-public.web.cern.ch/tier-centres>
- [110] Alexey Anisenkov et al (2015) "AGIS: Evolution of Distributed Computing information system for ATLAS". Proceedings of the CHEP 2015 conference J. Phys.: Conf. Ser. 664 062001, <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/664/6/062001>
- [111] Alexey Anisenkov et al (2016) "AGIS: Integration of new technologies used in ATLAS Distributed Computing". Proceedings of the CHEP 2016 conference J. Phys.: Conf. Ser. (being published).
- [112] Maria Alandes, Julia Andreeva, Alexey Anisenkov et al (2016) "Consolidating WLCG topology and configuration in the Computing Resource Information Catalogue". Proceedings of the CHEP 2016 conference J. Phys.: Conf. Ser. (being published).  
<http://information-technology.web.cern.ch/CHEP/consolidating-wlcg-topology-and-configuration-computing-resource-information-catalogue>
- [113] Alessandro Di Girolamo, Alexey Anisenkov et al, "The Computing Resource Information Catalog". HEPiX Spring 2017 Workshop.  
<https://indico.cern.ch/event/595396/contributions/2532542/>