

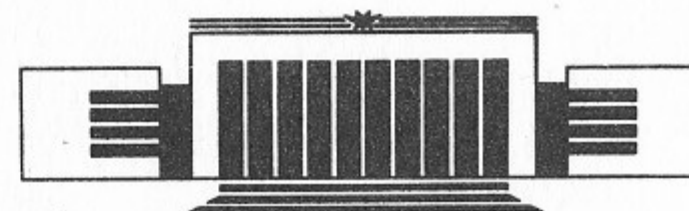


18
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.Е. Блинов, А.Г. Чилингаров, С.И. Эйдельман

**ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ
НА В-ФАБРИКАХ**

ПРЕПРИНТ 88-123



НОВОСИБИРСК

Физические эксперименты на *B*-фабриках

А.Е. Блинов, А.Г. Чилингаров, С.И. Эйдельман

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены физические задачи для ускорителя со встречными e^+e^- -пучками, имеющего светимость $10^{33} - 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в области энергии в системе центра масс $W = 10 \div 14 \text{ ГэВ}$ (*B*-фабрика). Сформулированы вытекающие из физических задач требования к детектору и ускорителю.

1. ВВЕДЕНИЕ

В развитии эксперимента в физике частиц можно проследить два ведущих направления: первое — рост изучаемых энергий, второе — высокоточные эксперименты с многократным увеличением статистики в уже освоенных энергетических областях. Для проведения таких экспериментов необходимы установки, производящие большое количество частиц определенных типов, — мезонные фабрики. Эта работа посвящена обзору физических задач, а также детекторных и, в меньшей степени, ускорительных аспектов фабрики *B*-мезонов — частиц, содержащих тяжелые *b*-кварки. Прежде, чем перейти к обсуждению конкретных вопросов, остановимся коротко на месте таких экспериментов в физике частиц.

Впечатляющие успехи физики частиц последних 15 лет в большой степени связаны с продвижением эксперимента в область все более высоких энергий. Последним по времени ярким достижением в этой области было открытие *W*- и *Z*-бозонов на *SppS*-коллайдере в CERN [1]. Кроме того, теоретические работы довольно определенно предсказывают появление новой физики при энергиях ускорителей следующего поколения. Все это привлекает к изучению физики на предельно высоких энергиях заслуженное внимание.

Было бы, однако, ошибочным думать, что другое направление

— проведение высокоточных экспериментов на относительно низких энергиях играет вторичную роль, ограничиваясь уточнением мало-существенных деталей. Уже беглое знакомство с историей показывает, что ряд результатов, полученных на этом направлении, сыграл большую роль в придании физике частиц ее современного облика.

1. Первым из таких результатов можно считать измерение аномального магнитного момента электрона ($g-2$), показавшее, что квантовые поправки дают небольшой, но конечный вклад в наблюдаемые физические величины. После создания метода перенормировок величина ($g-2$) послужила его первым количественным тестом.

2. Наблюдение несохранения четности в слабых распадах ядер (опыт Ву) стало первым бесспорным доказательством существования этого явления [2]. Заметим, что первые указания на несохранение четности, стимулировавшие постановку этого эксперимента, были получены в опытах с K -мезонами, т. е. при высоких для того времени энергиях. Такое взаимодополняющее влияние экспериментов первого и второго типов, вероятно, сохранится и в будущем.

3. Измерение величины $K^0 - \bar{K}^0$ -смешивания дало первые свидетельства существования s -кварка и наличия GIM-механизма в смешивании кварков [3]. Интересно отметить^{*)}, что наблюдение GIM-механизма стало бы важным следствием этого эксперимента даже в том гипотетическом случае, если бы очарованные частицы были обнаружены раньше. Измерение вкладов новых частиц в петлевые диаграммы, по-видимому, и в будущем останется важным источником информации об их свойствах, дополнительным к прямому рождению этих частиц в экспериментах на высоких энергиях.

4. Наблюдение CP-нарушения в смешивании нейтральных K -мезонов [4] было первым и до недавнего времени единственным доказательством существования этого явления и, вслед за наблюдением нарушения пространственной и зарядовой четности, радикально расширило наши представления о возможном и невозможном в физике частиц.

5. Недавнее наблюдение $B_d - \bar{B}_d$ -смешивания группой ARGUS [5] служит свидетельством существования «тяжелого» t -кварка с массой $\simeq 100$ ГэВ или (в случае, если t -кварк окажется «легким») новой физики, выходящей за рамки стандартной модели (СМ). О

новой физике будет свидетельствовать, в случае подтверждения, и результат MARK-III по $D^0 - \bar{D}^0$ -смешиванию с вероятностью порядка 1% [6], что значительно больше, чем можно получить в СМ.

6. Последний по времени результат такого класса — наблюдение CP-нарушения в амплитуде распада в эксперименте с нейтральными K -мезонами в CERN [7].

Как уже отмечалось, можно ожидать, что высокоточные эксперименты и в будущем останутся поставщиками фундаментальной информации о физике частиц. Не вдаваясь в детали, можно перечислить ряд областей, где это наиболее вероятно с точки зрения существующих представлений.

1. Экзотические (т. е. запрещенные в СМ) и редкие (определяемые петлевыми диаграммами) распады. Отсутствие или малость этих процессов в СМ делает их чувствительными к возможному влиянию «послестандартной» физики. Наиболее перспективен поиск таких распадов для K - и B -мезонов. Поскольку переход s - и b -кварков в кварки своего поколения запрещен по энергии, а переход в другое поколение подавлен малыми углами смешивания, здесь можно ожидать больших вероятностей редких процессов.

2. Смешивание нейтральных мезонов — другой класс процессов, также определяемых в СМ петлевыми диаграммами и также чувствительных к новой физике. Если $K^0 - \bar{K}^0$ -смешивание изучено достаточно детально, то для трех других нейтральных мезонов D^0 , B_d , B_s получены только самые первые, не вполне надежные (особенно для D^0) результаты.

Изучение новой физики в таких процессах позволяет, как уже отмечалось выше, получать важную информацию о свойствах новых частиц, дополнительную к их прямому рождению при высоких энергиях. Эти результаты могут сыграть большую роль при выборе между различными модификациями СМ. Возможности точных экспериментов, однако, этим не ограничиваются.

3. Наиболее интересные среди экспериментов другого типа связаны с поиском CP-нарушения вне $K^0 - \bar{K}^0$ -системы, что, по-видимому, необходимо для понимания механизма этого явления. Согласно анализу в СМ B -мезоны занимают здесь уникальное положение, являясь единственным реальным кандидатом для наблюдения CP-нарушения в обозримом будущем.

Видно, что в каждом из перечисленных разделов физика B -мезонов занимает важное место. Наряду с рассмотренными, в ней есть и более узкие задачи, также требующие проведения высоко-

^{*)} Этим замечанием авторы обязаны В.А. Хозе.

точных измерений. Это, например, детальное изучение эффектов квантовой хромодинамики (КХД) в распадах B - и Υ -мезонов, поиск «легких» ($M < 5 \div 10$ ГэВ) скаляров в этих распадах, изучение спектроскопии b -адронов и $b\bar{b}$ -кваркониев, а также многие другие задачи, которые будут подробнее рассмотрены ниже.

2. e^+e^- -КОЛЛАЙДЕРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ b -ФИЗИКИ

Семейство Υ -мезонов, состоящих из b -кварков, было открыто в 1977 году во FNAL [8]. Довольно скоро центр тяжести их изучения переместился на эксперименты на встречных e^+e^- -пучках в ДЕЗИ (ФРГ), Корнелле (США) и ИЯФ СО АН СССР. Коллайдеры, работающие в этих лабораториях, — DORIS, CESR и ВЭПП-4 — постепенно повышали свою производительность — светимость. Максимальная светимость, достигнутая на сегодня, приближается к 10^{32} см $^{-2}$ с $^{-1}$. Этого, однако, недостаточно для проведения большинства упомянутых выше исследований. В последнее время активно обсуждаются проекты e^+e^- -коллайдеров следующего поколения для этой области энергии со светимостью $10^{33} - 10^{34}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ (B -фабрики). Рассматриваются также возможности изучения b -физики на адронных машинах [9], которых мы здесь касаться не будем.

Основные параметры существующих и проектируемых ускорителей для области $W = 10 \div 14$ ГэВ приведены в табл. 1. Из проектируемых установок мы ограничились двумя циклическими коллайдерами: ВЭПП-5 в Новосибирске [10] и BMF-SIN в Швейцарии — ФРГ [11], а также линейным коллайдером RF-BF в Италии [12]. Некоторые другие сходные проекты, находящиеся на разных стадиях проработки, описаны в работе [13].

Несколько пояснений к таблице. Для DORIS-II и CESR приведены параметры в существующих сегодня вариантах, а также после планируемых в течение ближайших лет модернизаций. Коллайдер ВЭПП-4 в настоящее время не работает, на его базе создается ВЭПП-4М, который вступит в строй в 1990—1991 гг. Впоследствии на нем также планируется модернизация, что соответствует в таблице столбцам «I и II очереди». ВЭПП-5, BMF-SIN и RF-BF планируются на середину 90-х годов.

Кроме максимально достижимой энергии в системе центра масс W_{\max} , приведенной в первой строке, важное значение имеет энерге-

Основные параметры ускорителей

Таблица 1

	DORIS-II		CESR		ВЭПП-4		ВЭПП-4М		ВЭПП-5	BMF-SIN		RF-BF
	Сущ.	Мод.	Сущ.	Мод.	I оч.	II оч.	I оч.	II оч.				
W_{\max} , ГэВ	11	16	11	11	11	12	13	14	12	12	12	12
σ_W , МэВ	8	4	8	4	5	7	6	7	4	4	4	4
при $W = 10$ ГэВ												
L_{\max} , см $^{-2}$ с $^{-1}$	$2 \cdot 10^{31}$	$2 \cdot 10^{32}$	$3 \cdot 10^{31}$	$2 \cdot 10^{32}$	$5 \cdot 10^{30}$	$5 \cdot 10^{31}$	10^{34}	$8 \cdot 10^{32}$	10^{34}	$8 \cdot 10^{32}$	$4 \cdot 10^{33}$	10^{33}
η	.13	.20	.16	.33	.13	.20	.33	.25	.33	.25	.25	.33
$\int_{1 \text{ год}} L dt$, пб $^{-1}$	80	300	140	$2 \cdot 10^3$	20	300	600	$6 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$30 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$

тический разброс σ_W (вторая строка). Сечение рождения узких резонансов ($\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$) обратно пропорционально σ_W , так что при постоянной светимости уменьшение σ_W приводит к пропорциональному росту числа рожденных Υ -мезонов. Кроме того, улучшается отношение эффект/фон для этих резонансов, что очень существенно при выделении некоторых процессов. При работе на относительно широком $\Upsilon(4S)$ величина σ_W ограничивает разрешение по массе B -мезона (подробнее этот эффект описан в п. 4.3.2). В проекте ВЭПП-5 предусматривается специальная система, позволяющая уменьшить σ_W на порядок без потери светимости (так называемая монохроматизация).

В третьей строке приведены достигнутая или планируемая максимальная светимость, а в пятой характерный интеграл светимости, набираемый за год на одном детекторе. Величина η , приведенная в четвертой строке, характеризует «эффективность» использования светимости и равна

$$\eta = \frac{\int_{\text{год}} L dt}{L_{\text{max}} \cdot 3 \cdot 10^7 \text{c}}$$

Для работающих машин величина η оценена по экспериментальным данным. Для проектируемых, где это было возможно, мы использовали опубликованные значения, считая, однако, что η не может превышать 1/3.

Основной характеристикой B -фабрики следует считать светимость, производимую за год. Сегодня набранная работающими в этой области детекторами светимость составляет в среднем около $0.3 \text{ фб}^{-1}/\text{детектор}$. Годовая же производительность B -фабрик будет достигать по меньшей мере $10 \text{ фб}^{-1}/\text{детектор}$. Это и есть основное качественное отличие B -фабрик от работающих сегодня коллайдеров.

В табл. 2 проведено сравнение B -фабрики с LEP, работающим в пике Z^0 , и строящимся в Пекине коллайдером BEPC при работе последнего в пике Ψ'' (фабрика D -мезонов) по количеству рожденных за год частиц. Из таблицы видно, что превосходство B -фабрики по светимости на два порядка позволяет ей более чем на порядок превосходить основных конкурентов по «производству» не только B -мезонов, но также шармованных мезонов и τ -лептонов.

Таблица 2

	B -фабрика	LEP (на Z^0)	BEPC (на Ψ'')
Lt , фб^{-1}	10	.1	.1
$\tau^+\tau^-$	$8 \cdot 10^6$	10^5	$4 \cdot 10^5$
$c\bar{c}$	$11 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$
$B\bar{B}$ на $\Upsilon(4S)$	$10 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^5$	—
$B_s\bar{B}_s$ на $\Upsilon(5S)$	10^6	$5 \cdot 10^4$	—
$\Upsilon(1S)$	$1.5 \cdot 10^8 (\times 10)$ Монохр.	—	—

При разумном распределении набора светимости по энергии и выходе со временем на уровень около $30 \text{ фб}^{-1}/\text{год}$, за 10 лет работы B -фабрики можно набрать:

$2 \cdot 10^8 \tau^+\tau^-$ и $c\bar{c}$ пар

$10^8 B\bar{B}$ на $\Upsilon(4S)$

$5 \cdot 10^6 b\bar{b}$ при $W = 13 \text{ ГэВ}$

$10^8 (\times 10) \Upsilon$ -мезонов (на каждом из трех узких
Монохр. резонансов).

Физические задачи B -фабрики можно условно разбить на три категории:

- а) уточнение имеющихся данных;
- б) измерение величин, для которых есть достаточно определенные предсказания, но которые недоступны для измерения на существующих установках;
- в) поиск экзотических и непредсказанных явлений.

Потенциально наиболее ценны результаты третьей категории, однако их непредсказуемость заставляет ориентировать программу B -фабрики на задачи первых двух типов, где также ожидается много интересной и важной физики.

Приведенный ниже краткий обзор физических задач B -фабрики ни в коей мере не претендует на полноту и рассматривался нами скорее как введение в эту богатую и многостороннюю область физики, указывающее также на наиболее интересные нерешенные проблемы. Из обширной литературы, посвященной физике b -кварка, отметим работы [11, 14—20], которые достаточно подробно охватывают различные ее аспекты.

3. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА

3.1. Физика $b\bar{b}$ -кваркониев

Кварконий, система из тяжелого кварка и антикварка, является аналогом атома водорода для теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики. Многие КХД-эффекты проявляются здесь в наиболее чистых, контролируемых условиях.

Благодаря значительно большей массе b -кварка, $b\bar{b}$ -кварконий имеет ряд преимуществ перед $c\bar{c}$ -кварконием в качестве тестовой системы для изучения физики сильного взаимодействия:

- 1) лучшие возможности количественного описания спектра уровней из-за малости релятивистских поправок ($v^2/c^2 \sim 0.1$);
- 2) существенно более богатая система уровней в подпороговой области и, следовательно,
- 3) много большее число доступных для изучения переходов между ними;
- 4) лучшая применимость теоретиковозмущенческих КХД-расчетов и лучшая точность выполнения рецепта Appelqvista — Politzer (о равенстве соответствующих адронных ширин партонам) в распадах кваркониев на легкие адроны.

В современных экспериментах эти преимущества реализуются далеко не полностью из-за значительно меньших сечений рождения $b\bar{b}$ -кваркониев и малости многих интересных бранчингов. Многократное увеличение статистики на B -фабриках следующего поколения позволит значительно расширить число наблюдаемых уровней, переходов и распадов и в полной мере использовать имеющиеся здесь богатые возможности изучения физики сильного взаимодействия.

3.1.1. Спектроскопия

На рис. 1 показана ожидаемая в потенциальных моделях схема уровней $b\bar{b}$ -кваркония, лежащих ниже $B\bar{B}$ -порога [17]. Предсказывается около 30 таких состояний. Три из них (3S_1 -состояния или Υ -мезоны), имеющие квантовые числа фотона, наблюдаются как резонансы в сечении e^+e^- -аннигиляции. Возможность прямого рождения в e^+e^- -столкновениях позволяет изучать Υ -мезоны значительно детальнее, чем другие $b\bar{b}$ -состояния, которые рождаются только в переходах из вышележащих Υ -мезонов. Шесть таких состояний ($^3P_{0,1,2}$ или χ_b -мезоны) наблюдались в радиационных пере-

ходах Υ -мезонов, остальные еще не открыты. Для сравнения напомним, что из 8 узких состояний $c\bar{c}$ -кваркония открыты семь. Большое число уровней ожидается также выше $B\bar{B}$ -порога, но только немногие из них будут доступны для изучения (см. п. 3.1.7).

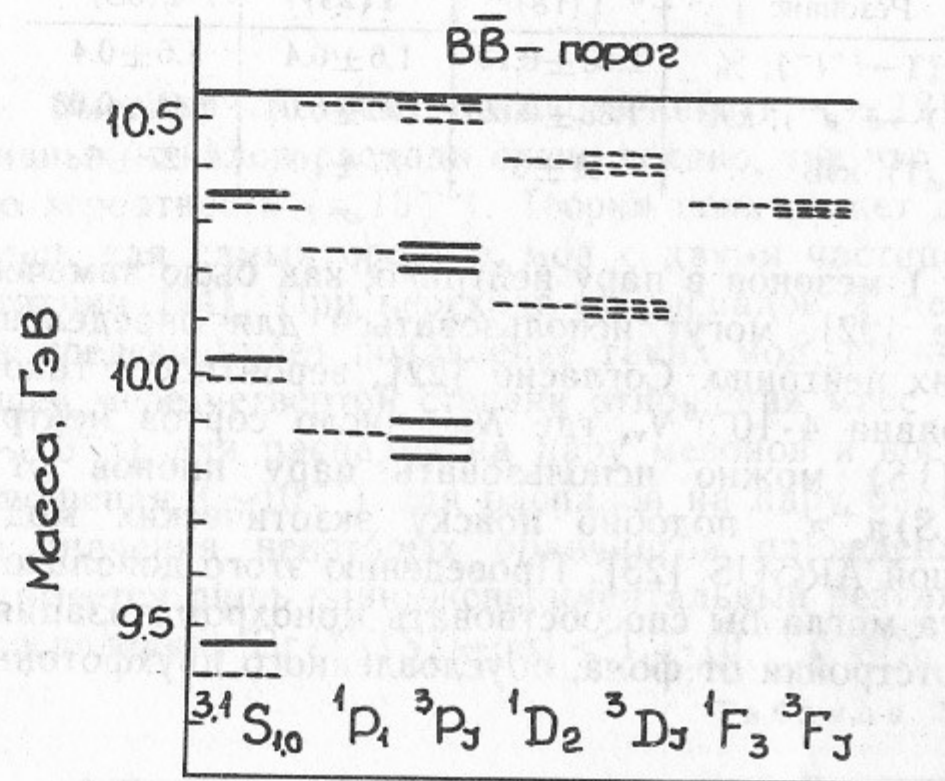


Рис. 1. Ожидаемая схема уровней $b\bar{b}$ -кваркония. Сплошные линии — наблюдавшиеся состояния, пунктирные — еще не открытые.

3.1.2. Лептонные распады

Распады Υ -мезонов в пару заряженных лептонов (рис. 2) наиболее интересны тем, что позволяют определить полные ширины этих резонансов. В первой строке табл. 3 приведены вероятности этих распадов, полученные усреднением по всем экспериментам в гипотезе лептонной универсальности. Рождение Υ -мезонов в e^+e^- -столкновениях также описывается диаграммой рис. 2 (перевернутой). Это позволяет определить абсолютную ширину их распада в e^+e^- -пару (вторая строка табл. 3), которая пропорциональна сечению рождения резонанса [17, 21]. Полные ширины Υ -мезонов, полученные на основании этих чисел, приведены в третьей строке. Дальнейшее увеличение точности пред-

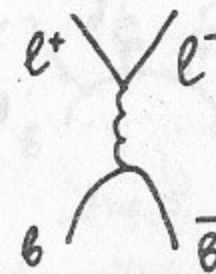


Рис. 2.

ставляет интерес для уточнения ширины Υ -мезонов и проверки лептонной универсальности путем сравнения распадов в e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$.

Таблица 3

Резонанс	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$\text{Br}(\Upsilon \rightarrow l^+l^-)$, %	2.63 ± 0.13	1.6 ± 0.4	1.6 ± 0.4
$\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-)$, кэВ	1.33 ± 0.06	0.60 ± 0.04	0.43 ± 0.03
$\Gamma_{\text{tot}}(\Upsilon)$, кэВ	51 ± 3	37 ± 10	27 ± 6

Распады Υ -мезонов в пару нейтрино, как было замечено недавно в работе [22], могут использоваться для определения числа сортов легких нейтрино. Согласно [22], вероятность такого распада $\Upsilon(1S)$ равна $4 \cdot 10^{-6} N_\nu$, где N_ν — число сортов нейтрино. Для мечения $\Upsilon(1S)$ можно использовать пару пионов от распада $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ подобно поиску экзотических мод распада $\Upsilon(1S)$ группой ARGUS [23]. Проведению этого довольно трудного эксперимента могла бы способствовать монохроматизация (в частности, для отстройки от фона, обусловленного двухфотонными процессами).

3.1.3. Адронные распады

Адронные распады Υ -мезонов идут через три глюона (рис. 3) или через пару кварк-антикварк (рис. 4). Ожидаемые значения вероятностей для таких распадов приведены в табл. 4.

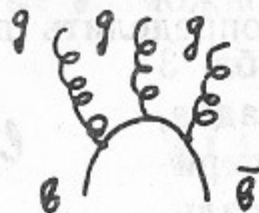


Рис. 3.

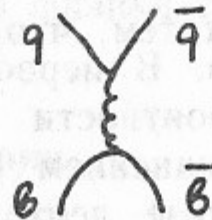


Рис. 4.

На сегодня исследованы только инклюзивные характеристики этих процессов: струи, спектры и множественности адронов различных типов, корреляции между частицами. Даже эта информация является весьма неполной из-за ограниченной статистики и качества регистрации. Продвижение в этой области даст ценную информацию о фрагментации кварков и глюонов.

Таблица 4

Резонанс	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$\text{Br}(\Upsilon \rightarrow 3g)$, %	80	41	49
$\text{Br}(\Upsilon \rightarrow q\bar{q})$, %	10 ± 1	6 ± 2	6 ± 2

Из-за высокой средней множественности (≈ 12) количество эксклюзивных каналов распада очень велико, так что каждый имеет малую вероятность ($\leq 10^{-5}$). Теория пока может дать предсказания лишь для самых простых мод с двумя частицами в конечном состоянии [24]. При переходе от распадов Ψ -мезона к Υ -мезону она предсказывает подавление таких мод, пропорциональное по меньшей мере четвертой степени отношения масс Ψ - или Υ -мезонов ($\sim 10^{-2}$) для распадов на пару мезонов и восьмой степени этого отношения ($\sim 10^{-4}$) для распадов на пару барионов. Теоретические значения некоторых бранчингов приведены в табл. 5. Сегодня имеется лишь один экспериментальный результат: верхний предел на величину $\text{Br}(\Upsilon(1S) \rightarrow \rho\pi) < 1.3 \cdot 10^{-4}$ с 90% у. д. [25].

Таблица 5

Мода	$\rho\pi$	$\pi^+\pi^-$	K^+K^-	$\rho\bar{\rho}, \pi\bar{\pi}$
Br	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-7}	$2 \cdot 10^{-7}$

3.1.4. Радиационные распады

Радиационные распады Υ -мезонов в адроны из легких кварков описываются диаграммой рис. 5. Ожидаемые вероятности таких распадов приведены в табл. 6. На сегодня в этом процессе наблюдался только инклюзивный спектр фотонов, который удовлетворительно согласуется с ожиданиями КХД [17, 26]. Продвижение в этой области даст информацию о фрагментации бесцветной gg -системы, интересной тем, что здесь ожидается обогащение конечного состояния глюониями и экзотическими адронами. Радиационные распады Υ -мезона позволяют значительно расширить изучаемый интервал масс gg -системы по сравнению с Ψ -мезоном. При больших (не-



Рис. 5.

Таблица 6

Резонанс	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
Br, %	2	1	1

сколько ГэВ) массах gg -системы здесь также ожидается большое число многочастичных эксклюзивных каналов с малыми и пока не поддающимися расчету бранчингами. При массах gg -системы ≤ 2 ГэВ на Ψ -мезоне наблюдалось большое количество двухчастичных распадов как в хорошо известные (π^0 , η , η' , ...), так и в новые (ι , θ , ξ) частицы. Для таких распадов при переходе от Ψ -мезона к Υ -мезону теория предсказывает подавление, пропорциональное квадрату отношения зарядов b - и c -кварков ($=1/4$) и по меньшей мере квадрату отношения масс Ψ и Υ -мезонов (~ 0.1) [24]. Теоретические значения бранчингов [24, 27] и экспериментальные верхние пределы [28] для некоторых мод распада $\Upsilon(1S)$ приведены в табл. 7. Отметим также, что радиационные распады Υ -мезонов являются, по-видимому, наилучшим местом для поиска хиггсов и других скаляров.

Таблица 7

Мода	$f_2(1270)\gamma$	$\eta'\gamma$	$\eta\gamma$
Br (теория)	$2 \cdot 10^{-5} - 1.5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-4}$	$10^{-7} - 5 \cdot 10^{-5}$
Br (эксперимент)	$< 4.8 \cdot 10^{-5}$	$< 1.3 \cdot 10^{-3}$	$< 3.5 \cdot 10^{-4}$

3.1.5. Адронные переходы

Для возбужденных состояний $b\bar{b}$ -кваркония наряду с распадами на легкие адроны возможны переходы в нижележащие $b\bar{b}$ -состояния с испусканием адрона (адронов) или фотона. Заметная доля бранчинга $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ приходится на $\pi\pi$ -переходы. Все три $\pi\pi$ -перехода (см. табл. 8) наблюдались и в $\pi^+\pi^-$ и в $\pi^0\pi^0$ каналах [17]. Величины бранчингов, приведенные в табл. 8, хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, основанными на применении мультипольного разложения и РСАС [29, 30]. Соответствует ожиданиям и форма $\pi\pi$ -спектра в распаде $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi\pi$. Сильное отличие этого спектра от расчетного в распаде $\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi\pi$ может быть связано с существованием экзотического $b\bar{b}q\bar{q}$ -состояния, близкого к $\Upsilon(3S)$ [31], с образованием виртуальных $B\bar{B}$ -пар, испускающих пионы перед рекомбина-

цией в $\Upsilon(1S)$ [32] или с примесью $b\bar{b}g$ -состояния в $\Upsilon(3S)$. Важную информацию о механизме этого явления может дать изучение поляризации рожденных $\Upsilon(1S)$ по их лептонным распадам. Переход из $\Upsilon(3S)$ в $\Upsilon(2S)$ изучен слабо.

Таблица 8

Переход	$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)$	$\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(1S)$	$\Upsilon(3S) \rightarrow \Upsilon(2S)$
Br($\pi^+\pi^-$), %	19.2 ± 1.0	3.8 ± 0.3	2.2 ± 0.5

Не наблюдались переходы с испусканием η - и π^0 -мезонов, изученные в шармонии. Для $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ расчет дает $2 \cdot 10^{-4}$ [29, 30] при верхнем пределе $2 \cdot 10^{-3}$ [33], а для $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^0$ ожидаемый бранчинг $4 \cdot 10^{-6}$ при экспериментальном результате менее $8 \cdot 10^{-3}$ [34]. Для $\Upsilon(3S)$ экспериментальных ограничений на такие переходы нет.

Адронные переходы $\Upsilon(3S)$ интересны еще и тем, что потенциально могут служить источником рождения «неуловимого» 1P_1 -состояния (h_b) — единственного уровня, еще не наблюдавшегося в $c\bar{c}$ -системе. По старой оценке бранчинг $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b\pi\pi$ порядка 0.5% [29], новые соображения дают заметно меньшую величину ($< 0.01\%$), указывая, правда, на возможность наблюдения h_b в распаде $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b\pi^0$ с вероятностью $2 \cdot 10^{-3}$ [35]. Группа CLEO сообщила об указаниях на распад $\Upsilon(3S) \rightarrow h_b\pi^+\pi^-$ с бранчингом $0.37 \pm 0.15\%$ и несколько смещенной по сравнению с ожидаемой массой h_b [36]. Еще один адронный переход $\Upsilon(3S) \rightarrow \eta_b\omega$ может служить источником не открытого пока η_b (1S_0), но оценок бранчинга нет.

3.1.6. Радиационные переходы

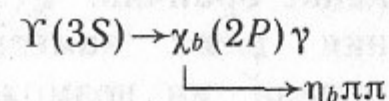
В радиационных переходах Υ -мезонов наблюдались $1P$ - и $2P$ -состояния (χ_b), вероятности переходов в которые указаны в табл. 9 [17]. Разница масс различных χ_b ($\simeq 25$ МэВ) дает информацию о тонком расщеплении $b\bar{b}$ -уровней. Еще не открыты $\chi_b(3P)$ -состояния, которые можно наблюдать в радиационных переходах «широкого» $\Upsilon(4S)$ с бранчингом порядка 10^{-4} . Большая величина бранчингов позволяет изучить χ_b -уровни детальнее, чем любые другие $b\bar{b}$ -состояния, исключая Υ . Анализ переходов $\Upsilon(2S) \rightarrow \chi_b\gamma \rightarrow \Upsilon(1S)\gamma\gamma$ даст информацию о спине χ_b . Для χ_b -состояний, распадающихся в адроны через два глюона ($^3P_{0,2}$) изучение

адронных распадов позволит сравнить фрагментацию глюонных струй с энергией 5 ГэВ с кварковыми струями такой же энергии в континууме. Для этого очень полезна монохроматизация. Возможно наблюдение и эксклюзивных мод распада χ_b .

Таблица 9

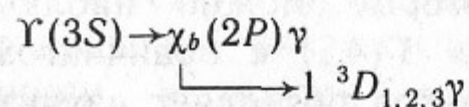
$\text{Br}(\Upsilon(2S) \rightarrow \chi_{b2,1,0}(1P)\gamma), \%$	6.6 ± 0.8	6.7 ± 0.9	4.0 ± 0.8
$\text{Br}(\Upsilon(3S) \rightarrow \chi_{b2,1,0}(2P)\gamma), \%$	12.8 ± 3.3	11.7 ± 3.0	5.3 ± 2.3

Радиационные переходы в 1S_0 -состояния (η_b) имеют много меньшие вероятности [17]. Для $\Upsilon(1S) \rightarrow \eta_b \gamma$ энергии фотонов малы ($\simeq 40$ МэВ) и ожидаемый бранчинг $(0.5 \div 2) \cdot 10^{-5}$. Для перехода $\Upsilon(2S) \rightarrow \eta_b \gamma$ оценки бранчинга колеблются от $2 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-3} . Благодаря заметно большей энергии фотонов, последний способ представляется более перспективным. Лучшие на сегодня экспериментальные ограничения составляют 0.5% [37]. Другая возможность наблюдения η_b — это каскадный переход из $\Upsilon(3S)$:



По оценке вероятность последнего перехода порядка 1%, так что полный бранчинг около 10^{-3} . Переход $\chi_b(1P) \rightarrow \eta_b \pi^+ \pi^-$, благодаря малому энергосвободению и возможности измерения импульсов π^\pm с высокой точностью, благоприятен для измерения ширины η_b . $\Gamma_{\text{теор}}(\eta_b) \simeq 6$ МэВ. Наконец, η_b могут рождаться в радиационных распадах h_b с вероятностью 50%, а источником h_b служат обсуждавшиеся выше $\pi\pi$ - или π^0 -переходы $\Upsilon(3S)$.

До сих пор не наблюдались D -уровни. 3D_1 -состояния, как и Υ -мезоны, имеют квантовые числа фотона, однако их прямое наблюдение в e^+e^- -аннигиляции затруднено малостью лептонных ширин (1–3 эВ). Регистрации их могла бы способствовать монохроматизация. Более реальным представляется наблюдение каскадного процесса



с бранчингом $\leq 10^{-4}$. 1D_2 -уровни могут рождаться в радиационных распадах $\Upsilon(3S)$, но бранчинги очень малы. Наконец, в процессе $e^+e^- \rightarrow 2^3D_1 \rightarrow 1F\gamma$ можно зарегистрировать $1F$ -уровни.

В литературе широко обсуждается вопрос о существовании экзотических состояний типа $b\bar{b}g$ или $b\bar{b}q\bar{q}$ [38]. Если их квантовые числа $J^{PC} = 1^{--}$, то они могут наблюдаться как резонансы в сечении $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Для других квантовых чисел таких состояний (1^{-+}) их источником могут служить радиационные переходы $\Upsilon(3S)$.

3.1.7. Широкие состояния

Физика $b\bar{b}$ -состояний, лежащих выше $B\bar{B}$ -порога, значительно беднее, чем подпороговых, так как из-за больших ширин распада в $B\bar{B}$ -пары все остальные их распады и переходы между уровнями оказываются ненаблюдаемыми даже на B -фабриках. Исключением, вероятно, будет низший из этих уровней $\Upsilon(4S)$ из-за ожидаемого набора здесь большой интегральной светимости, относительно большого сечения рождения ($\simeq 1$ нб) и сравнительно малой ширины ($\simeq 24$ МэВ). Это делает возможным наблюдение некоторых переходов из $\Upsilon(4S)$ в нижележащие состояния, в том числе «экзотических», запрещенных по энергии для $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$: $\eta\Upsilon(1S)$, $K\bar{K}\Upsilon(1S)$ и, возможно, $\pi(b\bar{b}q\bar{q})$. В остальных случаях придется ограничиться изучением спектроскопии 1^{--} -состояний по структуре сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Первые эксперименты по сканированию этой области, обнаружив два новых широких $b\bar{b}$ -состояния, показали также необходимость значительного увеличения статистики для ее детального исследования [39].

Теоретические работы предсказывают весьма сложную структуру сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})$ из-за нескольких порогов ($B\bar{B}$, $B\bar{B}^* + B^*\bar{B}$, $B^*\bar{B}^*$) и нулей в амплитудах $\Upsilon(nS) \rightarrow B\bar{B}$ в резонансной области [40]. Совместное действие этих факторов может давать пики в сечении, не являющиеся физическими состояниями. Картина дополнительно усложняется вероятным присутствием здесь наряду с обычными $b\bar{b}$ -кваркониями также смешивающихся с ними экзотических $b\bar{b}g$ - и $b\bar{b}q\bar{q}$ -состояний. Все это делает интерпретацию данных по $e^+e^- \rightarrow$ адроны в терминах $b\bar{b}$ -спектроскопии трудной задачей, требующей как аккуратного теоретического анализа, так и экспериментального разделения вкладов разных каналов в $b\bar{b}$ -сечение.

Видно, что дальнейшее исследование $b\bar{b}$ -кваркониев на B -фабриках существенно расширит наше понимание физики сильного взаимодействия и будет способствовать развитию различных теоретических подходов (потенциальные модели, струнные модели, правила сумм).

3.2. Физика b -адронов

b -адроны (мезоны и барионы, состоящие из b -кварка и легких кварков) будут, по-видимому, центральным объектом исследования на B -фабрике. В отличие от bb -кваркониев физика b -адронов представляет наибольший интерес для теории слабого взаимодействия. Благодаря своей большой массе, принадлежности к третьему поколению и сильному подавлению основного канала распада $b \rightarrow c$, b -кварк занимает здесь во многих отношениях уникальное положение. Детальное изучение его слабых распадов и смешивания нейтральных B -мезонов, а также поиск CP-нечетных эффектов в экспериментах следующего поколения могут значительно расширить наше понимание структуры теории и указать возможные пути модификации СМ.

3.2.1. Спектроскопия

Изучение спектроскопии b -адронов и переходов между уровнями даст интересную информацию о физике сильного взаимодействия в системах из тяжелого и легкого кварков [41]. Благодаря большой массе b -кварка, эти свойства b -адронов близки к асимптотическим ($M_Q \rightarrow \infty$), что делает их теоретическое описание и, следовательно, сравнение теории с экспериментом более надежным.

Рождение большинства типов b -адронов начинается в надпороговой области энергии $W > 11.5$ ГэВ. В этой области B -фабрика теряет два существенных преимущества, имеющих на $\Upsilon(4S)$, при сравнении с bb -рождением на Z : 1) в несколько раз падает сечение $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, становясь в 20—25 раз меньше $\sigma(Z \rightarrow b\bar{b})$; 2) в отличие от $\Upsilon(4S)$ здесь невозможно или малоэффективно использование кинематической реконструкции при восстановлении B -распадов [42], что сильно уменьшает разрешение по M_B и отношение эффект/фон. Однако отсутствие в обозримом будущем Z -фабрик со сравнимой светимостью, а также проблемы, связанные с меньшим разрешением по M_B и большей множественностью сопровождающих частиц в Z -пике, делают изучение спектроскопии b -адронов в этой области энергии оправданным.

Оценки основных параметров всех $1S$ -уровней b -адронов и $1P$ -уровней B -мезонов приведены в табл. 10 [43]. Величины сечений рождения соответствуют $W = 13$ ГэВ. Вероятность рождения барионов считалась равной 10%.

Параметры b -адронов

Частицы	Состав	L_J	Кол-во (без античастиц)	Средняя масса	тип распада	$\sum 2\sigma(e^+e^- \rightarrow h_b x)$, пб при $E = 6.5$ ГэВ
мезоны						
B	$bu(d)$	S_0	2	5.28	w	300
B^*	$bu(d)$	S_1	2	5.33	em	220
B_s	bs	S_0	1	5.38	w	30
B_s^*	bs	S_1	1	5.43	em	22
B^{**}	$bu(d)$	$P_{0,1,2}$	8	5.78	s	130
B_s^{**}	bs	$P_{0,1,2}$	4	5.89	s	25
барионы						
Λ_b	bud	$S_{1/2}$	1	5.64	w	25
Ξ_b^A	$bsu(d)$	$S_{1/2}$	2	5.82	w	10
Σ_b	bud	$S_{1/2}$	3	5.82	s	8
Ξ_b^S	$bsu(d)$	$S_{1/2}$	2	5.93	em	2.5
Ω_b	bss	$S_{1/2}$	1	6.10	w	0.8
Σ_b^*	bud	$S_{3/2}$	3	5.86	s	15
Ξ_b^*	$bsu(d)$	$S_{3/2}$	2	5.96	em	5
Ω_b^*	bss	$S_{3/2}$	1	6.13	em	0.5

3.2.2. Распады B_u - и B_d -мезонов

Слабые распады b -адронов дают уникальную возможность исследования тонких эффектов электрослабой теории и КХД. Поскольку в этих распадах преобладает спектаторный механизм, для большинства задач несущественно, в каком адроне находится b -кварк. Можно ожидать поэтому, что главным объектом исследования станет низшее из надпороговых состояний — $\Upsilon(4S)$, распадающееся в B_u - и B_d -мезоны. Во-первых, здесь максимально сечение рождения $B\bar{B}$, что позволяет набрать большую статистику. Во-вторых, близость $\Upsilon(4S)$ к порогу $B\bar{B}$ позволяет использовать метод кинематической реконструкции B -распадов для многократного подавления фона и повышения более чем на порядок разрешения по M_B . Серьезный недостаток $\Upsilon(4S)$, являющийся продолжением этого его достоинства, состоит в малости распадных расстояний B -мезонов ($\beta_B \simeq 0.06$, $\beta_{st} \simeq 20$ мкм), сильно затрудняющей разделение B -вершин (см. в этой связи п. 4.3.3).

Для нормировки при определении бранчингов B -распадов необ-

ходимо знать вероятность распада $\Upsilon(4S)$ на $B\bar{B}$ -пары (ожидаемое значение близко к единице), а также отношение бранчингов распадов в $B_u\bar{B}_u$ и $B_d\bar{B}_d$. Для решения этих вопросов потребуется регистрация распадов обоих B -мезонов подобно методу, использованному группой MARK-III на Ψ'' при анализе бранчингов D -мезонов [44]. Для определения абсолютных ширин B -распадов необходимо, кроме того, раздельное измерение времен жизни B_u - и B_d -мезонов (ожидаемая разница не превышает нескольких процентов).

Время жизни b -адронов определяется, главным образом, переходом $b \rightarrow c$. Из измеренного значения $\tau_B = 1.18 \pm 0.14$ пс следует величина константы перехода $V_{cb} \simeq 0.045$, т. е. переход из третьего поколения во второе подавлен много сильнее, чем из второго в первое: $V_{us} \simeq 0.221$. Благодаря такому подавлению, b -адроны живут достаточно долго, чтобы их пролетные расстояния могли разрешаться вершинным детектором ($ct_B \simeq 350$ мкм). Это является большим подарком для эксперимента, поскольку позволяет значительно уменьшить комбинаторный фон при изучении B -распадов, а также наблюдать ряд тонких эффектов, связанных с $B^0 - \bar{B}^0$ -осцилляциями.

По мере накопления статистики улучшается наше понимание распадов B -мезонов, связанных с доминирующим переходом $b \rightarrow c$. По-видимому, снята проблема инклюзивного выхода шарма: согласно последним экспериментальным данным, на один распад b -кварка рождается $1.05 \pm 0.08 \pm 0.11$ c -кварков при ожидаемом числе 1.15 [45]. Тем не менее мы еще очень далеки от полного понимания даже этих распадов. Теория предсказывает суммарный адронный бранчинг около 75%, а эксклюзивно наблюдались (с очень большими ошибками) лишь 11% [42, 46]. Детальное изучение эксклюзивных распадов позволит наблюдать ряд тонких эффектов (интерференция спектаторной и аннигиляционной амплитуд, цветовое подавление и т. п.), которые, благодаря большой массе b -кварка, могут быть рассчитаны здесь надежнее, чем в случае D -мезонов. Подробно этот круг вопросов рассмотрен в обзоре [47]. Напомним, что относительная вероятность каждой отдельной моды невелика и, как правило, составляет доли процента.

Важный вопрос физики b -кварков — величина отношения V_{ub}/V_{cb} . Наиболее прямым способом его определения была бы регистрация перехода $b \rightarrow u$, т. е. распадов B -мезонов в состояния без шарма. Верхние пределы на вероятности таких распадов, полученные группами CLEO [42] и ARGUS [48], пока превышают

теоретически ожидаемые не менее чем в 2—3 раза [49]. Исключительный интерес вызвало сообщение группы ARGUS о наблюдении распадов $B^\pm \rightarrow \rho\bar{\rho}\pi^\pm$, $B^0 \rightarrow \rho\bar{\rho}\pi^+\pi^-$ с бранчингами $(3 \div 6) \cdot 10^{-4}$ [48], плохо укладывающимися в теоретические представления [50]. Впрочем, появляются и работы, претендующие на объяснение величины эффекта [51].

Переход $b \rightarrow s$ в отличие от переходов $b \rightarrow c$ и $b \rightarrow u$ отсутствует в СМ на древесном уровне и появляется только за счет петлевых диаграмм. Благодаря этому, он весьма чувствителен к возможному вкладу новых частиц, что делает изучение таких процессов особенно интересным для поиска отклонений от СМ. Переход $b \rightarrow s$ может сопровождаться испусканием глюона (виртуального или «реального»), фотона, пары заряженных лептонов или нейтрино. В каждом из этих случаев новая физика (четвертое поколение, суперсимметрия и т. п.) может проявляться по-разному, так что их изучение представляет независимый интерес. В СМ все эти процессы определяются пингвинными (рис. 6), а $b \rightarrow sl^+l^-$, $sv\bar{\nu}$ также и ящичными (рис. 7) диаграммами. Оценки инклюзивных и ведущих

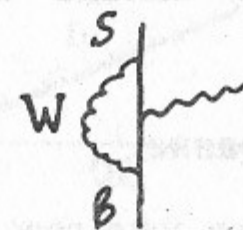


Рис. 6.

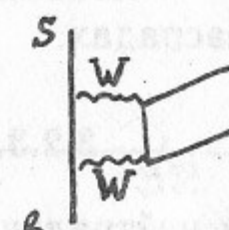


Рис. 7.

эксклюзивных бранчингов этих распадов при $m_t = 100$ ГэВ приведены в табл. 11 [52]. В некоторых модификациях СМ эти числа

Таблица 11

Распад	$b \rightarrow sg$	$b \rightarrow s\gamma$	$b \rightarrow sl^+l^-$	$b \rightarrow sv\bar{\nu}$
$B\Gamma$ (инклюзивный)	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
$B\Gamma$ (эксклюзивный)	10^{-5}	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-6}	$3 \cdot 10^{-6}$

могут сильно возрасти [53]. Так, распады типа $b \rightarrow sl^+l^-$ могут быть многократно усилены нейтральными токами, нарушающими аромат, наблюдение которых представляло бы большой интерес. Среди аналогичных переходов $s \rightarrow d$ для K -мезонов только в случае $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu\bar{\nu}$ доминируют петлевые диаграммы, но бранчинг этого распада порядка $3 \cdot 10^{-10}$ [54]. Чувствительность современных

экспериментов недостаточна для наблюдения $b \rightarrow s$ -переходов при ожидаемых в СМ бранчингах, однако они указывают на отсутствие большого усиления соответствующих амплитуд [55].

Интересно дальнейшее изучение полуплептонных распадов. Имеющиеся сегодня значения бранчингов 10—11% плохо согласуются с простым кварковым счетом, предсказывающим величину около 16%, и разницу трудно объяснить КХД-эффектами. Необходимо продолжать эксперименты по измерению спектра лептонов, дающие лучшие на сегодня ограничения на величину $|V_{ub}/V_{cb}| < 0.2$. Наконец, нужно измерение эксклюзивных полуплептонных бранчингов для B_u - и B_d -мезонов. Важный шаг в этом направлении был недавно сделан группой ARGUS, измерившей вероятность распада $B \rightarrow D^* l \nu$ [56]. Если справедливо, что $\text{Br}(D^* l \nu) / \text{Br}(D l \nu) = 3:1$, то каналы $B \rightarrow D^* l \nu$ и $B \rightarrow D l \nu$ практически насыщают весь $\text{Br}(B \rightarrow l X)$.

Большой интерес представляет наблюдение чисто лептонного распада $B \rightarrow \tau \nu_\tau$. По оценке его вероятность не превышает 10^{-4} . Такое измерение позволило бы модельно независимо определить константу f_B , необходимую для извлечения физической информации из $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивания и расчета вклада неспектаторных амплитуд в B -распадах.

3.2.3. $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание

Смешивание нейтральных мезонов, как уже говорилось во введении, является хорошим «пробником» для проверки теории на петлевом уровне и поиска новой физики. Однако получение количественной информации о параметрах теории из анализа K^0 - и D^0 -смешивания сильно осложнено большими неопределенностями, связанными с учетом вклада сильного взаимодействия. $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание свободно от этого недостатка, что делает его более чувствительным инструментом при поиске новых эффектов.

$B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание наблюдалось группами ARGUS [5] и UA1 [57]. Кроме того, сильные ограничения на параметры смешивания были получены на MARK-II [58]. В отличие от ARGUS, работающего на $\Upsilon(4S)$ ниже порога $B_s \bar{B}_s$, результаты UA1 и MARK-II относятся к смеси B_d - и B_s -мезонов с неизвестными весами. Совместный анализ этих экспериментов также дает некоторые аргументы в пользу новой физики.

Ограничение MARK-II на $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание более чем на половину насыщается вкладом $B_d - \bar{B}_d$ -смешивания, измеренного на ARGUS. В то же время $B_s - \bar{B}_s$ -смешивание в СМ ожидается

много большим, чем $B_d - \bar{B}_d$, так как $x_s/x_d > |V_{ts}/V_{td}|^2$, а $|V_{ts}/V_{td}|^2 > 4.8$ из унитарности 3×3 матрицы смешивания кварков. Здесь x — параметр смешивания, определяемый как $\Delta M/\Gamma$, где ΔM — разница масс B_H - и B_L -состояний, а Γ — ширина. Критическим поэтому является вопрос о вероятности адронизации b -кварка в B_s -мезон в эксперименте MARK-II. Анализ e^+e^- -экспериментов [59] дает для вероятности «вытягивания» s -кварка из вакуума

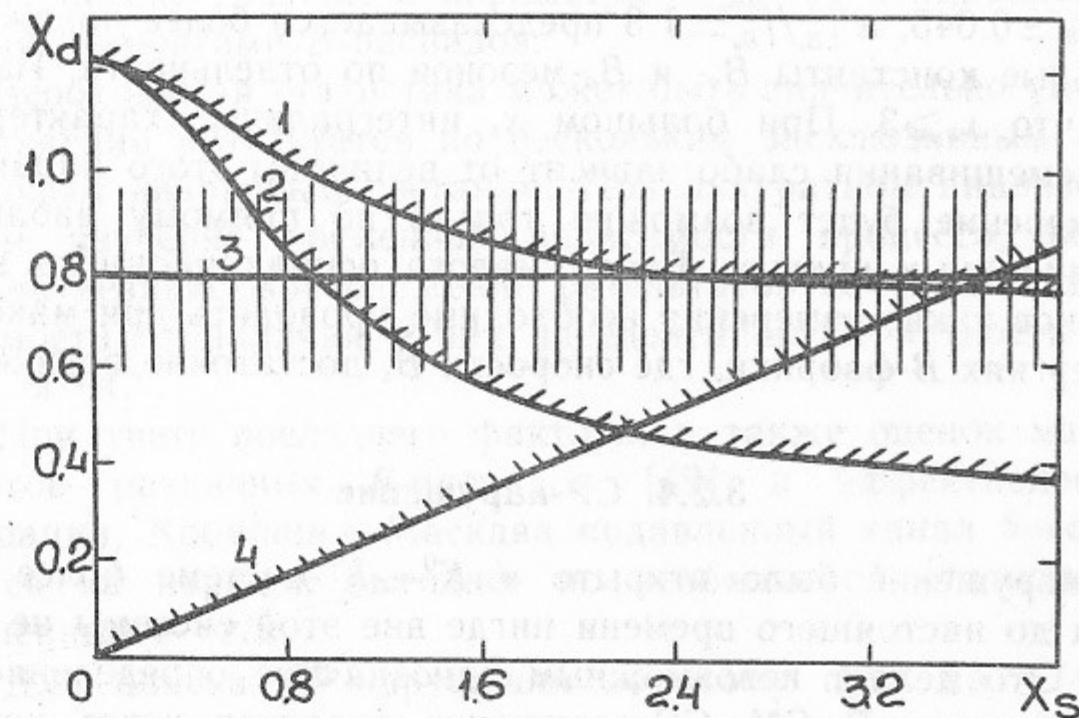


Рис. 8. Области в плоскости x_d, x_s , ограниченные экспериментами MARK-II (1 — при $\omega_d=0.4, \omega_s=0.1$; 2 — при $\omega_d=0.4, \omega_s=0.2$), ARGUS (3) и унитарностью матрицы смешивания кварков (4 — предел при $x_s > 4.8x_d$).

величину около 0.35 от вероятностей u -, d -кварков, из чего делался вывод, что доли B_u -, B_d -, B_s -мезонов ($\omega_u, \omega_d, \omega_s$) примерно равны 0.40, 0.40, 0.15, соответственно [58]. Из рис. 8 видно, что при $\omega_s=0.20$ результаты MARK-II, ARGUS и унитарность матрицы смешивания кварков несовместимы, а при $\omega_s=0.15$ между ними существует напряженность. Это стимулировало ряд авторов, обсуждавших результаты ARGUS [60], рассматривать возможности получения за счет введения новой физики $B_s - \bar{B}_s$ -смешивания, меньшего, чем унитарный предел в СМ.

Существует, однако, естественный механизм подавления рождения B_s -мезонов, снимающий упомянутую напряженность [60.5]. Наблюдение на ARGUS перехода $D(1P) \rightarrow \pi D^*$ [61] указывает на большую (~ 0.5) вероятность адронизации тяжелых кварков в возбужденные состояния мезонов с их последующим сильным распа-

дом. Легко видеть, что для возбужденных состояний B_s -мезонов из-за подавленности других переходов будет доминировать распад со «сбросом» странности: $B_s(1P, 2S, \dots) \rightarrow KB_{u,d}^{(*)}$, что приведет к значительному (~ 2) уменьшению ω_s по сравнению с приведенной оценкой. Заметим, что учет аналогичного механизма необходим также при анализе бранчингов D_s -распадов.

Связь $x_s/x_d = (f_{B_s}/f_{B_d})^2 |V_{ts}/V_{td}|^2$ позволяет получить наиболее модельно независимое измерение V_{td} в рамках СМ, так как $V_{ts} \simeq V_{cb} \simeq 0.045$, а $f_{B_s}/f_{B_d} \simeq 1.3$ предсказывается более надежно, чем аксиальные константы B_s - и B_d -мезонов по отдельности. Из рис. 8 видно, что $x_s \gtrsim 3$. При большом x_s интегральные характеристики $B_s - \bar{B}_s$ -смешивания слабо зависят от величины этого параметра и его измерение будет возможно только по прямому наблюдению осцилляционных кривых. Ввиду малого осцилляционного времени B_s -мезонов такие измерения необходимо проводить при максимальных энергиях B -фабрики, где скорости B_s достаточно велики.

3.2.4. CP-нарушение

CP-нарушение было открыто в $K^0 - \bar{K}^0$ -системе более 20 лет назад и до настоящего времени нигде вне этой системы не наблюдалось. Это делает невозможным однозначное определение механизма явления. В СМ CP-нарушение вводится через комплексность матрицы смешивания кварков (механизм Кобаяши—Маскавы). В таких моделях B -мезоны являются наиболее подходящим объектом для поиска CP-нарушения вне $K^0 - \bar{K}^0$ -системы.

Особое положение B -мезонов связано с принадлежностью b -кварка к третьему поколению. В моделях с двумя поколениями кварков CP-нарушение по механизму Кобаяши—Маскавы невозможно, так как вся комплексность матрицы смешивания может быть убрана переопределением фаз кварков. Таким образом, в процессах с кварками двух первых поколений CP-нарушение в СМ вызывается только небольшим «перекосом» матрицы смешивания из-за подмешивания третьего поколения или присутствием кварков третьего поколения в петлевых диаграммах, что определяет его малость. Для B -мезонов такого подавления нет и CP-нарушение может достигать максимально возможных значений.

Возможности наблюдения CP-нарушения в B -мезонах подробно рассматриваются в статье одного из авторов (А.Б.), Н. Уральцева и В. Хозе [62]. Приведем здесь только ее основные выводы.

1. При большом $B_d - \bar{B}_d$ -смешивании, обнаруженном ARGUS, для поиска CP-нарушения наиболее перспективен путь, использующий интерференцию амплитуд $B_d \rightarrow f$.

$$\begin{array}{l} B_d \longrightarrow f \\ \searrow \bar{B}_d \nearrow \end{array}$$

2. В СМ статистика, необходимая для наблюдения CP-нарушения этим путем, весьма слабо зависит от неопределенности в углах смешивания кварков и массы t -кварка. Основные неопределенности в статистике связаны с параметрами B_K , f_B и адронными матричными элементами B -распадов.

3. Необходимая статистика может быть значительно уменьшена при сложении результатов по нескольким эксклюзивным модам с одинаковым кварковым составом. При аккуратном анализе, включающем изучение временной зависимости процесса, возможно модельно независимое сложение результатов по таким модам вне зависимости от наличия у них определенной CP-четности ($\pi^+\pi^-$, $\pi^\pm\rho^\mp$, $\pi^\pm A_1^\mp$).

4. При учете последнего фактора, а также оценок матричных элементов различных B -распадов [49] и эффективностей их регистрации, Кобаяши—Маскава подавленный канал $b \rightarrow u\bar{u}d$ оказывается на порядок выгоднее по необходимой статистике, чем разрешенный $b \rightarrow c\bar{c}s$.

5. Для поиска CP-нарушения по этому пути на $\Upsilon(4S)$, где интегральный по времени эффект зануляется, значительное преимущество имеет асимметричный режим работы B -фабрики ($E_{e^+} \neq E_{e^-}$) [63]. Задача такого режима — рождение движущихся $\Upsilon(4S)$, что облегчает наблюдение t -зависимости процесса.

6. Наблюдение CP-нарушения на 3σ уровне достоверности в асимметричном режиме требует на $\Upsilon(4S)$ интегральной светимости:

- а) $\simeq 1 \text{ фб}^{-1} (10^6 B\bar{B})$ при максимальном CP-нарушении ($\sin 2\varphi_d = 1$),
- б) $\simeq 30 \text{ фб}^{-1} (3 \cdot 10^7 B\bar{B})$ в СМ при наиболее вероятных значениях параметров,
- в) $\simeq 150 \text{ фб}^{-1} (1.5 \cdot 10^8 B\bar{B})$ в СМ при наименее благоприятных значениях параметров.

При поиске CP-нарушения вне $\Upsilon(4S)$ эти цифры возрастут в несколько раз из-за уменьшения сечения. При работе на $\Upsilon(4S)$ в симметричном режиме решающими факторами будут размер пучка в месте встречи и разрешение по вершине. Обсуждение этого вопроса см. в п. 4.3.3.

3.3. τ — c -физика

Благодаря большому заряду, сечение рождения $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$ в континууме в 3-4 раза выше, чем $b\bar{b}$. Эти сечения близки по величине даже на $\Upsilon(4S)$, где сечение $B\bar{B}$ максимально. c -адроны, кроме того, рождаются в распадах b -адронов. В результате число τ -лептонов и c -адронов, рожденных на B -фабрике, будет в 2-3 раза больше, чем число b -адронов, и их изучение может стать важным «побочным продуктом» ее деятельности.

Технически изучение c -адронов в области энергии B -фабрики (при сравнении ее с околопороговой τ — c -фабрикой на $W=4\div 5$ ГэВ [64]) осложняется большей множественностью сопровождающих частиц, но облегчается кинематическим разделением продуктов распада в разные полусферы. В изучении D^\pm -, D^0 - и, возможно, D_s -мезонов околопороговая область имеет серьезное преимущество из-за наличия здесь резонансов, распадающихся на $D\bar{D}$ -пары, что позволяет использовать метод кинематической реконструкции распадов. Для остальных c -адронов при равной статистике B -фабрика будет конкурентоспособной с околопороговой τ — c -фабрикой. При том же условии изучение τ -лептонов на энергии B -фабрики предпочтительнее, благодаря кинематическому разделению продуктов их распада.

3.3.1. Шармованные адроны

На сегодняшний день c -адроны наблюдаются в большом числе экспериментов как на встречных e^+e^- -пучках, так и на неподвижной мишени. С разной степенью надежности обнаружено большинство их 1S-уровней. Лучше всего изучены D^\pm - и D^0 -мезоны, у которых сумма измеренных бранчингов равна 85—90%. Все имеющиеся результаты (за исключением указания MARK-III на $D^0-\bar{D}^0$ -смешивание) согласуются с СМ. Многократное увеличение статистики на B -фабрике позволит значительно продвинуться в изучении этих частиц.

Краткий перечень задач в этой области таков.

1. Завершение спектроскопии c -адронов, которая аналогична b -спектроскопии в табл. 10. Сравнение положения одинаковых уровней в c - и b -адронах важно для понимания предасимптотических по M_Q КХД-эффектов.

2. Измерение времен жизни c -барионов позволит проверить существующее понимание роли несекторных диаграмм в их

распадах. Имеющиеся сегодня указания на $\tau_{\Xi_c, \Omega_c} > \tau_{D^0}$ противостоят теоретическим ожиданиям.

3. Измерение бранчингов c -адронов. Интересно для изучения эффектов КХД в слабых распадах. На B -фабрике возможно лишь определение относительных бранчингов, поскольку сечение рождения каждого типа c -адронов неизвестно.

4. Наблюдение лептонных распадов D^\pm , $D_s \rightarrow \mu\nu_\mu$, $\tau\nu_\tau$. Позволит модельно независимо определить константы f_D, f_{D_s} .

5. Наблюдение $D^0-\bar{D}^0$ -смешивания. Интересно возможностью проявления здесь новой физики.

6. Поиск CP-нарушения в D -распадах. Ожидаемый эффект очень мал в СМ, но может оказаться наблюдаемым в некоторых ее модификациях.

7. Поиск редких и экзотических распадов D -мезонов. Интересен возможностью проявления новой физики. Например, нейтральных токов, не сохраняющих шарм: $c \rightarrow ul^+l^-$.

3.3.2. τ -лептон

Изучение τ -лептона ведется главным образом в e^+e^- -экспериментах. На сегодня эта частица достаточно хорошо исследована. Измерения показывают, что это последовательный лептон в Стандартной Модели электрослабых взаимодействий. С точностью до нескольких процентов экспериментально проверена $e-\mu-\tau$ -универсальность [66]. Суммарная относительная вероятность наблюдавшихся мод распада составляет $(83 \pm 5)\%$. Какие вопросы можно будет изучать, если статистика распадов τ -лептона по меньшей мере на два порядка превысит имеющуюся сегодня?

1. На сегодняшний день имеется проблема дефицита эксклюзивных распадов с одной заряженной частицей в конечном состоянии: из инклюзивных измерений следует, что $(86.6 \pm 0.3)\%$ всех распадов идут в такие моды, в то время как сумма измеренных эксклюзивных бранчингов равна $(78.8 \pm 1.6)\%$ [66]. Большая статистика и способность детектора хорошо регистрировать моды с высокой множественностью (в том числе и с нейтральными частицами) позволят как решить эту проблему, так и определить недостающие моды распада.

2. $V-A$ -структура взаимодействия τ -лептона проверена на сегодня лишь в измерениях параметра Мишеля ρ . Три других распадных параметра: τ , ξ , δ , хорошо определенные в распадах мюона [67], в распадах τ еще не измерены. Определение ρ и η требу-

ет измерений спектра лептонов в распадах τ , а для определения ξ и δ потребуются τ -лептоны с известной продольной поляризацией. Так как спины двух τ в одном событии сильно скоррелированы, то специальный отбор событий распада $\tau \rightarrow \nu \nu \tau$ с одной стороны даст с другой τ -лептон с хорошо определенной поляризацией.

3. Изучение мезонной спектроскопии для мезонов с массой меньше m_τ , состоящих из легких u -, d -, s -кварков. Рождающееся адронное состояние является гораздо более чистым по сравнению со случаем адронных реакций. Высокая статистика позволит детально изучить рождение 3π и определить параметры A_1 -мезона. Исследование конечного состояния с четырьмя пионами будет способствовать решению проблемы $\rho(1250)$, выяснению того, распадается ли $\rho(1600)$ на $\omega\pi^0$ [68]. Наконец, станет возможным изучение мод с малыми вероятностями: $\eta\pi\pi$, $K\bar{K}\nu$, ...

4. Детальное изучение адронных мод распада позволит искать возможные отклонения от стандартной модели:

- проверка сохранения векторного тока по связи рождения адронов с $I=1$ в e^+e^- -аннигиляции и в распадах τ [69];
- проверка правил сумм для $\tau \rightarrow A_1\nu\tau$;
- поиск токов второго рода с $J^{PG}=1^{++}$.

Теория предсказывает величину $10^{-4} - 10^{-5}$ [70], а наилучший экспериментальный предел сегодня равен 0.3% [71].

5. Измерение массы τ -нейтрино. Сегодня наилучшее ограничение получено группой ARGUS и составляет $m_{\nu_\tau} < 35$ МэВ на 95% у. д. [72]. В экспериментах на B -фабрике этот предел может быть понижен еще в несколько раз. Некоторые теоретические модели предсказывают следующее соотношение между массами нейтрино и заряженных лептонов соответствующих поколений [73]:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2.$$

В этом случае предел на массу ν_τ в 35 МэВ соответствует пределу в 3 эВ на массу ν_e , что значительно ниже существующего предела в 18 эВ [74].

6. Поиск экзотических распадов τ . Большой интерес представляет наблюдение распадов типа $\tau \rightarrow \mu\gamma$, $\tau \rightarrow \mu e e$ или $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$, нарушающих лептонное число. Повышение статистики распадов позволит достичь чувствительности в бранчингах порядка 10^{-7} , что на два-три порядка лучше существующих сегодня пределов [75]. Хотя чувствительность к редким распадам мюона, достигнутая или планируемая на мезонных фабриках, много лучше и составляет

$10^{-12} - 10^{-13}$, прямое сопоставление не вполне корректно из-за модельной зависимости в интерпретации. Так, из-за большой массы τ его распады гораздо более чувствительны к новой физике, связанной с хиггсовским сектором, чем распады мюона [76].

4. ТРЕБОВАНИЯ К ДЕТЕКТОРУ И КОЛЛАЙДЕРУ

В этом разделе кратко перечислены основные характеристики событий в области $W=10 \div 14$ ГэВ и вытекающие из них требования к «идеальному» детектору для B -фабрики. Затем дан краткий обзор характеристик работающих, сооружаемых и планируемых детекторов для этой области энергий. В заключение сформулированы специфические требования к e^+e^- -коллайдеру.

4.1. Специфика событий

Основные характеристики событий e^+e^- -аннигиляции в области энергии $W=10 \div 14$ ГэВ сводятся к следующему.

1. Средняя множественность заряженных частиц примерно равна множественности фотонов и составляет от 8 для событий, обусловленных легкими кварками, до 12 в $b\bar{b}$ событиях.

2. Максимальный импульс заряженных частиц достигает 5 ГэВ/с, но средний импульс меньше 800 МэВ/с.

3. Максимальная энергия фотонов достигает 5 ГэВ, но средняя $E < 400$ МэВ.

4. При переходах между различными $b\bar{b}$ -мезонами рождаются пары мезонов с характерными импульсами от десятков до сотен МэВ.

5. При переходах между различными $b\bar{b}$ -мезонами рождаются монохроматические фотоны с энергиями от десятков до сотен МэВ.

6. Одиночные, или прямые, фотоны, о которых говорилось в п. 5, рождаются на фоне примерно 8 фотонов от распадов π^0 в каждом событии.

7. События, регистрируемые детектором, содержат практически все долгоживущие частицы: γ , e , μ , π , K^\pm , K^0 , ρ , n в интервале импульсов от 0 до 5 ГэВ/с.

8. Самые интересные из короткоживущих частиц, рождающиеся при этих энергиях: B -, D -мезоны, а также τ -лептоны имеют пробеги до распада от 20 до 300 мкм.

Отсюда можно сформулировать требования к «идеальному» детектору для B -фабрики.

1. Разрешение по импульсу заряженных частиц и по энергии фотонов одинаково важно и должно быть сделано по возможности наилучшим. Сегодня представляется реальным $\sigma_p/p^2 < 0.5\%$ и $\sigma_E/E < 2\%/^4 \sqrt{E}$. Телесный угол регистрации как по заряженным частицам, так и по фотонам должен быть не менее 95% от 4π , а доля телесного угла, в которой достигается высокое разрешение, по возможности наибольшей.

2. Низкий порог регистрации фотонов требует минимального количества пассивного вещества перед калориметром. При сегодняшней технологии изготовления катушек это почти однозначно требует помещения калориметра внутрь обмотки.

3. Поперечная сегментация калориметра должна позволить различать π^0 от одиночного фотона вплоть до энергии $E_{\pi^0} = 5$ ГэВ.

4. Система идентификации должна разделять между собой $\pi - K - p$ вплоть до импульсов 5 ГэВ/с.

5. Для поиска CP-нарушения в $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивании, приводящего к небольшому отличию в числе рождающихся K^+ - и K^- -мезонов, необходимо иметь малую систематическую погрешность их распознавания. В качестве порядка допустимой систематики можно взять статистическую ошибку в числе K^\pm -мезонов от 10^8 $B\bar{B}$ -пар (характерная статистика на B -фабрике), т. е. меньше 10^{-4} . Калибровку системы идентификации можно провести, например, на узких Υ -резонансах или на отобранных событиях подложки под $\Upsilon(4S)$, где $K^+ - K^-$ -асимметрия, связанная с $B^0 - \bar{B}^0$ -смешиванием, отсутствует.

6. Выделение лептонов (e, μ) на фоне адронов (h) должно быть максимально хорошим. Для электронов сравнение импульса, измеренного в координатной части детектора, с энергией, измеренной в калориметре, в сочетании с измерением dE/dx в газе координатного детектора может дать разделение 1000:1. Для выделения мюонов необходим адронный фильтр с толщиной не менее 5 ядерных длин поглощения, что позволяет довести разделение μ/h до 100:1. Дальнейшее продвижение ограничивается распадами $\pi \rightarrow \mu\nu$. Для их распознавания необходима хорошая идентификация изломов треков, происшедших в координатной части детектора и системе идентификации. Мюонный фильтр желательно сделать достаточно мелко структурированным. Это позволит, во-первых, улучшить «сшивку» треков из координатной и мюонной системы, и во-вторых, регистрировать в мюонном фильтре K_L и нейтроны.

7. Разрешение по прицельному параметру частиц должно быть ≤ 20 мкм, желательно в обеих проекциях. Когда это разрешение становится существенно лучше, чем характерные прицельные параметры частиц, идущих из вторичных b -, c -, t -вершин ($\sim 50 - 150$ мкм), двухпроекционный детектор приобретает большое преимущество перед однопроекционным по возможности выделения этих вершин и подавления комбинаторного фона. При анализе в одной проекции любые два трека пересекаются, что приводит к появлению большого числа ложных вершин, осложняющих поиск истинных. При включении в анализ второй проекции большинство таких вершин может быть отброшено.

8. В детекторе необходимо предусмотреть запуск по мягким $\pi^+\pi^-$ - и $\gamma\gamma$ -парам. Это даст возможность искать процессы типа $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi\pi$ с распадом $\Upsilon(1S)$ в ненаблюдаемые частицы: $\nu\bar{\nu}, \dots$

9. Скорость счета полезных событий при $L = 10^{33}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ составляет на $\Upsilon(4S) \simeq 4$ Гц (1 Гц от самого резонанса плюс 3 Гц от подложки), на $\Upsilon(1S) \simeq 18$ Гц (15 + 3), а при включении монохроматизации около 150 Гц! Отсюда вытекает необходимость мощного многоуровневого триггера.

4.2. Детекторы

Прогресс в детекторостроении шел по пути перехода от весьма специализированных ко все более универсальным детекторам. Примерами специализированных детекторов могут служить Crystal Ball [77] и CLEO [78]. Первый из них имел рекордное разрешение по энергии фотонов $\sigma_E/E = 2.5\%/^4 \sqrt{E}$, но не имел никакого магнитного анализа. Второй обладал неплохим импульсным разрешением $\sigma_p/p^2 = 1\%$, но весьма посредственным разрешением по энергии фотона $\sigma_E/E = 17\%/^4 \sqrt{E}$, причем калориметр был расположен за катушкой, что резко ограничивало возможность регистрации мягких фотонов. Можно сказать, что Crystal Ball был настроен на чисто нейтральные моды, а CLEO — на чисто заряженные.

Более поздний магнитный детектор ARGUS [79] «сдвинулся» от CLEO в сторону большей универсальности. Имея то же разрешение по заряженным частицам $\sigma_p/p^2 \simeq 1\%$, ARGUS располагает калориметром с заметно лучшим, чем у CLEO, разрешением, к тому же этот калориметр помещен внутрь катушки. Однако параметрам Crystal Ball калориметр ARGUS заметно уступает.

Создаваемый в настоящее время детектор CLEO-II [80] будет

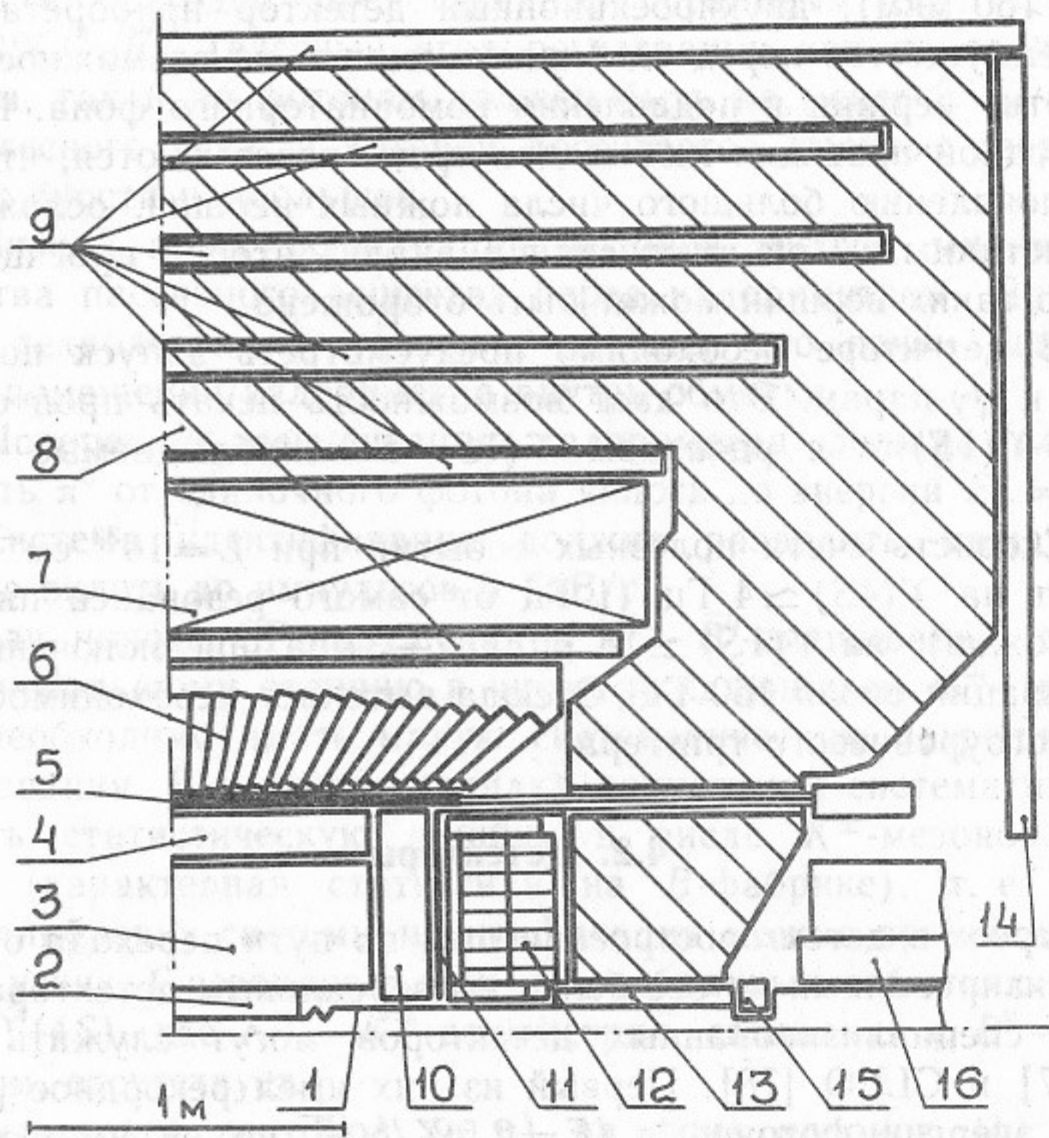


Рис. 9. Схема детектора КЕДР:

1—вакуумная труба; 2—вершинный детектор; 3—дрейфовая камера; 4, 10—аэрогелевые черенковские счетчики; 5, 11—времяпролетная система; 6—цилиндрический калориметр CsI; 7—катушка; 8—ярмо магнита; 9, 14—мюонные камеры; 12—торцевой калориметр CsI; 13—компенсирующая катушка; 15—монитор светимости; 16—квадрупольная линза.

первым истинно универсальным детектором и соединит в себе достоинства CLEO и Crystal Ball. По точности восстановления импульса заряженных частиц [32] CLEO-II выйдет на уровень $\sigma_p/p^2 \approx 0.5\%$, а по энергетическому разрешению не должен уступать детектору Crystal Ball.

Детекторы КЕДР [81], строящийся в ИЯФ СО АН СССР, и URI-BMF, планирующийся для *B*-мезонной фабрики в Цюрихе [11], должны быть близки к CLEO-II по точности измерения импульса частиц и энергии фотонов, но превосходить его в идентификации частиц.

Схема построения трех последних детекторов практически одинакова. Рассмотрим ее на примере детектора КЕДР (рис. 9). Начиная от места встречи пучков, в детекторе располагаются:

- 1) вершинный детектор;
- 2) основная трековая камера;
- 3) идентификатор с малым количеством вещества;
- 4) электромагнитный калориметр;
- 5) катушка магнита с продольным полем.

Ярмо магнита, замыкающее магнитный поток, прослоено трековыми детекторами и служит одновременно мюонным фильтром.

Вершинный детектор—это самая маленькая и наиболее быстро модернизируемая система. Как правило, это высокоточная дрейфовая камера, иногда под избыточным давлением. Ближе всего к пучку могут устанавливаться кремниевые детекторы.

В качестве основной трековой камеры используются газовые дрейфовые камеры. Часто в них одновременно измеряется dE/dx для идентификации частиц.

Системы идентификации отличаются наибольшим разнообразием. В CLEO-II это система измерения времени пролета (TOF) на основе сцинтилляционных счетчиков. В детекторе КЕДР это TOF на сцинтилляторах (или искровых счетчиках Пестова), а также черенковские счетчики на основе аэрогеля (АСС) или с регистрацией черенковских колец (RICH). В URI-BMF в качестве основного идентификатора планируется RICH, но прорабатывается также вариант с АСС. Какие системы и когда начнут работать в реальном эксперименте, покажет будущее.

Во всех детекторах планируются электромагнитные калориметры на основе CsI. Для детектора КЕДР параллельно разрабатывается также проект калориметра на жидком криптоне, который должен иметь для фотонов то же энергетическое, но значительно лучшее координатное разрешение. Благодаря измерению dE/dx

Таблица 12

Основные параметры детекторов

	ARGUS	CLEO-II	КЕДР	URI-BMF
P-спектрометр				
$H(T)$	0.8	1.5	2.0	1.0
$R_{\text{ИДК}} (\text{см})$	85	90	53	65
$\sigma_{r\varphi} (\mu\text{м})$	200	130	100	100
$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)_{\theta=90^\circ}^2 (\%)^2$	$(1.0/\beta)^2 + (1.0p)^2$	$(0.5/\beta)^2 + (0.2p)^2$	$(0.3/\beta)^2 + (0.3p)^2$	$(0.8/\beta)^2 + (0.4p)^2$
$\Omega/4\pi$.96	.94	.96	.93
γ-спектрометр	Pb+Sc	CsI	CsI→LKr	CsI
$R_{IN} (\text{см})$	100	100	73	83
$L(X_0)$	12.5	16	16	18
$\left(\frac{\sigma_{E_\gamma}}{E_\gamma}\right)^2 (\%)^2$	$7^2 + (8/\sqrt{E_\gamma})^2$	$(0.3/E_\gamma)^2 + (1.3/\sqrt{E_\gamma} + 0.7E_\gamma^{0.3})^2$	$(0.1)^2 + (2.5/\sqrt{E_\gamma})^2$	$(\sim 2.5/\sqrt{E_\gamma})^2$
$\sigma_\theta (\text{мрад})$	11	10	14→4	—
$(\pi^0/\gamma)_{\text{разд.}}$				
$P_{\text{max}}, \text{ГэВ/с}$	1.4	3.6	2.6→5	3.0
$\Omega/4\pi$.96	.95	.98	.95
Идентификация	TOF	TOF	TOF АСС RICH	RICH
$\pi-K$	0.7	0.9—0.7	0.6 1.8 4.8	3.0
$P_{3\sigma} (\text{ГэВ/с})$				
$K-\rho$	1.1	1.5—1.1	0.95 3.4 8.0	> 5.0
$\Omega/4\pi$.92	.64+.32	≥.95	≥.95
μ-система				
λ_N	4.2	7.5	8→6	5
$N_{\text{слоев}}$	2	3	6—1	4
$(\mu/h)_{\text{разд.}}$	~50:1	≥200:1	≥200:1	—
$\Omega/4\pi$.85	.85	.67+.32	.99
ВД (+МВД)				
$R_{\text{ВК}} (\text{см})$	5.0	11.0→3.0	1.5÷5.5	1.5
$\sigma_{r\varphi} (\mu\text{м})$	100	90→50	15÷50	~15
$\sigma_d (\mu\text{м})$	50	130→50	~20	~20

заряженных частиц, этот калориметр вносит также вклад в идентификацию частиц.

Магнитное поле во всех детекторах параллельно оси сталкивающихся пучков и составляет от 1 до 2 Т.

Численные характеристики основных систем этих детекторов сведены в табл. 12. Там же для сравнения показаны параметры лучшего из современных детекторов ARGUS.

Стоимость планируемых детекторов можно оценить на примере URI-BMF: ≈ 40 миллионов швейцарских франков.

4.3. Особенности коллайдера

Сформулируем теперь вытекающие из физических задач основные требования к e^+e^- -коллайдеру.

4.3.1. Максимальная рабочая энергия

Наибольшей энергии в с.ц.м. среди рассмотренных задач требует изучение спектроскопии b -адронов. Массы самых тяжелых из перечисленных в табл. 10 b -барионов (Ω_b, Ω_b^*) близки к 6.1 ГэВ. Таким образом, для полного изучения b -спектроскопии необходимо иметь E_{max} не менее 6.5 ГэВ (W_{max} не менее 13 ГэВ). Работа на такой относительно высокой энергии благоприятна также для наблюдения $B_s - \bar{B}_s$ -осцилляций, благодаря большим скоростям B_s -мезонов. Примерно такая же E_{max} необходима и для реализации преимуществ асимметричного режима работы на $\Upsilon(4S)$ (см. п. 4.3.3.).

4.3.2. Энергетический и угловой разбросы

Естественный разброс энергии взаимодействия σ_W на e^+e^- -коллайдерах определяется балансом между флуктуациями синхротронных потерь энергии и затуханием и при $W=10$ ГэВ составляет обычно несколько МэВ (см. табл. 1). Для многих задач b -физики желательно иметь меньшее значение σ_W . Наиболее очевидный выигрыш, уже обсуждавшийся в части 2, связан с работой в области узких резонансов: $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$, а также $1D$ - и $2D$ -уровней, где уменьшение σ_W ведет к росту сечения рождения резонанса и улучшению отношения пик/подложка. Несколько менее очевиден выигрыш для центральной задачи B -фабрики — изучения B -мезонов, поскольку $\Upsilon(4S)$, где будет вестись эта рабо-

та, широкий ($\Gamma \simeq 24$ МэВ). Известно, однако, что уже сегодня в экспериментах CLEO при кинематической реконструкции B -распадов на $\Upsilon(4S)$ вклад энергетического разброса CESR в разрешение по массе B -мезонов преобладает над вкладом разрешения детектора [42].

При определении массы B -мезона по формуле $M = (E^2 - p^2)^{1/2}$

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{E}{M}\right)^2 [\sigma_E^2 + (\beta_B \sigma_p)^2].$$

Если и энергия, и импульс B -мезона измеряются по продуктам его распада в детекторе, то их ошибки сравнимы ($\sigma_E \sim \sigma_p$) и при $\beta_B \ll 1$ на $\Upsilon(4S)$ в σ_M будет доминировать σ_E . Идея метода кинематической реконструкции при парном рождении $B\bar{B}$ состоит в использовании в качестве энергии B -мезона средней энергии пучка. Роль ошибки определения энергии в этом случае будет играть величина энергетического разброса: $\sigma_E = \sigma_W/2$, которая в существующих экспериментах значительно меньше, чем точность измерения энергии детектором. При этом ошибка в M_B от измерения импульса сравнивается с ошибкой от неточности определения энергии при

$$\sigma_p = \sigma_p^{(1)} = \sigma_E/\beta \simeq 17\sigma_E = 8.5\sigma_W \quad \text{для } \Upsilon(4S).$$

Легко видеть, что $\sigma_p^{(1)}$ — это разброс импульсов B -мезонов, связанный с некогерентностью. Для CESR $\sigma_W = 4.5$ МэВ и $\sigma_p^{(1)} = 40$ МэВ/с, что несколько больше, чем характерная точность измерения импульса B -мезонов в CLEO.

Отсюда следует, что при неизменном σ_W значительный рост точности измерения импульса для детекторов следующего поколения (CLEO-II, КЕДР) не приведет к существенному улучшению разрешения по M_B . Уменьшение же σ_W на порядок за счет монохроматизации [82] в несколько раз улучшит разрешение по M_B в этих экспериментах. Для каналов с отношением эффект/фон < 1 это будет эквивалентно эффективному росту светимости во столько же раз. С другой стороны, это приведет к значительному росту числа каналов с отношением эффект/фон $\gg 1$, которые могут быть использованы для мечения B -мезона в целях изучения распадов второго B по модам с плохой сигнатурой, например, $B \rightarrow \tau\nu_\tau$, $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$.

Угловой разброс пучков в месте встречи — другой «машинный» источник разброса импульсов B -мезонов, также ведущий к ухудшению разрешения по M_B при кинематической реконструкции. Его

влияние, как правило, пренебрежимо при «естественных» значениях σ_W , но может оказаться заметным при использовании монохроматизации. Разброс поперечных импульсов B -мезонов, связанный с этим фактором,

$$\sigma_p^{(2)} = \sqrt{2} E \sigma_\theta / 2.$$

Из сравнения с $\sigma_p^{(1)}$ получаем, что угловой разброс на $\Upsilon(4S)$ станет существенным при

$$\sigma_\theta (\text{мрад}) \geq 2\sigma_W (\text{МэВ}).$$

4.3.3. Асимметричный режим работы на $\Upsilon(4S)$ ($E_{e^+} \neq E_{e^-}$)

Задача такого режима работы состоит в рождении движущихся $\Upsilon(4S)$. Первоначально он был предложен с целью разнесения вершин B -распадов, расстояние между которыми в системе покоя $\Upsilon(4S)$ очень мало из-за малых скоростей B -мезонов: $\beta_B = 0.06$, $\beta\tau = 20$ мкм. При движении $\Upsilon(4S)$ со скоростью $\beta_\Upsilon = (E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min}) \gg \beta_B$ расстояния между вершинами в детекторе значительно возрастут, что облегчит их разделение. Позднее было осознано [63], что такой режим работы имеет еще большее преимущество при поиске CP-нарушения на $\Upsilon(4S)$, где для получения ненулевого эффекта необходимо знать знак Δt — разницы времен между распадами B и \bar{B} . При $\beta_\Upsilon \gg \beta_B$ Δt примерно пропорционально разнице продольных координат B - и \bar{B} -вершин (Δl). При асимметрии 6.5×4.3 ГэВ $\Delta l \sim \beta_\Upsilon \tau b = 70$ мкм. Измерение Δt для покоящегося $\Upsilon(4S)$ (симметричный режим) требует не только существенно более высокой точности восстановления вершин, но и знания координат точки рождения $\Upsilon(4S)$, определяющейся только размерами пучка. При σ_z пучка, равном 10–20 мкм, и таком же разрешении по вершинам B -распадов эффективный проигрыш в светимости в симметричном режиме, связанный с разрешением по Δt , будет 5–15 раз. Если удастся получить $\sigma_z \sim 1$ мкм, как планируется для ВЭПП-5, этот проигрыш станет существенно меньше и будет почти полностью определяться вершинным разрешением. По возможности наблюдения CP-нарушения такой режим сравнивается с асимметричным при разрешении около 10 мкм.

Для получения высокого разрешения по вершине, крайне важного как в этой, так и в большинстве других задач физики короткоживущих частиц, необходимо помещение вершинного детектора

как можно ближе к пучку. Минимизация этого расстояния будет еще одним физическим требованием к конструкции *B*-фабрики.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из этого обзора видно, что детальное исследование физики *b*-кварка представляет большой интерес как для завершения и проверки Стандартной Модели, так и для поиска возможной «пост-стандартной» физики. Можно ожидать, что *B*-фабрика с адекватным детектором будет на протяжении по меньшей мере 10 лет оставаться поставщиком богатой и разносторонней физической информации. Возможность получения фундаментальных результатов без строительства многокилометровых ускорителей, необходимых для экспериментов на сверхвысоких энергиях, привлекает к развитию этого направления большое внимание во многих мировых центрах физики частиц.

В заключение авторы выражают благодарность А.Р. Житницкому, А.А. Жоленцу, Н.Г. Уральцеву, В.А. Хозе и В.Л. Черняку за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Arnison et al. Phys. Lett. 122B (1983) 103.
M. Banner et al. Phys. Lett. 122B (1983) 476.
G. Arnison et al. Phys. Lett. 126B (1983) 398.
P. Bagnaia et al. Phys. Lett. 129B (1983) 130.
2. C.S. Wu et al. Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
3. M.L. Good et al. Phys. Rev. 124 (1961) 1223.
4. J.H. Christenson et al. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
5. H. Albrecht et al. Phys. Lett. 192B (1987) 245.
6. G. Gladding. Proceedings of physics in collision, Autun, 1985.
7. I. Mannelli. Talk at the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg.
8. S.W. Herb et al. Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252.
9. A. Fridman. Preprint CERN-EP/87-232, 1987.
10. А.Н. Скринский. Доклад на Международном семинаре «Некоторые проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза». Новосибирск, 1988.
11. R. Eichler et al. Preprint SIN PR-86-13, Villigen, 1986.
12. U. Amaldi. Preprint CERN-EP/87-104, CERN, 1987.
13. Proceedings of the UCLA Workshop «Linear-collider $B\bar{B}$ Factory conceptual design», 1987.

14. В.А. Хозе, М.А. Шифман. Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ, с.11, Ленинград, 1982.
М.Б. Волошин, Ю.М. Зайцев. УФН 152 (1987) 361.
15. Г.А. Аксенов и др. Препринт ИЯФ 85-125, Новосибирск, 1985.
16. K.R. Schubert and R. Waldi (Editors). Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons. Heidelberg, 1986.
17. W. Buchmuller and S. Cooper. Preprint MIT-LNS-159, 1987.
18. W. Kwong, J.L. Rosner, C. Quigg. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 325.
19. B. Gittelman and S. Stone. Preprint CLNS 87/81. Cornell, 1987.
20. Н.Г. Уральцев, В.А. Хозе. УФН 146 (1985) 507.
21. Z. Jakubowski et al. Preprint DESY 88-032, 1988.
22. L. Bergstrom and H. Rubinstein. Phys. Lett. 201B (1988) 283.
23. H. Albrecht et al. Phys. Lett. 179B (1986) 403.
24. V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky. Phys. Reports 112 (1984) 173.
25. D. Besson et al. Phys. Rev. D33 (1986) 300.
26. H. Albrecht et al. Phys. Lett. 199B (1987) 291.
27. D. Goldberg. Phys. Rev. D22 (1980) 2286.
G.W. Intemann. Phys. Rev. D27 (1983) 2755.
J.G. Korner et al. Nucl. Phys. B229 (1983) 115.
28. A. Bean et al. Phys. Rev. D34 (1986) 905.
P. Schmitt et al. Preprint DESY 88-031, 1988.
29. Y.P. Kuang and T.M. Yan. Phys. Rev. D24 (1981) 2874.
30. M.B. Voloshin and V.I. Zakharov. Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 688.
31. M.B. Voloshin. JETP Lett. 37 (1983) 69.
32. T.A. Ferguson. Preprint CLNS 88/837. Cornell, 1988.
33. V. Fonseca et al. Nucl. Phys. B242 (1984) 31.
34. B. Lurz et al. Z. Phys. C36 (1987) 383.
35. M.B. Voloshin. Sov. J. Nucl. Phys. 43 (1986) 1011.
36. T. Bowcock et al. Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 307.
37. R.T. Van de Walle. Proceedings of the XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley, 1986, v.1, p.677.
P. Franzini et al. Phys. Rev. D35 (1987) 2883.
38. P. Hasenfratz et al. Phys. Lett. 95B (1980) 299.
W. Buchmuller and S.-H.H. Tye. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 850.
39. D.M.J. Lovelock et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 377.
D. Besson et al. Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 381.
40. E. Eichten et al. Phys. Rev. D21 (1980) 203.
N.A. Tornqvist. Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 878.
41. E.V. Shuryak. Nucl. Phys. 198B (1982) 83.
А.Б. Кайдалов и А.В. Ногтева. Ядерная физика 47 (1988) 50.
42. H. Bebek et al. Phys. Rev. D36 (1987) 1289.
43. S. Godfrey and N. Isgur. Phys. Rev. D32 (1985) 189.
44. J. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 89.
45. S. Stone. Preprint CLNS 87/103, 1987.
46. H. Albrecht et al. Phys. Lett. 185B (1987) 213.
47. М.А. Шифман. УФН 151 (1987) 193.
48. W. Schmidt-Parzefall. Talk at the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg.
49. M. Bauer et al. Z. Phys. C34 (1987) 103.
50. V.L. Chernyak and I.R. Zhitnitsky. Preprint INP 88-65. Novosibirsk, 1988.

51. *N. Paver and Riazuddin.* Phys. Lett. 201B (1988) 279.
L. Lukaszuk et al. Phys. Lett. 202B (1988) 388.
52. *W.-S. Hou et al.* Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1608.
W.-S. Hou et al. Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1521.
B. Grinstein et al. Phys. Lett. 202B (1988) 138.
53. *S. Bertolini et al.* Phys. Lett. 192B (1987) 437.
W.-S. Hou et al. Phys. Lett. 192B (1987) 441.
54. *V.A. Khoze and N.G. Uraltsev.* Preprint LNPI-1290. Leningrad, 1987.
55. *P. Avery et al.* Phys. Lett. 183B (1987) 429.
56. *H. Albrecht et al.* Phys. Lett. 197B (1987) 452.
57. *C. Albajar et al.* Phys. Lett. 186B (1987) 247.
58. *Y. Schaad et al.* Phys. Lett. 160B (1985) 188.
59. *H. Aihara et al.* Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2378.
60. *J. Maalampi and M. Roos.* Phys. Lett. 195B (1987) 489.
W.-S. Hou and A. Soni. Phys. Lett. 196B (1987) 92.
A. Datta et al. Phys. Lett. 196B (1987) 376.
J. Liu and L. Wolfenstein. Phys. Lett. 197B (1987) 536.
J.D. Bjorken. In: Proceedings of the First Intern. Symposium on the Fourth Family of Quarks, and Leptons, Santa Monica, California, February, 1987.
61. *H. Albrecht et al.* Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 549.
62. *А.Е. Блинов и др.* Материалы XXIV зимней школы ЛИЯФ, т.2, с.3. Ленинград, 1988.
63. *I. Dunietz and T. Nakada.* Z. Phys. C36 (1987) 503.
I.I. Bigi. Preprint SLAC-PUB-4300. Stanford, 1987.
64. *J.M. Jowett.* Preprint CERN LEP-TH/87-56, 1987.
L. Kirkby. Preprint CERN-EP/87-210, 1987.
65. *B.C. Barish and R. Stroynowski.* Phys. Reports 157 (1988) 1.
66. *M.L. Perl.* Preprint SLAC-PUB-4481, 1987.
67. *F. Scheck.* Phys. Reports 44 (1978) 187.
68. *H. Albrecht et al.* Phys. Lett. 185B (1987) 223.
69. *F.J. Gilman and S.H. Rhie.* Phys. Rev. D31 (1985) 1066.
70. *F.J. Gilman.* Phys. Rev. D35 (1987) 3541.
E.L. Berger and H.J. Lipkin. Phys. Lett. 189B (1987) 226.
71. *T. Skwarnicki.* Preprint SLAC-PUB-4506, 1987.
72. *H. Albrecht et al.* Phys. Lett. 202B (1988) 249.
73. *M. Gell-Mann et al.* In: Supergravity, North Holland 1979, p.315.
74. *M. Fritschi et al.* Phys. Lett. 173B (1986) 485.
S. Boris et al. Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2019.
75. *K.G. Hayes et al.* Phys. Rev. D25 (1982) 2869.
H. Albrecht et al. Phys. Lett. 185B (1987) 228.
76. *J.D. Bjorken and S. Weinberg.* Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 622.
77. *M. Oreglia et al.* Phys. Rev. D25 (1982) 2259.
78. *D. Andrews et al.* Nucl. Instr. Meth. 211 (1983) 47.
79. *H. Albrecht et al.* Phys. Lett. 134B (1984) 137.
80. *E. Nordberg.* Preprint CLNS 87/94, 1987.
81. *В.В. Анашин и др.* Труды Международного симпозиума по координатным детекторам, Дубна, 1987.
82. *A. Avdienko et al.* Proceedings of the XII International Conference on High Energy Accelerators, Batavia, 1983.

Содержание

1. Введение	3
2. e^+e^- -коллайдеры для изучения b -физики	6
3. Физическая программа	10
3.1. Физика $b\bar{b}$ -кваркониев	10
3.1.1. Спектроскопия	10
3.1.2. Лептонные распады	11
3.1.3. Адронные распады	12
3.1.4. Радиационные распады	13
3.1.5. Адронные переходы	14
3.1.6. Радиационные переходы	15
3.1.7. Широкие состояния	17
3.2. Физика b -адронов	18
3.2.1. Спектроскопия	18
3.2.2. Распады B_u - и B_d -мезонов	19
3.2.3. $B^0-\bar{B}^0$ -смешивание	22
3.2.4. CP-нарушение	24
3.3. $\tau-c$ -физика	26
3.3.1. Шармованные адроны	26
3.3.2. τ -лептон	27
4. Требования к детектору и коллайдеру	29
4.1. Специфика событий	29
4.2. Детекторы	31
4.3. Особенности коллайдера	35
4.3.1. Максимальная рабочая энергия	35
4.3.2. Энергетический и угловой разбросы	35
4.3.3. Асимметричный режим работы на $\Upsilon(4S)$	37
5. Заключение	38
6. Литература	38

А.Е. Блинов, А.Г. Чилингаров, С.И. Эйдельман

Физические эксперименты на В-фабриках

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 31 марта 1988 г.
Подписано в печать 2.09.88 г. МН 08465
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,6 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 123

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротаприте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лазаренцева, 11.*