

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Обзор современного состояния экспериментальной физики
высоких энергий по материалам конференций

А.А. Ростовцев

Изложено современное состояние экспериментальной физики высоких энергий по материалам последних конференций. Подбор материала обусловлен предстоящим в недалеком будущем началом работы Большого адронного коллайдера (LHC). Обсуждаемые последние экспериментальные данные тесно связаны с физической программой экспериментов ATLAS, CMS и LHCb.

PACS numbers: 14.20.Dh, 14.40.Nd, 14.60.Ef, 14.65.Ha, 14.80.Bn

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808e.0867

Содержание

1. Введение (867).
 2. Поиски хиггсовского бозона на коллайдере Теватрон (867).
 3. Свойства t-кварка (868).
 4. Структура протона (869).
 5. Новые частицы, обнаруженные на В-фабриках (871).
 6. Проявления отклонений от Стандартной модели (872).
 7. Заключение (873).
- Список литературы (874).

1. Введение

В недалеком будущем начнет работать Большой адронный коллайдер (LHC), и физическое сообщество с интересом ждет первых результатов от коллабораций, работающих на LHC. Грандиозность этого проекта и важность поставленных задач позволяют сказать, что в физике высоких энергий начинается новая эра. По традиции в такое время необходимо подводить итоги. Материал, изложенный в настоящей статье, однако, не претендует на всеобъемлющий обзор современного состояния экспериментальной физики высоких энергий. При подборе материала главным критерием являлось наличие связи обсуждаемых в ходе последних физических конференций экспериментальных результатов с задачами и возможностями экспериментов ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid) и LHCb (LHC beauty). Так, за рамками обсуждения остались такие актуальные темы, как физика нейтрино и

физика ион-ионных столкновений, эксперименты по поиску темной материи и регистрация космических лучей сверхвысокой энергии. Каждая из этих динамично развивающихся областей науки заслуживает отдельного обзора.

Какие же задачи стоят перед экспериментами ATLAS, CMS и LHCb? Первоочередной задачей является обнаружение новых частиц и явлений, не укладывающихся в рамки Стандартной модели (СМ), или, как сейчас принято говорить, поиск Новой физики. Имеются как веские теоретические аргументы в пользу того, что такие явления существуют, так и экспериментальные указания на их существование. В ряде прецизионных экспериментов и при анализе данных, обладающих большой статистикой, были обнаружены отклонения от предсказаний СМ. Точные сведения о расхождениях предсказаний СМ с результатами экспериментов очень важны, так как в случае их обнаружения на LHC они помогут интерпретировать новые явления, выходящие за рамки СМ. Эксперименты, в которых найдены такие отклонения, обсуждаются в разделе 6.

Другой важной задачей является обнаружение хиггсовского бозона, единственной на сегодня необнаруженной частицы, которая присутствует в СМ. Современные эксперименты уже ставят серьезные ограничения на область возможных значений массы хиггсовского бозона, конкурируя, таким образом, с LHC. Сегодня поиски хиггсовского бозона — одна из наиболее горячо обсуждаемых тем экспериментальной физики высоких энергий. Поэтому именно с нее мы начнем обзор современного состояния экспериментальной физики высоких энергий.

2. Поиски хиггсовского бозона
на коллайдере Теватрон

В Стандартной модели нарушение локальной $SU(2) \times U(1)$ -калибровочной симметрии и появление масс у W- и Z-бозонов объясняются присутствием дополнительного поля, которое называется хиггсовским в честь П. Хиггса, предложившего в 1964 г. механизм

А.А. Ростовцев. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация
Тел: (495) 129-97-70. Факс (495) 127-05-32
E-mail: rostov@itep.ru

Статья поступила 10 декабря 2007 г.,
после доработки 18 апреля 2008 г.

нарушения симметрии [1]. Интересно, что оригинальная статья П. Хиггса, описывающая модель, была отклонена редакцией журнала из-за отсутствия предсказаний, которые можно было бы проверить экспериментально. Тогда автор добавил в конец статьи небольшой параграф, в котором упоминал о том, что предполагается существование нового массивного скалярного бозона, которого недостает в теории для полного представления о симметрии. Так возник хиггсовский бозон, поиски которого ведутся уже более сорока лет.

В 2000 г. на основе статистики, набранной на e^+e^- -коллайдере LEP-2 (LEP — Large Electron Positron Collider), было получено ограничение на величину массы бозона Хиггса: $M_H > 114,4$ [ГэВ/ c^2] [2], и сегодня единственным работающим ускорителем, на котором возможно рождение и обнаружение такой массивной частицы, является Теватрон (Tevatron). Поэтому поиск хиггсовского бозона представляет собой высокоприоритетную задачу в физической программе экспериментов на Теватроне (CDF и D0). Ожидаемое в СМ инклюзивное сечение рождения хиггсовского бозона в протон-антипротонных столкновениях на Теватроне очень мало — около 1 пб. Основным процессом рождения хиггсовского бозона является трехчастичная реакция слияния двух глюонов. Важным также является процесс ассоциативного рождения хиггсовского бозона в паре с W^- или Z^- бозоном. Однако вероятность такой реакции почти на порядок меньше. Мода распада хиггсовского бозона определяется в первую очередь его массой. При $M_H < 140$ [ГэВ/ c^2] доминирующим является распад на пару b^- и анти- b^- -кварков, а более массивные бозоны распадаются в основном на пару W^{+-} и W^- -бозонов. Причем не обязательно, чтобы W -бозоны лежали на массовой поверхности, поэтому такой распад может происходить при массе хиггсовского бозона, которая ниже порогового значения массы для рождения пары W -бозонов.

Обнаружить легкий хиггсовский бозон, распадающийся на пару b^- -кварков, практически невозможно из-за гигантского фона инклюзивного рождения пар b^- -кварков. Поэтому легкий хиггсовский бозон пытаются обнаружить в паре с W^- или Z^- -бозоном, изначально предполагая относительно редкий процесс ассоциативного рождения хиггсовского бозона. Сигнатурой таких событий является присутствие энергичного лептона и недостающей поперечной энергии в событии (распад $W \rightarrow l + \nu$), а также двух адронных струй, образовавшихся в результате фрагментации b^- -кварков из распада хиггсовского бозона. В анализе таких событий для выделения сигнала используется метод искусственных нейронных сетей. Совокупная статистика, обработанная коллаборациями CDF и D0, недостаточна для того, чтобы обнаружить легкий хиггсовский бозон или поставить ограничение на его существование в СМ. Однако если предположить, что хиггсовский бозон рождается в 3–5 раз чаще, чем предсказывает СМ, то эксперименты CDF и D0 уже способны исключить такие реакции на 95 %-ном уровне достоверности. На рисунке 1 приведена величина отношения сечения, при превышении которого рождение хиггсовского бозона в СМ исключено на 95 %-ном уровне достоверности, к теоретическому (СМ) значению сечения как функция массы хиггсовского бозона [3]. Так эта зависимость, представляющая собой предварительный комбинированный результат экспериментов CDF и D0, выглядела в марте 2008 г. По мере

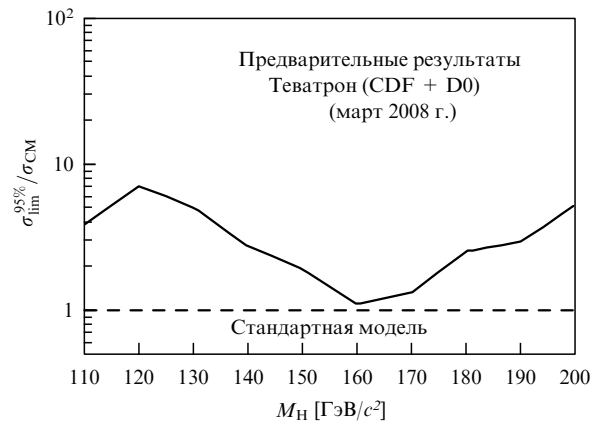


Рис. 1. Зависимость величины отношения сечения $\sigma_{\text{lim}}^{95\%}$, при превышении которого рождение хиггсовского бозона в СМ исключено на 95 %-ном уровне достоверности, к теоретическому значению сечения σ_{SM} , предсказанному в рамках СМ, от массы хиггсовского бозона. Так эта зависимость, представляющая собой предварительный комбинированный результат экспериментов CDF и D0, выглядела в марте 2008 г. [3].

увеличения статистики положение кривой, изображающей эту зависимость, будет постепенно понижаться и области масс хиггсовского бозона, в которых значение этой кривой окажется меньше единицы, будут исключены.

Для поиска более тяжелых хиггсовских бозонов не обязательно требовать совместного рождения хиггсовского и W -бозона (или Z -бозона). Благодаря распаду тяжелого хиггсовского бозона на W^{+-} и W^- -бозоны достаточно выделить события с двумя энергичными лептонами и большой недостающей поперечной энергией. Интересно, что из-за поляризации W -бозонов импульсы конечных лептонов преимущественно направлены в одну сторону, в то время как импульсы лептонов фоновых событий преимущественно разнонаправлены. Такая уникальная сигнатура уже на существующей статистике обеспечивает возможность чувствительности экспериментов CDF и D0 к рождению хиггсовских бозонов с массой в области $M_H = 160$ [ГэВ/ c^2] (см. рис. 1). Несомненно, что в ближайшем будущем либо эта область масс будет исключена, либо хиггсовский бозон с массой около 160 [ГэВ/ c^2] будет обнаружен в экспериментах на Теватроне.

3. Свойства t -кварка

Самый тяжелый из шести кварков, t -кварк, был обнаружен в 1995 г. на ускорителе Теватрон в экспериментах CDF [4] и D0 [5]. Измеренная масса t -кварка составляет около 175 [ГэВ/ c^2], поэтому Теватрон — это единственный в мире работающий ускоритель, на котором рождение t -кварков возможно по кинематическим условиям. Две основные диаграммы рождения пар t -кварков на Теватроне, показаны на рис. 2. Благодаря большой массе t -кварка время его жизни меньше времени, необходимого для формирования адрона, поэтому t -кварк распадается в свободном состоянии, в отличие от более легких кварков, свойства которых можно изучать только в распадах адронов, в состав которых они входят. При распаде t -кварк переходит в b^- -кварк с излучением W^- -бозона. В свою очередь W^- -бозон распадается либо на

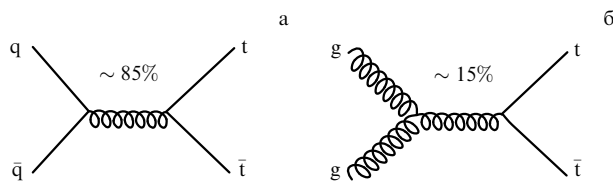


Рис. 2. Основные диаграммы рождения пар t -кварков на Теватроне. Аннигиляция пары кварк – антикварк (а) и слияние двух глюонов (б).

пару более легких кварка и антикварка, либо на лептон и нейтрино. Энергичные кварки регистрируются в детекторе как плотные изолированные струи адронов. Поэтому события рождения пар t -кварков классифицируются по продуктам распада: дилептонные (12%), лептон + струи (44%) и полностью адронная мода распада (44%). Дилептонная топология позволяет наиболее четко отделить события рождения t -кварков от фоновых событий, но, к сожалению, данные с такой топологией обладают сравнительно низкой статистикой. Полностью адронная мода распада характеризуется большим комбинаторным фоном. Оптимальной для изучения свойств рождения t -кварков оказалась топология событий с лептоном и адронными струями.

Важной характеристикой, позволяющей проверить предсказания СМ, является полное сечение рождения t -кварков. Измеренное на ускорителе Теватрон сечение рождения t -кварков составляет $7,3 \pm 0,9$ пб и хорошо согласуется с предсказаниями СМ [6]. Измеренные соотношения вероятности различных мод распада t -кварков также согласуются с предсказаниями СМ. Поиски отклонений от СМ проводились, кроме того, при исследовании механизма рождения t -кварков. При слиянии двух глюонов (рис. 2б) вследствие квантово-хромодинамического (КХД) излучения в событии рождения пар t -кварков наблюдается в среднем больше адронов, чем при взаимодействии кварков (рис. 2а). Такое разделение событий стало возможным при использовании в анализе данных искусственных нейронных сетей. Полученный результат свидетельствует о том, что за рождение пар t -кварков в основном отвечает процесс взаимодействия кварков в согласии с предсказаниями СМ. При существовании очень тяжелой гипотетической частицы пара t -кварков может рождаться также в результате распада такой частицы. В этом случае наблюдаемый спектр инвариантных масс лептона и адронных струй имел бы искажения в области масс распадающейся гипотетической частицы. До сих пор поиски таких искажений не дали положительного результата. Таким образом, пока в рождении и распадах самого тяжелого кварка не обнаружено никаких отклонений от предсказаний СМ.

В СМ значения масс t -кварка, W -бозона и хиггсовского бозона связаны через петлевые диаграммы. Поэтому точное измерение масс t -кварка и W -бозона позволяет определить диапазон вероятных значений масс хиггсовского бозона. Наиболее точные значения массы t -кварка извлекаются из измерения событий с топологией лептон + струи. При этом кинематические распределения фитуруются методом максимального правдоподобия такими же смоделированными распределениями для различных предполагаемых значений масс t -кварка. Одновременно распад одного из W -бозонов на две адронные струи используется для уточнения измерений

энергии струй в калориметре детектора. Дилептонные и полностью адронные события также используются для измерения массы t -кварка, хотя и дают менее точный результат. Комбинация всех измерений в двух экспериментах, CDF и D0, дает самое точное на сегодня экспериментальное значение массы t -кварка: $M_t = 172,6 \pm 1,4$ [ГэВ/ c^2] [7]. Главный вклад в ошибку измерения массы вносит неточность измерения энергии адронных струй в калориметре. По мере набора статистики эта часть систематической погрешности будет уменьшаться благодаря применяемой *in situ* калибровке калориметра с помощью W -бозонов из распадов t -кварков. Ожидается, что полную ошибку измерения массы t -кварка на ускорителе Теватрон удастся уменьшить до 1,0 [ГэВ/ c^2]. Используя полученное значение массы t -кварка, можно вычислить значение массы хиггсовского бозона в СМ, $M_H = 87 \pm {}^{36}_{27}$ [ГэВ/ c^2], и установить верхний предел массы хиггсовского бозона, который составляет 160 [ГэВ/ c^2] на 95%-ном уровне достоверности. Наиболее вероятное значение массы хиггсовского бозона [8] лежит в зоне, уже исключенной по данным LEP-2, что с некоторой долей вероятности находится в противоречии с СМ.

Для полноты картины необходимо упомянуть, что t -кварки также рождаются в процессе распада виртуального заряженного W -бозона. В этом случае t -кварк рождается в паре с более легким b -кварком и такой процесс называется рождением одиночного t -кварка. Экспериментально выделить события рождения одиночного t -кварка на уровне высокого фона (типичное отношение сигнала к фону 1:25) очень трудно. Поэтому для решения указанной задачи применяются сложные статистические методы анализа данных, такие как метод дерева решений и метод искусственных нейронных сетей. В основу метода дерева решений заложена идея последовательного принятия решений в зависимости от результата предыдущего решения. Такая концепция позволяет минимизировать неэффективность отбора истинных событий в случае использования для отбора большого числа кинематических переменных. Так, в анализе данных, представленном коллаборацией D0, используется 49 кинематических переменных. В результате, в экспериментах CDF [9] и D0 [10] получены указания на наблюдение рождения одиночных t -кварков с уровнем статистической значимости около трех стандартных отклонений. Полученные значения сечений не противоречат предсказаниям СМ. Измерение реакции рождения одиночных t -кварков позволяет непосредственно определить значение элемента матрицы смешивания кварков Кобаяши – Маскавы (КМ) $|V_{td}|$. Предполагается, что в дальнейшем с увеличением статистики точность измерения $|V_{td}|$ на ускорителе Теватрон достигнет 10% и будет значительно улучшена на LHC.

4. Структура протона

Летом 2007 г. была завершена работа электрон-протонного коллайдера HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator). Данные по глубоконеупругому рассеянию, полученные почти за 15 лет в экспериментах H1 и Zeus на коллайдере HERA, позволили провести измерение структурных функций протона в широкой кинематической области переменных x (доля импульса протона, переносимая партоном, $x > 10^{-5}$) и Q^2 (виртуальность взаимодействующего фотона, $0 < Q^2 < 10^4$ ГэВ 2).

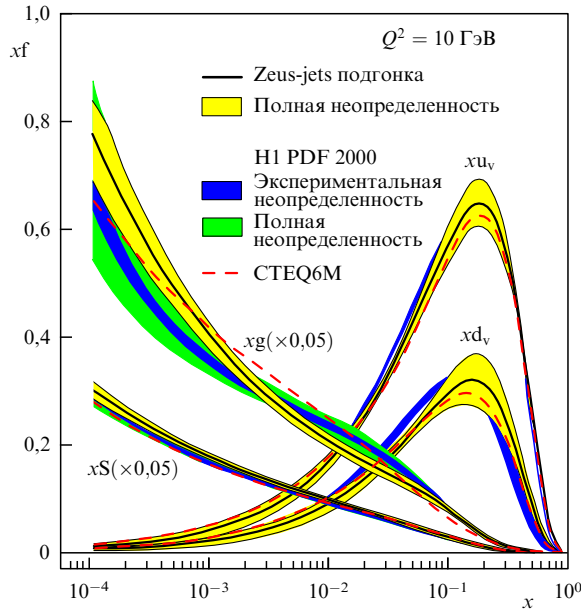


Рис. 3. Пример распределений плотностей партонов xf в протоне для $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$, полученных на основе данных экспериментов H1 и Zeus на ускорителе HERA [11]. x_{u_v} — плотность валентных u-кварков в протоне, x_{d_v} — плотность валентных d-кварков в протоне, x_S — плотность морских кварков, x_g — плотность глюонов.

Достигнутая точность измерений структурной функции F_2 (1,5% – 3%) соответствует точности более ранних измерений, проведенных в экспериментах на фиксированных мишенях в области малых значений переменной Q^2 и высоких x . В свою очередь, точное измерение структурной функции протона позволяет получить распределение плотности кварков и глюонов в протоне. Пример такого распределения представлен на рис. 3 [11].

Знание плотностей кварков и глюонов в протоне необходимо для расчета сечений различных КХД-процессов на ЛНС. Поскольку большинство процессов на ЛНС проходит с участием глюонов, сокращение неопределенности в распределении плотностей глюонов в протоне представляет собой важную задачу. В отличие от кварковых распределений, которые пропорциональны измеряемым структурным функциям, плотность глюонов определяет изменение значений структурных функций в зависимости от переменной Q^2 (нарушение скейлинга). Структурные функции относительно слабо зависят от Q^2 , и, следовательно, чувствительность экспериментальных данных к глюонам ниже, чем к кваркам. Это хорошо видно на рис. 3, где ошибка в распределении глюонов в области малых x в несколько раз превышает ошибки в распределении кварков. Более того, плотности глюонов, извлекаемые из данных H1 и Zeus, заметно отличаются друг от друга. Это связано с тем, что решение уравнений для расчета глюонного распределения является неустойчивым и зависящим от локальных особенностей используемых экспериментальных данных. Ближайшей задачей является объединение данных экспериментов H1 и Zeus с целью снизить статистические и систематические ошибки измерений структурной функции протона до уровня 1–2% и, следовательно, уменьшить неопределенность значения глюонной плотности.

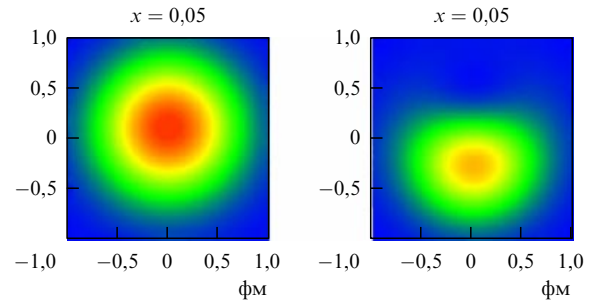


Рис. 4. Томография протона. Пример распределения u-кварков (а) и d-кварков (б) в протоне при $x = 0,05$ [12]. Ось поляризации протона направлена справа налево.

Партонные плотности, полученные из данных по инклюзивному глубоконеупругому рассеянию, несут информацию о распределении кварков и глюонов в протоне по продольному импульсу, в то время как формфакторы нуклонов, измеренные в реакции упругого рассеяния, содержат информацию о поперечном распределении заряда в нуклоне. Для того чтобы получить более полную картину протона, используют обобщенные партонные распределения (ОПР). ОПР учитывают корреляции между двумя партонами одного типа, которые различаются по продольному ($x_1 - x_2$) и по поперечному (t) импульсу. ОПР сводятся к инклюзивным распределениям кварков и глюонов при $x_1 = x_2 = x$ и $t = 0$, а после интегрирования по переменной x — к формфактору нуклона. Фурье-преобразование ОПР дает полную пространственную картину нуклона. На рисунке 4 показаны поперечные распределения u- и d-кварков в протоне при $x = 0,05$ [12]. ОПР играют ключевую роль в правилах сумм Ji [13], которые позволяют определить вклад полного орбитального момента различных партонов в спин протона. Полный орбитальный момент партонов складывается из спина партона и его углового момента. Вклад суммарного спина партонов в спин протона составляет всего около 30% [14]. При этом спины u- и d-кварков в протоне в среднем имеют противоположные направления. Этот удивительный экспериментальный факт получил название "спиновый кризис". Таким образом, измерение ОПР предоставляет уникальную возможность выяснить природу спина нуклонов.

Для измерений ОПР используются данные по дифракционному рассеянию. С теоретической точки зрения процесс глубоконеупругого дифракционного комптоновского рассеяния (ГНКР) электрона (мюона) на протоне является наиболее простым для измерения ОПР. Диаграмма ГНКР показана на рис. 5. В процессе ГНКР протон поглощает виртуальный фотон и испускает в конечном состоянии реальный гамма-квант, оставаясь при этом целым. Реакция ГНКР изучается в экспериментах по рассеянию электрона (мюона) на нуклонах. Измеряемая разница дифференциальных сечений ГНКР при различной поляризации налетающего электрона и нуклонной мишени пропорциональна комбинации ОПР. ГНКР на поляризованной протонной мишени было измерено в эксперименте HERMES (HERA measurement of spin) [15]. ГНКР на нейтронах измеряется в эксперименте JLAB (Джефферсоновская лаборатория Министерства энергетики США) по разнице сечений рассеяния

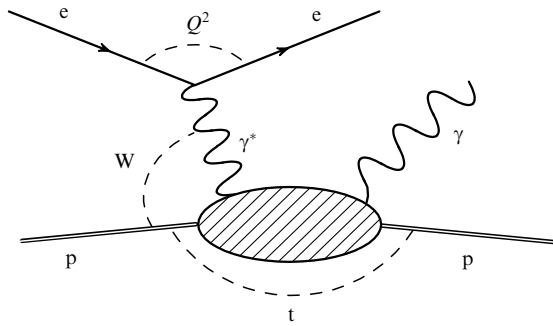


Рис. 5. Диаграмма процесса глубоконеупругого комптоновского рассеяния.

поляризованного электронного пучка на протонной и дейтронной мишенях [16]. Комбинированный анализ данных этих двух экспериментов указывает на то, что суммарный угловой момент u- и d-кварков в протоне составляет дополнительно примерно 30 % спина нуклона [16]. Оставшиеся 40 %, возможно, объясняются динамикой глюонов в нуклоне. Однако точное измерение ОПР глюонов остается пока сложной экспериментальной проблемой.

Мы видим, что в последнее время дифракционные процессы становятся мощным инструментом для решения фундаментальных задач в физике элементарных частиц. Показательным примером является предложение измерения дифракционного рождения хиггсовского бозона на LHC [17]. В СМ хиггсовский бозон имеет квантовые числа вакуума и, следовательно, может рождаться эксклюзивно в центральной области быстрот при квазиупругом рассеянии протонов. Диаграмма такого процесса приведена на рис. 6. В этой дифракционной реакции ($p + p \rightarrow p + H + p$) рассеянные под малыми углами протоны теряют часть энергии, затрачивая ее на рождение массивного хиггсовского бозона, и могут быть зарегистрированы детекторами, расположенными в пучковой трубе ускорителя. Точное измерение импульсов рассеянных протонов позволяет определить массу хиггсовского бозона с беспрецедентной точностью (3–4 ГэВ). Ожидается, что сечение такого процесса на LHC составляет всего около 3 фб. Однако при светимости,

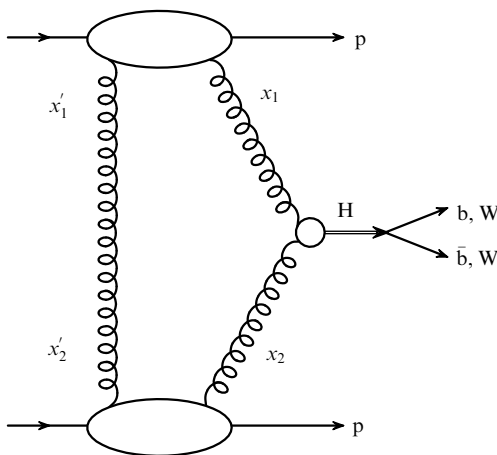


Рис. 6. Диаграмма эксклюзивного дифракционного рождения хиггсовского бозона на LHC.

ожидаемой на LHC, измерение эксклюзивного дифракционного рождения хиггсовского бозона представляется перспективной задачей. Сейчас на LHC готовится проект FP420, нацеленный на решение этой задачи.

5. Новые частицы, обнаруженные на В-фабриках

Большая статистика, накопленная на В-фабриках, позволяет изучать редкие распады с образованием различных состояний чармония. Среди новых частиц были открыты как предсказанные в модели чармония состояния (η'_c и χ'_{c2}), так и неожиданные состояния чармония, которым трудно найти место в уже утвердившейся спектроскопической картине связанных состояний c- и анти-c-кварков. К таким новым частицам относятся X(3872) [18], Y(4260) [19] и др. Частица Y(4260) рождается в e^+e^- -аннигиляции и, следовательно, обладает квантовыми числами фотона $J^{PC} = 1^{--}$. Однако в современной модели чармония все состояния с квантовыми числами 1^{--} уже заполнены. К большому удивлению сразу после открытия Y(4260) были обнаружены еще три новых резонанса в этой области масс с квантовыми числами 1^{--} . Еще более интригующим является узкий резонанс X(3872). Его масса превышает пороговое значение массы для рождения пары D-мезонов, но X(3872) распадается на J/Ψ и адроны. Если распад X(3872) в D-мезоны запрещен квантовыми числами, то ожидается большая вероятность перехода $X(3872) \rightarrow \chi_c + \gamma$, но такой переход не был обнаружен. Среди новых обнаруженных частиц особое место занимает заряженное состояние чармония Z^\pm (4430), распадающееся на $\Psi'\pi^\pm$. Это новое состояние было обнаружено в эксперименте Belle [20].

На рисунке 7 показано распределение инвариантных масс системы $\Psi'\pi^\pm$. На спектре виден узкий пик, имеющий статистическую значимость около семи стандартных отклонений. Очевидно, что для образования заряженного состояния чармония к паре c- и анти-c-кварка необходимо дополнительно добавить по крайней мере

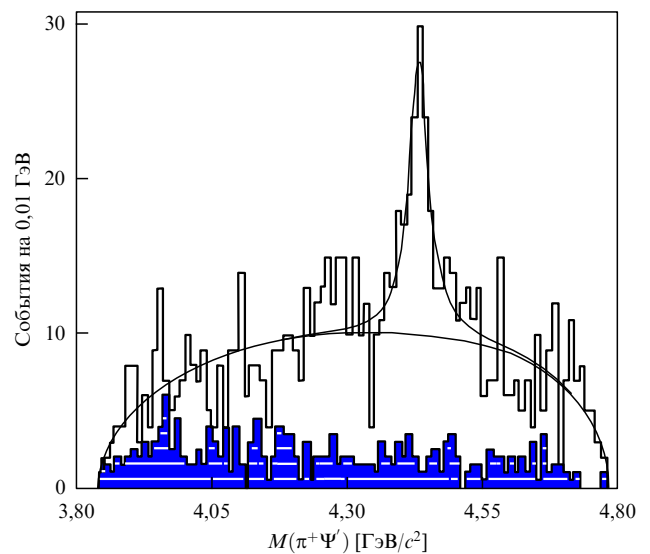


Рис. 7. Спектр инвариантной массы системы $\Psi'\pi^\pm$ из распадов В-мезонов в эксперименте Belle [20]. Виден узкий пик, соответствующий новой частице Z^\pm (4430). Закрашенная гистограмма соответствует комбинаторному фону не из распадов В-мезонов.

еще одну пару легких кварка и антикварка. Таким образом, новая частица Z^\pm (4430), обнаруженная в распадах B -мезонов, сегодня считается первым надежно установленным кандидатом в четырехкварковое состояние. Так, неожиданно, на B -фабриках был открыт целый мир новых частиц. Разобраться в природе этих частиц поможет эксперимент LHCb. Подробно свойства новых частиц обсуждаются в [21].

6. Проявления отклонений от Стандартной модели

За последние годы выполнена большая экспериментальная программа по прецизионному измерению сечения аннигиляции электронов и позитронов в адроны в широком диапазоне энергий. Полученные данные по сечению аннигиляции позволили определить поправку для расчета аномального магнитного момента a_μ мюона, связанную с адронной поляризацией вакуума. Неопределенность адронной поправки дает главный вклад в погрешность теоретического предсказания величины a_μ . Как известно, теоретическое и экспериментальное значения a_μ расходятся, и поэтому одной из приоритетных задач является сокращение как экспериментальной, так и теоретической погрешности в определении величины a_μ . Прецизионные данные по сечению аннигиляции получены в нескольких экспериментах, в частности в эксперименте КМД-2, поставленном в Инсти-

туте ядерной физики им. Г.И. Будкера в Новосибирске. Результаты этих измерений позволили уменьшить погрешность теоретического значения a_μ до уровня экспериментальной погрешности. На сегодня разница между экспериментальной и теоретической величиной a_μ составляет $(27,5 \pm 8,4) \times 10^{-10}$ со статистической значимостью 3,3 стандартного отклонения [22]. К сожалению, экспериментальное значение a_μ было получено из данных только одного эксперимента BNL E821 [23], который завершился в 2004 г. Для проверки и уточнения этого результата необходим новый эксперимент.

В 2008 г. коллаборация Belle сообщила об обнаружении значительного различия в величине эффекта прямого нарушения CP -инвариантности для нейтральных и заряженных B -мезонов [24]. Измеренная вероятность распада $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ превышает вероятность распада анти- $B^0 \rightarrow K^-\pi^+$, в то время как для заряженных B -мезонов, распадающихся на $K^\pm\pi^0$, наблюдается обратный по величине эффект (рис. 8). Различие в нарушении CP -инвариантности для нейтральных и заряженных B -мезонов составляет $\Delta A_{K\pi} = 0,147 \pm 0,028$, что соответствует статистической значимости более 5 стандартных отклонений. С теоретической точки зрения нарушение CP -четности в распадах заряженных и нейтральных B -мезонов должно быть практически одинаковым. Действительно, величину заряда B -мезона определяет легкий спектральный кварк, который не участвует в слабом распаде, и, следовательно, в первом приближе-

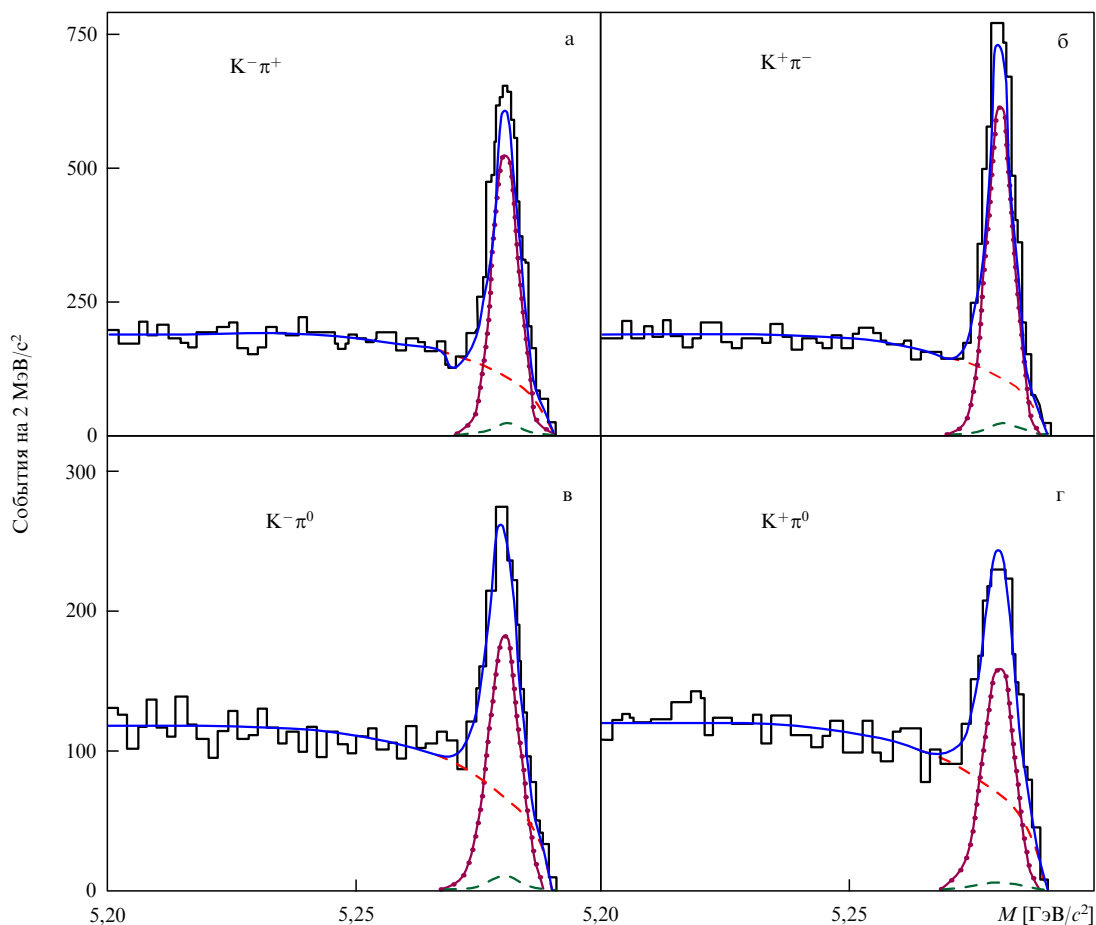


Рис. 8. Спектры инвариантных масс $K^-\pi^+$ (а), $K^+\pi^-$ (б), $K^-\pi^0$ (в) и $K^+\pi^0$ (г). Данные эксперимента Belle [24].

нии заряд В-мезона не влияет на процесс нарушения CP-четности. Однако следует учитывать, что спектаторный кварк участвует в формировании конечных адронов, которые различны в этих распадах. Ожидается, что последний эффект мал и поэтому не в состоянии изменить знак CP-асимметрии на противоположный. Значение данного удивительного феномена пока еще трудно оценить. Достаточно сказать, что известие о наблюдении различия в величине эффекта прямого нарушения CP-инвариантности для нейтральных и заряженных В-мезонов было опубликовано в еженедельнике *Nature*.

Осцилляции В-мезонов были открыты в эксперименте ARGUS в 1987 г. [25]. В СМ осцилляции В-мезонов происходят во втором порядке по слабому взаимодействию и, следовательно, представляют собой чувствительный инструмент для поиска новых явлений. Амплитуда переходов между В- и анти-В-мезонами пропорциональна произведению соответствующих матричных элементов матрицы смешивания кварков КМ. Если произведение матричных элементов имеет мнимую часть, то в процессе осцилляции В-мезонов наблюдается нарушение CP-инвариантности. В последние годы нарушение CP-инвариантности в системе В_u-мезонов интенсивно исследуется на В-фабриках в экспериментах Belle и BaBar, и до сих пор никаких отклонений от предсказаний СМ не обнаружено. В произведении матричных элементов, описывающих осцилляции нейтральных В_s, мнимая часть сильно подавлена, в отличие от таковой в случае В_u-мезонов. Поэтому СМ не предсказывает значительного нарушения CP-инвариантности в системе В_s-мезонов. Величина эффекта нарушения CP-четности в системе В_s-мезонов характеризуется фазой ϕ_{B_s} . В СМ величина фазы $\phi_{B_s} = -2^\circ$. Однако согласно последним данным, полученным в экспериментах CDF [26] и D0 [27], эффект нарушения CP-инвариантности в системе В_s-мезонов может быть значительным. Измерения каждого из экспериментов по отдельности имеют большие ошибки и не свидетельствуют о значимом расхождении с ожиданиями СМ. Однако группа UTfit провела комбинированную обработку этих результатов и получила значение фазы $\phi_{B_s} = -19,9 \pm 5,6^\circ$, что превышает 3 стандартных отклонения [28]. Необходимо прямое экспериментальное измерение CP-нарушения в системе В_s-мезонов, которое станет возможным в эксперименте LHCb, где ожидаемая точность измерения фазы ϕ_{B_s} составит около 2° .

Лептонные распады мезонов не имеют адронов в конечном состоянии и, следовательно, могут быть вычислены с хорошей точностью. Поэтому традиционно

измерения лептонных распадов считаются чувствительными к Новой физике за пределами СМ. Лептонный распад D_s-мезона ($D_s \rightarrow l + \nu$) был измерен в экспериментах CLEO, BaBar и Belle. В рамках СМ вероятность этого распада пропорциональна квадрату константы распада f_{D_s} , которая, в свою очередь, отражает вероятность нахождения кварка и антикварка, составляющих D_s-мезон, в одной точке. Данные трех экспериментов хорошо согласуются между собой и позволяют извлечь из них величину константы распада, которая равна 277 ± 9 МэВ [29]. С другой стороны, величина константы распада D_s, полученная с хорошей точностью в КХД-расчетах на решетке, составила 241 ± 3 МэВ [30]. Таким образом, различие теоретического и экспериментального значений f_{D_s} составляет 4 стандартных отклонения. Это тем более удивительно, что КХД-расчеты на решетках дают правильные значения масс D- и D_s-мезонов, а также величину константы распада D⁺-мезонов. В результате, относительно небольшая доля (около 2%) лептонных распадов D_s-мезонов происходит сверх предсказаний СМ. Если данные экспериментов и предсказания теории верны, то можно предположить, что эта доля распадов D_s-мезонов происходит с участием новой массивной заряженной частицы.

7. Заключение

Приведенные выше результаты прецизионных измерений, в которых наблюдается статистически значимое расхождение с предсказаниями СМ, относятся к классу принципиальных разногласий со Стандартной моделью. В статье не были упомянуты многочисленные измерения, которые также не удастся описать (ассоциативное рождение адронной струи и гамма-кванта с большой поперечной энергией или поляризация J/Ψ на Теватроне, рождение b-кварков в ер-взаимодействии на ускорителе HERA и др.), которые не являются принципиальными и, скорее, отражают степень сложности описания таких явлений с помощью КХД. В статье также не были упомянуты многочисленные прямые поиски новых частиц и процессов, находящихся за рамками СМ. Такие поиски пока не привели к положительному результату.

В заключение полезно привести таблицу наблюдаемых на сегодня принципиальных разногласий с СМ. Данные, приведенные в таблице, отражают ситуацию, сложившуюся к апрелю 2008 г. Все приведенные измерения (за исключением измерения аномального магнитного момента мюона) продолжают улучшаться по мере

Таблица. Измерения, в которых наблюдается статистически значимое расхождение с предсказаниями СМ, включая ограничения на величину массы хиггсовского бозона

Название переменной	Величина/отклонение	Статистическая значимость	Эксперимент, источник информации
Аномальный магнитный момент мюона	$a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{CM}} = (27,5 \pm 8,4) \times 10^{-10}$ [22]	$3,3 \sigma$	E821(закончен)
Прямое нарушение CP-четности для нейтральных и заряженных В-мезонов	$\Delta A_{\text{CP}} = 0,147 \pm 0,028$ [24]	$5,3 \sigma$	Belle, BaBar
Нарушение CP-четности в системе В _s -мезонов	$\phi_{B_s}^{\text{exp}} - \phi_{B_s}^{\text{CM}} = -17,9 \pm 5,6^\circ$ [28]	$3,2 \sigma$	CDF, D0, UTfit
Константа лептонного распада D _s -мезона	$f_{D_s}^{\text{exp}} - f_{D_s}^{\text{CM}} = 36 \pm 9$ МэВ [29]	$4,0 \sigma$	CLEO, BaBar, Belle
Ограничение на величину массы хиггсовского бозона	$114 < M_H < 160$ [ГэВ/c ²] [8]	95 % CL	CDF, D0, EWWG

набора и обработки статистики в указанных в таблице экспериментах. Окончательный ответ на вопрос об истинной величине и о природе обнаруженных принципиальных разногласий с СМ мы ожидаем получить в недалеком будущем с помощью данных ЛНС.

Список литературы

- Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
- Barate R et al. *Phys. Lett. B* **565** 61 (2003)
- Mommsen R V, in *Moriond QCD and High Energy Interactions, March 8–15, 2008, France: Proc. of the XLIIIth Rencontres de Moriond* (in press)
- Abe F et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995)
- Abachi S et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995)
- Cortiana G, in *Moriond QCD and High Energy Interactions, March 8–15, 2008, France: Proc. of the XLIIIth Rencontres de Moriond* (in press)
- Heintz U, in *Moriond QCD and High Energy Interactions, March 8–15, 2008, France: Proc. of the XLIIIth Rencontres de Moriond* (in press)
- The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- Stelzer B, arXiv:0706.0282
- Abazov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 81802 (2007)
- Nikiforov A, in *Moriond QCD and High Energy Interactions, March 8–15, 2008, France: Proc. of the XLIIIth Rencontres de Moriond* (in press)
- Diehl M et al. *Eur. Phys. J. C* **39** 1 (2005)
- Ji X *Phys. Rev. Lett.* **78** 610 (1997)
- Airapetian A et al. (HERMES Collab.) *Phys. Rev. D* **71** 012003 (2005)
- Ye Z, hep-ex/0606061
- Mazouz M et al. (Jefferson Lab Hall A Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **99** 242501 (2007)
- Albrow M G, Rostovtsev A, hep-ph/0009336
- Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 262001 (2003)
- Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 142001 (2005)
- Choi S-K et al. (Belle Collab.) arXiv:0708.1790
- Mussa R, in *Moriond QCD and High Energy Interactions, March 8–15, 2008, France: Proc. of the XLIIIth Rencontres de Moriond* (in press)
- Davier M *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **169** 288 (2007)
- Bennett G W et al. (Muon ($g - 2$) Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
- The Belle Collab. *Nature* **452** 332 (2008)
- Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **192** 245 (1987)
- Aaltonen T et al. (CDF Collab.) arXiv:0712.2397
- Abazov V M et al. (D0 Collab.) arXiv:0802.2255
- Bona M et al. (UTfit Collab.) arXiv:0803.0659
- Dobrescu B A, Kronfeld A S *Phys. Rev. Lett.* **100** 241802 (2008); arXiv:0803.0512
- Follana E et al. (HPQCD and UKQCD Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 062002 (2008)

Review of experimental results in high energy physics reported at recent conferences

A.A. Rostovtsev

State Scientific Center of the Russian Federation "A.I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics",
ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 129-9770
Fax (7-495) 127-0532
E-mail: rostov@itep.ru

The current status of experimental high energy physics is reviewed based on recent conference sources and taking regard of the forthcoming LHC (Large Hadron Collider) experiments when selecting the material. The latest experimental data discussed relate closely to the ATLAS, CMS and LHCb physics programs.

PACS numbers: 14.20.Dh, 14.40.Nd, 14.60.Ef, 14.65.Ha, 14.80.Bn

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200808e.0867

Bibliography — 30 references

Received 10 December 2007, revised 18 April 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (8) 867–874 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (8) (2008)