



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

97-3
На правах рукописи

Змушко Вячеслав Владимирович

**Изучение жестких процессов в pp-взаимодействиях.
Анализ экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 11,54 \text{ ГэВ}$
и предсказания пертурбативной КХД
для области коллайдерных энергий**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 1997

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г. Протвино).

Научные руководители: кандидат физико–математических наук А.П.Воробьев,
кандидат физико–математических наук Е.А.Козловский.

Официальные оппоненты: профессор, доктор физико–математических наук
А.К.Лиходед, доктор физико–математических наук Л.Н.Смирнова.

Ведущая организация – Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна).

Защита диссертации состоится “_____” 1997 г. в
часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, г. Протвино Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” 1997 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 034.02.01

Ю.Г.Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 1997

Общая характеристика работы

Целью диссертационной работы является применение пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) к описанию жестких процессов: анализу в рамках КХД-модели Фейнмана, Филда, Фокса экспериментальных данных по инклюзивному образованию адронов с большими p_T в pp-взаимодействиях при 70 ГэВ ; изучению возможности обнаружения t-кварка и определению его массы в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 2,2$ ТэВ, а также исследование возможности обнаружения тяжелого хиггсовского бозона на LHC-коллайдере.

Автор защищает:

- Результаты анализа экспериментальных данных по образованию адронов с большими p_T , полученных на ускорителе ИФВЭ при энергии пучка протонов равной 70 ГэВ в рамках КХД-модели Фейнмана, Филда, Фокса.
- Предложенный автором алгоритм выделения сигнала от t-кварка в спектрах эффективных масс трех струй или электрона (мюона), нейтрино и адронной струи в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 2,2$ ТэВ.
- Методику поиска тяжелого хиггсовского бозона в экспериментах на коллайдере LHC, основанную на анализе Монте-Карло событий с образованием хиггсовского бозона и фоновых событий.

Научная новизна и актуальность диссертационной работы состоит в том, что впервые получены предсказания КХД-модели Фейнмана, Филда, Фокса для сечений инклюзивного образования адронов с большими p_T на ускорителе ИФВЭ при энергии пучка протонов равной 70 ГэВ. В модель внесены изменения, учитывающие особенности образования адронов при относительно небольших p_T . Показано,

что сечения инклюзивного образования π - и K -мезонов удовлетворительно, а отношения сечений хорошо описываются КХД-моделью. В результате проведенного анализа установлено, что обнаруженное нарушение скейлинга в отношениях сечений согласуется с КХД-нарушением скейлинга в структурных функциях начальных адронов.

Предложен алгоритм, позволяющий выделить сигнал от t -кварка в спектрах эффективных масс трех струй или электрона (мионона), нейтрино и адронной струи в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 2,2$ ТэВ.

Проведено Монте-Карло моделирование событий с образованием тяжелого хиггсовского бозона и фоновых событий для данного процесса при энергиях LHC-коллайдера. Рассмотрены моды распада $H \rightarrow WW \rightarrow lljj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$. Показано, что мечение струй адронов, летящих под малыми углами, и вето на образование струй в центральной области позволяют выделить сигнал от хиггсовского бозона. Изучено влияние параметров центрального калориметра на реконструкцию $W(Z) \rightarrow jj$ и параметров переднего калориметра на мечение струй.

Практическая ценность работы определяется тем, что ее результаты служат дальнейшему уточнению теоретических представлений о процессах образования адронов с большими p_T .

Метод, предложенный для выделения сигнала от t -кварка и определения его массы, после доработки, связанной с особенностями эксперимента, использовался в эксперименте D0. На настоящий день число событий с t -кварком невелико, но после модернизации ускорителя ФНАЛ светимость достигнет величины $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ и выше, что улучшит качество выделения сигнала от t -кварка с использованием приведенных в диссертации критериев.

Результаты по моделированию событий с образованием хиггсовского бозона необходимы для подготовки экспериментов на LHC-коллайдере. Они использованы в “Letter of Intent” и “Technical Proposal” коллаборации ATLAS.

Структура диссертации и аprobация работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации 113 страниц печатного текста, 48 рисунков, 34 таблицы. В диссертации описываются результаты исследований, выполненных в Институте физики высоких энергий с 1976 по 1994 год. Результаты докладывались на семинарах ИФВЭ, FNAL, совещаниях коллаборации ATLAS, представлены на 11-ой Международной конференции “Физика в соударениях”.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-7].

Содержание работы

В первой главе сделан краткий теоретический обзор применения пертурбативной КХД к описанию процессов образования частиц с большими поперечными импульсами и моделированию процессов множественного образования частиц.

Частицы с большими p_T в рамках КХД образуются в результате процессов кварк-кваркового, кварк-глюонного и глюон-глюонного рассеяния на большие углы. Поскольку в начальном и конечном состояниях мы имеем дело с адронами, то для количественного описания образования частиц с большими p_T необходимо построение феноменологических моделей. Одной из таких моделей является КХД-модель Фейнмана, Филда, Фокса, которая использована для описания экспериментальных данных в диссертации.

Следующим шагом после КХД-модели Фейнмана, Филда, Фокса явилось создание пакетов программ для моделирования событий множественного образования частиц методом Монте-Карло. Наиболее популярными в настоящее время являются пакеты: ISAJET и PYTHIA. Современные версии пакетов ISAJET и PYTHIA позволяют моделировать события с образованием новых частиц, предсказываемых различными теориями, таких как тяжелые кварки, частица Хиггса, суперсимметричные частицы.

Во второй главе проводится анализ экспериментальных данных по инклузивному образованию адронов с большими поперечными импульсами (p_T) в протон-протонных соударениях при энергии 70 ГэВ.

Процессы образования частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных взаимодействиях являются одним из способов изучения внутренней структуры адронов и динамики сильных взаимодействий, поскольку частицы с большими p_T образуются в результате жесткого соударения структурных составляющих адронов (кварков и глюонов). Изучение инклузивного образования адронов с большими p_T в pp-взаимодействиях в экспериментах на ISR в CERN и во FNAL сыграло большую роль в развитии моделей жестких соударений, таких как модель обмена составляющими (МОС) и КХД-модель.

Данная работа посвящена исследованию процессов образования заряженных адронов под углом 90° в с.ц.м. с поперечными импульсами от 1,55 до 4,22 ГэВ/с в pp-соударениях при энергии 70 ГэВ, что соответствует диапазону x_T ($x_T = 2p_T/\sqrt{s}$) от 0,27 до 0,73. Эксперимент выполнен на медленно выведенном из ускорителя У-70 пучке протонов с интенсивностью до 2×10^{12} протонов/цикл. Измерения проводились на фокусирующем двухплечевом спектрометре (ФОДС).

Для теоретического анализа экспериментальных данных были проделаны расчеты по КХД-модели, аналогичной предложенной Фейнманом, Филдом и Фоксом для энергии 70 ГэВ. Для учета массовых эффектов, важных при относительно небольших энергиях и p_T , в функциях распределения партонов (кварков и глюонов) в протоне $G(x)$ и в функциях фрагментации партонов в адроны $D(z)$ в качестве масштабных переменных использовались переменные: $x_R = E_q/E_p$ и $z_R = E_h/E_q$, где E_q , E_p и E_h — энергии в с.ц.м. партонов, протона и регистрируемых адронов, соответственно. Таким образом определенные масштабные переменные позволяют учесть закон сохранения энергии при значениях x_T близких к единице. Замена $z \rightarrow z_R$ позволяет учесть массу регистрируемой частицы. Предсказания модели, показанные на рис. 1, хорошо описывают сечения образования π^+ -мезонов.

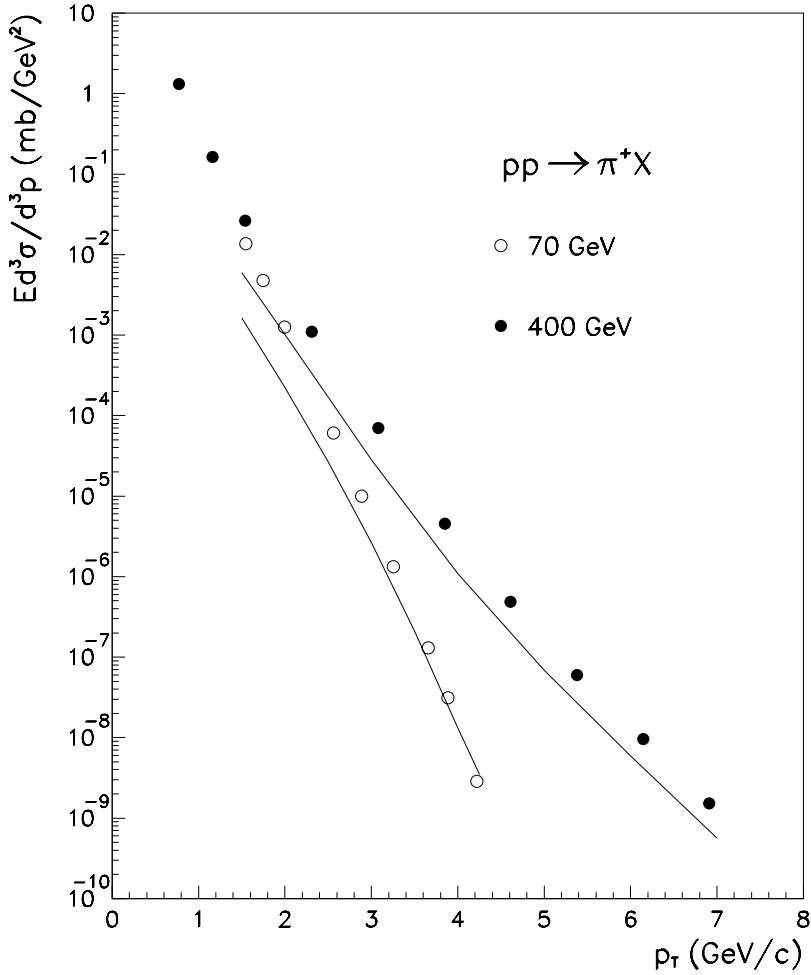


Рис. 1. Сравнение сечений образования π^+ -мезонов с расчетами по КХД-модели.

Отношения выходов частиц могут быть измерены точнее, чем инвариантные сечения, поскольку здесь не нужна абсолютная нормировка, а поправки, входящие в отношения, частично сокращаются. С другой стороны, в теоретических расчетах для отношений выходов частиц менее существенны различные неопределенности, поэтому предсказания для отношений сечений точнее.

Отношения выходов частиц представлены на рис. 2 (π^+/π^- , K^+/K^- , K^+/π^+ , K^-/π^-). На рисунке также приведены результаты, полученные для протонного пучка с энергией 400 ГэВ.

Как видно из рис. 2, отношение π^+/π^- при энергии 70 ГэВ, как и при энергии 400 ГэВ, растет с увеличением x_T , но лежит систематически ниже. Отношения π^+/π^- при энергиях 200, 300 и 400 ГэВ в пределах ошибок зависели только от x_T . Поэтому был сделан вывод о независимости этого отношения от энергии при фиксированном x_T , как предсказывала модель обмена составляющими (МОС). Нарушение масштабной инвариантности предсказывается КХД-моделью. Результаты, полученные при энергии 70 ГэВ, подтверждают это. Расчеты по КХД-модели хорошо описывают абсолютные значения и зависимость от x_T отношения π^+/π^- как

при энергии 70 ГэВ, так и при энергии 400 ГэВ. Отношение K^+/K^- (рис. 2) растет с увеличением x_T , но гораздо быстрее, чем отношение π^+/π^- . Для этого отношения также наблюдается нарушение масштабной инвариантности.

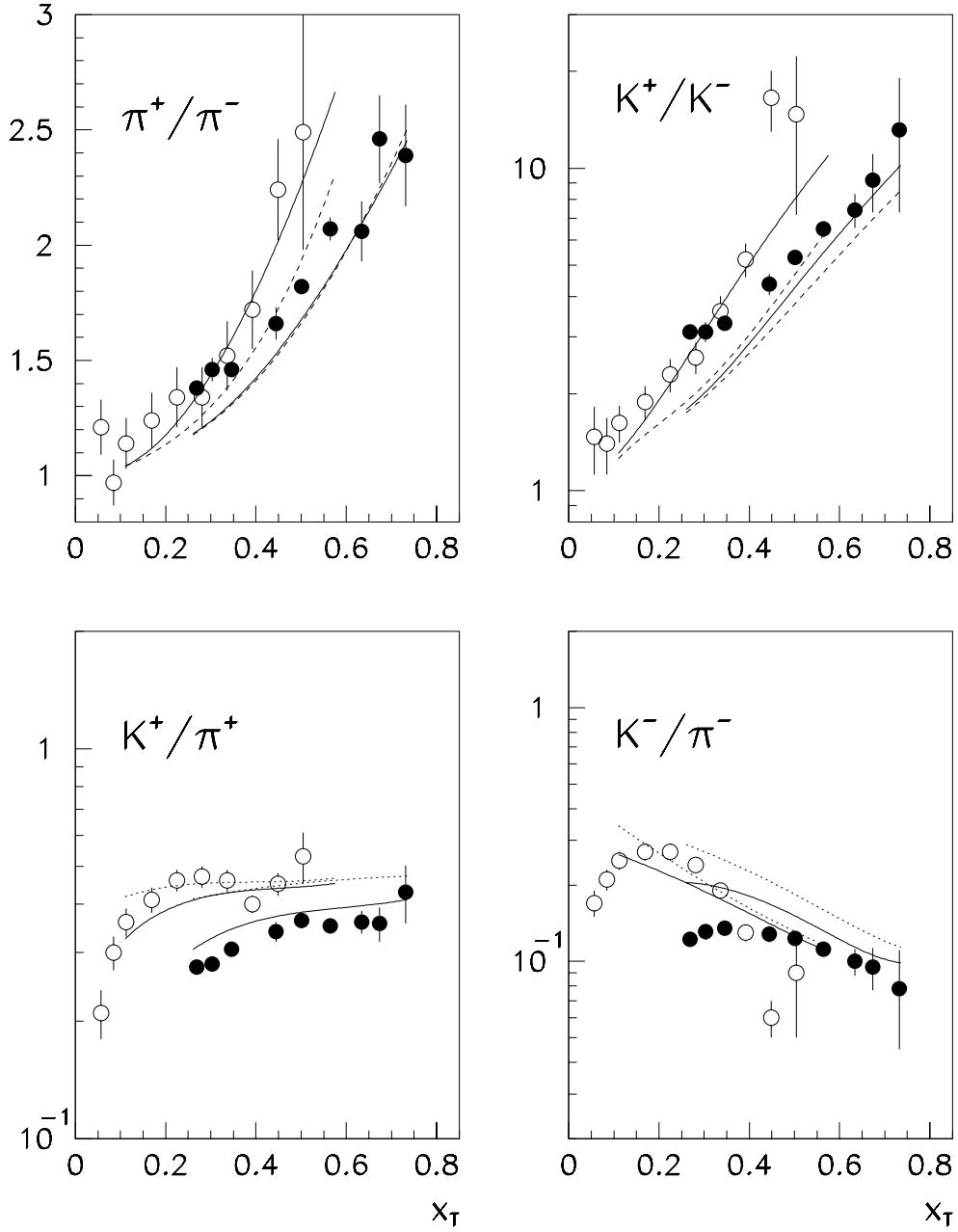


Рис. 2. Сравнение отношений сечений образования мезонов с расчетами по КХД-модели: точки ● — 70 ГэВ, ○ — 400 ГэВ; сплошные кривые — расчеты по КХД-модели, штриховые кривые — расчеты по КХД-модели с $Q^2 = Q_0^2$, пунктирные кривые — расчеты по КХД-модели с $m_K = m_\pi = 0$.

Нарушение масштабной инвариантности в КХД-модели связано с зависимостью от Q^2 константы взаимодействия, функций распределения и фрагментаций кварков и глюонов, а также с феноменологически введенным внутренним поперечным импульсом кварков и глюонов. На рис. 2 штриховыми линиями показаны результаты расчета без учета КХД-нарушения масштабной инвариантности, т.е. при $Q^2 = Q_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$. Из сравнения экспериментальных данных при энергиях 70 и 400 ГэВ с расчетами можно сделать вывод, что в КХД-модели зависимость отношений π^+/π^- и K^+/K^- от энергии при фиксированном x_T обусловлена главным образом КХД-эффектами.

Отношение K^+/π^+ (рис. 2) быстро растет с увеличением x_T , а затем выходит на плато. Расчеты по КХД-модели хорошо описывают отношение K^+/π^+ как при энергии 70 ГэВ, так и при энергии 400 ГэВ. В расчетах по КХД-модели эффекты, связанные с массами частиц, учтены благодаря применению переменной z_R . Важность учета масс частиц иллюстрируется на рис. 2, где штриховыми линиями показаны расчеты без учета масс образующихся мезонов. Видно, что теоретические предсказания для отношения K^+/π^+ без учета масс практически равны при энергиях 70 и 400 ГэВ. При энергии 400 ГэВ, где в области $x_T > 0,2$ поперечный импульс существенно превышает массу K -мезона, учет масс образующихся мезонов мало меняет отношение K^+/π^+ . При энергии 70 ГэВ, где в области $x_T < 0,4$ поперечный импульс мезонов сравним с массой K -мезона, вклад K -мезонов по отношению к легким π -мезонам несколько подавлен. Этим в основном объясняются меньшие значения отношений K^+/π^+ и K^-/π^- при энергии 70 ГэВ, чем при энергии 400 ГэВ.

В третьей главе описывается метод наблюдения сигнала от t -кварка в спектрах эффективных масс продуктов его распада. Партнером t -кварка по изотопическому дублету электрослабых взаимодействий является b -кварк. После открытия b -кварка одним из принципиальных положений проверки Стандартной модели стало экспериментальное подтверждение предположения о существовании t -кварка. Теоретический анализ совокупности косвенных экспериментальных данных позволял сделать заключение, что масса t -кварка лежит в пределах $100 - 200 \text{ ГэВ}/c^2$. Лишь в 1995 году гипотеза о существовании t -кварка получила подтверждение в экспериментах CDF и D0, проводимых на протон-антипротонном коллайдере во ФНАЛ.

В данной главе предлагается один из методов обнаружения t -кварка и определения его массы в экспериментах на коллайдере, работающем в режиме pp -соударений с полной энергией в с.ц.м. $\sqrt{s} = 2,2 \text{ ТэВ}$ и светимостью $10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} c^{-1}$.

В $pp(\bar{p})$ -соударениях основной вклад в образование t -кварка дают подпроцессы:

$$gg \rightarrow t\bar{t}, \quad q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}, \quad (1)$$

где g — глюоны, а q — легкие u - и d -кварки. В Стандартной модели для $m_t > M_W + m_b$ основной модой распада t является распад на W -бозон и b -кварк, для которой наблюдаемая топология — это три струи частиц или одна струя и заряженный лептон. Анализ проводится на событиях, в которых t -кварк распадается

на $\mu-$, $\bar{\nu}-$ и b -кварк, а сопровождающий его \bar{t} -кварк — на $q-$, $\bar{q}'-$ и \bar{b} -кварк. События, где оба t и \bar{t} распадаются только по адронной или по полулептонной модам, исключены из рассмотрения, так как в первом случае практически невозможно выделить сигнал от t -кварка из-за большого КХД-фона, а во втором случае нельзя по отдельности измерить поперечные импульсы ν и $\bar{\nu}$. Струи от b - или \bar{b} -кварка с большой вероятностью содержат лептон и нейтрино (около 40%). Наличие такого нейтрино значительно ухудшает точность восстановления продольной компоненты импульса W -бозона, получаемой в рамках предлагаемого метода. Поэтому события с дополнительными e и μ от распадов $c-$ и b -кварков исключены из рассматриваемой выборки. В оставшемся классе есть доля событий с распадами $\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{адроны}$, составляющая, однако, небольшую величину. Достаточными условиями для выделения μ от распада W -бозона являются “изолированность” μ от струи и выполнение требования того, что его поперечный импульс $p_T^\mu > 15-20$ ГэВ/с.

Фоном к рассматриваемым событиям являются процессы с образованием $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар или W -бозонов в сопровождении струй. Фон от $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар можно эффективно подавить требованиями “изолированности” μ и выбором соответствующих значений порогов на p_T^μ и недостающий поперечный импульс события p_T^{miss} . Фон от процессов прямого образования рождения W -бозонов специально исследован в диссертации.

С помощью Монте-Карло пакета ISAJET (версия 6.31) проведены расчеты для нескольких характерных значений масс t -кварка. Для каждого значения массы t -кварка разыграно по 10^4 событий с образованием $t\bar{t}$ -пар и последующими распадами $t \rightarrow \mu\nu b$, $\bar{t} \rightarrow q\bar{q}'\bar{b}$.

При моделировании использованы простейшие представления о калориметре. Максимальный интервал по псевдобыстроте, перекрываемый калориметрами, определялся значениями $-5 < \eta < 6$, а гранулярность — $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$; разрешение по энергии считалось идеальным. Струи из долгоживущих частиц конечного состояния pp -взаимодействий выделялись с помощью CDF-алгоритма, в котором заданы следующие значения параметров: радиус струи в плоскости (η, ϕ) $R=0,7$, минимальный поперечный импульс струи $p_T^{cut}=15$ ГэВ/с.

В MC-пакете ISAJET включены подпроцессы тормозного излучения глюонов партонами, участвующими в реакциях взаимодействия начальных адронов, что приводит к увеличению числа струй в конечном состоянии. Как показывает анализ, особый интерес представляют 4-струйные события. Для $n_{jet} < 4$ очевидно, что одна из струй от распада $t\bar{t}$ -пары потеряна. С другой стороны, при $n_{jet} > 4$ существенно возрастает комбинаторный фон, что приводит к значительному ухудшению отношения сигнал/фон в распределении по эффективной массе трех струй. Доля 4-струйных событий составляет в среднем около 40% для всех $m_t > 110$ ГэВ/с².

Общие требования, которыми определялась наша выборка, характеризуются условиями: 1) наличием мюона с $p_T^\mu > 15$ ГэВ/с, 2) значением недостающего поперечного импульса события $p_T^{miss} > 15$ ГэВ/с. Таким условиям удовлетворяют 84% от общего числа событий.

Предполагая, что мюон и недостающее p_T^{miss} возникли от распада W -бозона, можно восстановить продольный импульс Q_L W -бозона из измеренного импульса мюона (k), поперечного импульса нейтрино p_T^{miss} и известной массы W -бозона. Значения Q_L определяются из следующего выражения:

$$Q_L = \frac{k_L(\frac{1}{2}M_W^2 + \vec{k}_T \vec{Q}_T) \pm E_\mu \sqrt{(\frac{1}{2}M_W^2 + \vec{k}_T \vec{Q}_T)^2 - \vec{k}_T^2(M_W^2 + \vec{Q}_T^2)}}{\vec{k}_T^2}, \quad (2)$$

где

$$\vec{Q}_T = \vec{k}_T + \vec{p}_T^{miss}. \quad (3)$$

Значение Q_L определяется из квадратного уравнения, которое имеет два решения. Априори мы не можем сказать, какое из двух решений является истинным, поэтому в дальнейшем используются оба значения Q_L .

Распределение по эффективной массе мюона, нейтрино и струи $M_{\mu\nu j}$ получено перебором всех струй в событии. Нормированные распределения $1/\sigma d\sigma/dM_{\mu\nu j}$ для событий с $n_{jet}=4$ при нескольких значениях масс m_t приведены на рис. 3. На всех распределениях отчетливо виден сигнал от t -кварка, а фон, связанный с неправильным выбором знака в формуле (2), и комбинаторный фон, связанный с ложными переборами струй, имеют максимум около порога $M_{th} = M_T + m_b$.

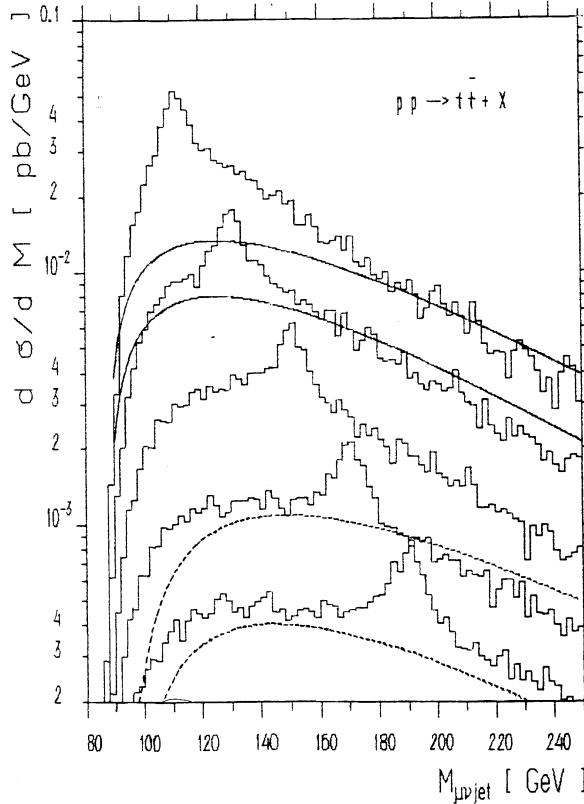


Рис. 3. Сечение $d\sigma/dM_{\mu\nu j}$ для $m_t = 110, 130, 150, 170, 190$ ГэВ и $n_{jet} = 4$. Также приведены сечения для фоновых процессов $pp \rightarrow W^+ + 4$ струи (верхняя кривая) и $pp \rightarrow W^- + 4$ струи (нижняя кривая) для $p_T^{cut} = 15$ ГэВ — сплошной линией и $p_T^{cut} = 25$ ГэВ — пунктирной.

Распределение по эффективной массе M_{3jet} построено для всех возможных комбинаций трех струй в событии. Поэтому комбинаторный фон оказывается гораздо больше, чем в предыдущем случае, и сигнал из фона выделить сложней, однако, если $n_{jet}=4$, сигнал от t -кварка виден отчетливо (рис. 4).

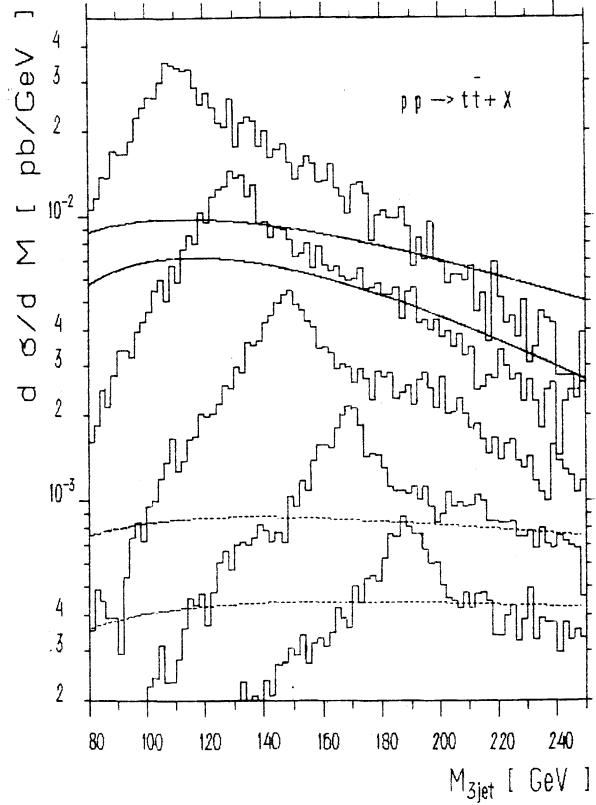


Рис. 4. Сечение $d\sigma/dM_{3jet}$ для $m_t = 110, 130, 150, 170, 190$ ГэВ и $n_{jet} = 4$. Также приведены сечения для фоновых процессов $pp \rightarrow W^+ + 4$ струи (верхняя кривая) и $pp \rightarrow W^- + 4$ струи (нижняя кривая) для $p_T^{cut} = 15$ ГэВ — сплошной линией и $p_T^{cut} = 25$ ГэВ — пунктирной.

Алгоритм восстановления струй логически построен так, что всегда происходит потеря частиц, принадлежащих струе, и, наоборот, захватываются фоновые частицы. Таким образом, положение пика в распределениях по эффективной массе $M_{\mu\nu j}$ или M_{3jet} непосредственно зависит от алгоритма восстановления струй, поэтому в экспериментальные оценки масс необходимо вносить систематические поправки, получаемые с помощью Монте-Карло расчетов.

Более детальный анализ положения и ширин сигналов в распределениях по эффективным массам получен при аппроксимации их выражением вида

$$d\sigma/dM = Bg(M)(1 + BW(M)) , \quad (4)$$

где $BW(M)$ — релятивистская функция Брейта-Вигнера, а фон $Bg(M)$ параметризуется в виде гладкой функции. Для 3-струйной моды распада полученные значения масс на $2 - 3$ ГэВ/ c^2 систематически ниже значений m_t , заложенных в ISAJET; ширина пика в среднем составляет 17 ГэВ/ c^2 , тогда как для моды $\mu\nu j$ она в среднем меньше и соответствует значению 10 ГэВ/ c^2 .

Основным фоном к событиям с образованием $t\bar{t}$ -пар является процесс $pp \rightarrow W + \text{струи}$. Для его моделирования также использовался пакет ISAJET. Отметим, что в ISAJET на партонном уровне описываются только подпроцессы

$$qg \rightarrow Wq, q\bar{q} \rightarrow Wg , \quad (5)$$

которые, казалось бы, обуславливают, кроме W , рождение одной струи. Однако из-за тормозного излучения глюонов партонами, участвующими в реакции, возможно образование многоструйных событий.

Пакетом ISAJET с параметром $q_T^{min} = 25$ ГэВ/с разыграно 10^5 событий, из которых 4-струйные события составили соответственно 119 с W^+ - и 67 с W^- -бозонами. Разное количество W^+ и W^- получено из-за того, что в pp -соударениях основной вклад дают подпроцессы $ug \rightarrow W^+d$ и $dg \rightarrow W^-u$. Распределения по $M_{\mu\nu j}$ и M_{3jet} построены аналогичным образом, как для событий с $t\bar{t}$ -парами. Сечения $d\sigma/dM_{\mu\nu j}$ и $d\sigma/dM_{3jet}$ аппроксимированы гладкими функциями (рис. 3 и 4). Данный анализ позволяет сделать вывод, что при $m_t > 150$ ГэВ/с 2 для большего подавления фона желательно увеличить порог на p_T^{cut} струй. Например, при $p_T^{cut} > 25$ ГэВ/с фон падает на порядок (рис. 3 и 4), тогда как сигнал от t -кварка при $m_t = 190$ ГэВ/с 2 уменьшается только на 30%.

В четвертой главе описывается методика поиска тяжелого хиггсовского бозона при энергиях LHC.

Механизм нарушения электрослабой симметрии является фундаментальным вопросом современной физики высоких энергий. Экспериментальный поиск нейтрального хиггсовского бозона — недостающего звена в механизме нарушения электрослабой симметрии в Стандартной Модели — является первоочередной задачей планирующегося коллайдера LHC. Поскольку масса хиггсовского бозона не предсказана, область его поиска должна простираться до унитарного предела, соответствующего $m_H = 1$ ТэВ/с 2 .

В данной главе изучается канал распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ тяжелого хиггсовского бозона с массой 1 ТэВ/с 2 . Основная причина изучения этого канала состоит в том, что вероятность распада по данному каналу примерно в 150 раз больше, чем вероятность распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$, который обычно рассматривается при меньших значениях m_H . В работе также изучается канал распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$, хотя по количеству событий он в 7 раз меньше.

Основным механизмом рождения хиггсовского бозона с массой 1 ТэВ/с 2 в pp -взаимодействиях при энергиях LHC является слияние глюонов и векторных бозонов. В данном исследовании рассматривается только процесс слияния векторных бозонов $qq \rightarrow qqH$, где хорошим инструментом для выделения сигнала над фоном служит реконструкция (мечение) двух струй от кварков в конечном состоянии.

Образование W в сопровождении струй ($W + jets$), а также рождение и распад $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow l\nu jj + b\bar{b}$ являются основными источниками фона. Оба этих процесса близки по порядку величины и почти на два порядка величины превышают фон от образования пар WW .

Первая часть данной главы посвящена реконструкции событий в центральной области псевдобыстроты ($|\eta| < 2$). Особое внимание уделяется восстановлению массы W по двум высокоэнергичным, узким, перекрывающимся струям от распадов W -бозонов с большими p_T в присутствии подложки, обусловленной мягкими процессами. Исследовано влияние гранулярности и энергетического разрешения калориметра на реконструкцию подобных струй.

Вторая часть главы посвящена мечению струй в передней области. Изучены требования, предъявляемые к переднему калориметру, а также исследовано влияние подложки от мягких процессов. Наконец, проведено сравнение сигнала и фона при разных условиях выделения сигнала.

События разыгрывались с помощью пакета PYTHIA 5.6. При моделировании калориметр был описан в виде ячеистой структуры с гранулярностью $(0, 1 \times 0, 1)$ в пространстве (ϕ, η) , где ϕ и η обозначают азимутальный угол и псевдобыстроту, а энергии частиц суммировались в каждой ячейке с разрешением $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$. В центральной области в рассмотрение принимались только ячейки с $E_T > 1$ ГэВ.

Сечение образования хиггсовского бозона с $m_H = 1$ ТэВ/ c^2 $\sigma(qq \rightarrow Hqq)$ составляет 0,16 нб, а $BR(H \rightarrow WW) = 0,63$. При интегральной светимости равной 10^5 нб $^{-1}$ и эффективности регистрации лептона равной 90% за один год работы LHC ожидаются 2684 события с образованием хиггсовского бозона. Сечение образования $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$ равно 3500 нб, а число событий $t\bar{t}$ за один год составит $\sim 1,09 \times 10^8$. Однако это число фоновых событий можно существенно уменьшить, накладывая простые кинематические обрезания на поперечный импульс лептона (нейтрино) – p_T^l (p_T^ν), на поперечный импульс W , дающего струи – $p_T^{W \rightarrow jj}$, или лептон и нейтрино – $p_T^{W \rightarrow l\nu}$.

При реконструкции событий точное определение массы W -бозона, распавшегося на две адронные струи, является одним из наиболее важных шагов. Выбранный алгоритм должен быть оптимальным для разрешения по массе и эффективным для нахождения двух почти перекрывающихся струй. Нахождение двух струй исключает КХД-фон от образования W с одной струей. Поскольку струи от распадов W с большими p_T очень близки друг к другу в пространстве, в качестве оптимального размера конуса струи была выбрана величина $R = 0,2$. Разрешение по массе значительно улучшается при суммировании энергии всех ячеек в конусе большего размера, описанного вокруг направления полета реконструированного W . Для получения массы системы ячейки внутри большого конуса суммировались как безмассовые 4-векторы. Наилучшее разрешение по массе достигается при выборе размера конуса равным 0,5.

В центральной области были использованы следующие обрезания:

- $p_T^l, p_T^\nu > 100$ ГэВ/с для $H \rightarrow WW$ и $p_T^{l_1}, p_T^{l_2} > 100$ ГэВ/с для $H \rightarrow ZZ$;
- $p_T^{W \rightarrow l\nu} > 350$ ГэВ/с для $H \rightarrow WW$ и $p_T^{Z \rightarrow ll} > 200$ ГэВ/с для $H \rightarrow ZZ$;
- $p_T^j > 50$ ГэВ/с и $m_{jj} = m_W(m_Z) \pm 15$ ГэВ/с 2 для $H \rightarrow WW$ ($H \rightarrow ZZ$);
- $p_T^{W \rightarrow jj} > 350$ ГэВ/с для $H \rightarrow WW$ и $p_T^{Z \rightarrow jj} > 200$ ГэВ/с для $H \rightarrow ZZ$.

Запрет на дополнительные струи в центральной области может существенно ослабить фон от рождения $t\bar{t}$.

Таблица 1. Сигнал от $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и фон: эффективность регистрации при запрете на дополнительные струи

| Порог запрета (ГэВ/с) | хиггсовский сигнал (без подложки) | хиггсовский сигнал (с учетом подложки) | $t\bar{t}$ | $W + jets$ |
|--------------------------|---|--|------------|------------|
| 30 | 0,78 | 0,54 | 0,03 | 0,23 |
| 40 | 0,81 | 0,68 | 0,06 | 0,37 |
| 50 | 0,83 | 0,77 | 0,11 | 0,46 |

В табл. 1 представлены ожидаемые эффективности регистрации при запрете на дополнительные струи в центральной области для хиггсовского сигнала (с учетом и без учета подложки) и для фоновых $t\bar{t}$ и $W + jets$ событий (с учетом подложки от мягких процессов) в зависимости от порога на p_T струи. Наблюдается явное уменьшение фона от рождения $t\bar{t}$: коэффициент ослабления фона при пороге 50 ГэВ/с составляет ~ 10 при сохранении $\sim 77\%$ хиггсовского сигнала.

Поиск меченых струй производился отдельно в передней ($2 < \eta < 5$) и задней ($-5 < \eta < -2$) областях по псевдобыстроте. Если поперечная энергия струи в конусе размером $R = 0,5$ превышала 15 ГэВ, струя рассматривалась в качестве кандидата в меченные струи. Для изучения влияния подложки порог на поперечную энергию ячейки выбирался на уровне от 1 до 3 ГэВ. Гранулярность переднего калориметра $\Delta\eta \times \Delta\phi$ взята равной $0,1 \times 0,1$, а его энергетическое разрешение обычно предполагалось таким же, как и для центрального калориметра (показано, что оно почти не влияет на результаты). Требование на наличие меченой струи в одной из областей соответствует одиночному мечению, а требование на наличие струй в передней и задней областях по псевдобыстроте соответствует двойному мечению.

Таблица 2. Число событий для сигнала от $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и фона от $t\bar{t}$ и $W + jets$ после мечения струй для $p_T > 15$ ГэВ/с, $E_T^{cell} > 3$ ГэВ

| $\int L dt = 10^5 n\sigma^{-1}$ | H | $t\bar{t}$ | $W + jets$ | Подложка | S/\sqrt{B} |
|--|------|-------------------|-------------------|----------|-----------------|
| Все события | 2684 | $9,1 \times 10^7$ | $5,9 \times 10^7$ | | |
| Обрезания в ц. обл. $p_T^{l\nu \text{ or } jj} > 350$ ГэВ/с | 642 | 23862 | 14351 | | $3,29 \pm 0,12$ |
| Одиночное мечение $E_j > 600$ ГэВ | 438 | 5467 | 2346 | 1757 | $4,96 \pm 0,20$ |
| $E_j > 1000$ ГэВ | 295 | 3143 | 1157 | 606 | $4,50 \pm 0,22$ |
| Двойное мечение $E_j > 600$ ГэВ | 113 | 325 | 87 | 21 | $5,61 \pm 0,53$ |
| $E_j > 1000$ ГэВ | 43 | 101 | — | < 16 | — |

Табл. 2 демонстрирует улучшение ожидаемого значения статистической значимости сигнала от $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ над фоном от рождения $t\bar{t}$ и $W + jets$, S/\sqrt{B} после одиночного и двойного мечения струй при порогах на $E_T^{cell} > 3$ ГэВ, $p_T^j > 15$ ГэВ/с и $E_j > 600$ ГэВ и 1000 ГэВ. В отдельной колонке представлено полное число событий, связанных с подложкой. Из табл. 2 следует, что полученное после применения обрезаний в центральной области значение $S/\sqrt{B} \sim 3,3$ может быть улучшено в результате двойного мечения до $\sim 5,6$.

Подобным образом в табл. 3 представлены аналогичные результаты для канала $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$, где значение S/\sqrt{B} , равное 1,7 после применения обрезаний в центральной области, достигает $\sim 3,9$ после двойного мечения.

Таблица 3. Число событий для сигнала от $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ и фона от $Z + jets$ после мечения струй для $p_T > 15$ ГэВ/с, $E_T^{cell} > 3$ ГэВ

| $\int Ldt = 10^5 n\bar{b}^{-1}$ | H | $Z + jets$ | Подложка | S/\sqrt{B} |
|--|-----|-----------------|----------|-----------------|
| Все события | 341 | 6×10^6 | | |
| Обрезания в ц. обл. $p_T^{ll \text{ or } jj} > 200$ ГэВ/с | 93 | 3008 | | $1,69 \pm 0,08$ |
| Одиночное мечение | | | | |
| $E_j > 600$ ГэВ | 66 | 493 | 108 | $2,98 \pm 0,15$ |
| $E_j > 1000$ ГэВ | 45 | 252 | 27 | $2,81 \pm 0,16$ |
| Двойное мечение | | | | |
| $E_j > 600$ ГэВ | 18 | 22 | 3 | $3,87 \pm 0,42$ |
| $E_j > 1000$ ГэВ | 7 | 4 | < 2 | $3,34 \pm 0,57$ |

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

- Проведен анализ экспериментальных данных по инклузивному образованию адронов с большими p_T в pp-взаимодействиях при 70 ГэВ, полученных на установке ФОДС. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории проведено в рамках КХД-модели Фейнмана, Филда, Фокса с учетом особенностей образования адронов при относительно небольших p_T . Показано, что сечения инклузивного образования π - и K -мезонов удовлетворительно, а отношения сечений хорошо описываются КХД-моделью. В результате проведенного анализа установлено, что обнаруженное нарушение скейлинга в отношениях сечений связано с КХД-нарушением скейлинга в структурных функциях адронов.
- Изучена возможность обнаружения t-кварка и определения его массы в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 2,2$ ТэВ. Предложен алгоритм, позволяющий выделить сигнал от t-кварка в спектрах эффективных масс трех струй или электрона (мюона), нейтрино и адронной струи.
- Рассмотрена возможность обнаружения тяжелого хиггсовского бозона с массой 1 ТэВ на LHC-коллайдере в модах распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$

при интегральной светимости $1 - 3 \times 10^5$ нб $^{-1}$. Показано, что использование мечения струй адронов, летящих под малыми углами, и запрета на образование струй в центральной области позволит подавить фон и зарегистрировать хиггсовский сигнал в этой области масс.

Список литературы

- [1] Абрамов В.В., Алексеев А.В., Балдин Б.Ю., Битюков С.И., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницин А.Н., Крышкин В.И., Кульман Н.Ю., Ланщиков Г.И., Мялицин В.К., Мельник Ю.М., Орлов А.П., Повзун В.И., Суляев Р.М., Турчанович Л.К. “Образование адронов в области поперечных импульсов от 0,5 до 2,2 ГэВ/с в протон-протонных соударениях при знергии 70 ГэВ”. // ЯФ, 1980, т. 31, вып. 4, с. 937.
- [2] Абрамов В.В., Алексеев А.В., Балдин Б.Ю., Битюков С.И., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницин А.Н., Крышкин В.И., Кульман Н.Ю., Мельник Ю.М., Суляев Р.М., Турчанович Л.К. “Образование заряженных адронов с большими поперечными импульсами в р-соударениях при знергии 70 ГэВ”. // Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, вып. 5, с. 304.
- [3] Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуков А.Ф., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Змушко В.В., Криницин А.Н., Крышкин В.И., Кульман Н.Ю., Мельник Ю.М., Подставков В.М., Суляев Р.М., Турчанович Л.К., Якутин А.Е. “Инклузивное образование адронов с большими поперечными импульсами в протон-протонных соударениях при знергии 70 ГэВ”. // ЯФ, 1985, т. 41, вып. 3, с. 700.
- [4] Змушко В.В., Козловский Е.А. “Наблюдение сигнала от t-кварка в спектрах эффективных масс”. // ЯФ, 1991, т. 54, вып. 1, с. 167.
- [5] Змушко В.В., Козловский Е.А. “Наблюдение сигнала от t-кварка в спектрах эффективных масс. Выбор параметров установки.” // ЯФ, 1991, т. 54, вып. 3, с. 777.
- [6] Змушко В.В. “Моделирование переднего калориметра для LHC детекто-ра”: Препринт ИФВЭ 91-176, Протвино, 1991.
- [7] Ердоган А., Змушко В.В., Клюхин В.И., Фруадево Д. “К экспериментальному изучению распадов $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll jj$ для $m_H = 1$ TeV при энергиях LHC”. // ЯФ, 1994, т. 57, вып. 2, с. 290.

Рукопись поступила 17 февраля 1997 г.

В.В.Змушко

Изучение жестких процессов в pp -взаимодействиях. Анализ экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 11, 54$ ГэВ и предсказания пертурбативной КХД для области коллайдерных энергий.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Л.Ф.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 19.02.97. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 1,75. Уч.-изд.л. 1,34. Тираж 100. Заказ 931. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 97-3, И Ф В Э, 1997
