



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2000–7

На правах рукописи

Козловский Евгений Александрович

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРАХ.
ПАРАМЕТРЫ ПРОЦЕССОВ,
НАБЛЮДАЕМЫХ НА УСТАНОВКЕ Д0**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Протвино 2000

Диссертация выполнена в Государственном научном центре РФ
”Институт физики высоких энергий” (г.Протвино).

Официальные оппоненты: доктор физико–математических наук,
профессор Л.С. Ажгирей (ОИЯИ, г.Дубна);

доктор физико–математических наук, член–корреспондент РАН
С.С. Герштейн (ИФВЭ, г.Протвино);

доктор физико–математических наук, профессор И.М. Дремин
(ФИАН, г.Москва).

Ведущая организация – Научно-исследовательский институт
ядерной физики Московского государственного университета (г.Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2000 г.
в _____ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01
при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, Протвино
Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2000 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2000

Общая характеристика работы

Последнее десятилетие характеризуется существенным прогрессом в развитии компьютерного моделирования процессов множественного рождения частиц в реакциях рассеяния адронов при высоких энергиях. Особенно впечатляющие успехи достигнуты в описании так называемых "жестких" соударений, в основу которых положены расчетные схемы, развитые в рамках теории КХД. Развитие компьютерного моделирования достигло того уровня, когда можно создавать последовательную цепочку пакетов, позволяющую практически полностью имитировать проведение реального эксперимента. Обладая столь мощной технологией моделирования эксперимента, удается не только анализировать эффективность регистрации ожидаемых явлений в рамках заданной геометрии установки, но и получать количественные оценки уровня достоверности наблюдения новых явлений.

До 1994 года попытки обнаружения образования t -кварка в адрон-адронных соударениях для многих экспериментальных групп заканчивались лишь получением оценок интервала, внутри которого заключена масса этого тяжелого объекта. Наконец, в период с 1994 по 1995 гг. физики, участвовавшие в двух крупных экспериментах ФНАЛ, сообщили о наблюдении t -кварка и дали прямые оценки его массы.

Детальная проработка конструктивных особенностей этих установок, алгоритмов, заложенных в триггерные системы экспериментов D0 и CDF, а также методов реконструкции событий — все это в полной мере опирается на всестороннее математическое моделирование экспериментов, которое проведено на каждой стадии их подготовки, набора статистики и анализа данных.

Таким образом, проблема моделирования эксперимента и создания его математического обеспечения **актуальна** в физике высоких энергий. Кроме того, получение экспериментальных оценок величин, играющих важную роль в рамках Стандартной Модели, ставшей основным инструментом физики высоких энергий, также является **актуальной** задачей. В частности, это относится к оценкам сече-

ний процессов рождения векторных бозонов, t -кварка и величин их масс.

Целью диссертационной работы является создание алгоритмов, позволяющих для экспериментов на коллайдерах проводить физико-техническую проработку и оптимизацию как отдельных подсистем, так установки в целом. Разработано также необходимое математическое обеспечение для экспериментального исследования процессов рождения векторных бозонов и t -кварка в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях.

Автор защищает:

- Создание алгоритмов, позволяющих оптимизировать установку по отношению к исследуемым процессам на стадии ее разработки. Создание системы обработки, необходимой для получения, хранения и анализа монтекарловских и экспериментальных данных.
- Исследование процессов множественного рождения частиц и инклюзивного рождения векторных бозонов при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ.
- Критерии и алгоритмы, позволяющие выделять события, с высокой долей вероятности принадлежащие к событиям с рождением t -кварка.
- Алгоритмы кинематического анализа и определения массы t -кварка.
- Результаты обнаружения t -кварка в реакции $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$ при $\sqrt{s}=1.8$ ТэВ в моде $t\bar{t} \rightarrow \mu/e + 4jets$. Оценки его массы и сечения процесса рождения $t\bar{t}$ -пар.

Научная новизна и практическая ценность

Предложены и реализованы на практике алгоритмы оптимизации установок на встречных пучках адронов. На смоделированных событиях найдены эффективные критерии, позволяющие выделять события с рождением t -кварка. Автор с мая по август 1991, с ноября 1992 г. по май 1994 г. и с марта по август 1996 г. непо-

средственно участвовал в проведении эксперимента на коллайдере ФНАЛ и обработке его результатов, благодаря которым было экспериментально доказано существование t -кварка. Получены оценки массы t -кварка и полного инклюзивного сечения образования пар $t\bar{t}$ в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ. По окончании в 2000 г. модернизации установок D0 и CDF будут проведены сеансы со светимостью свыше $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что улучшит качество выделения сигнала от t -кварка с использованием критериев, приведенных в диссертации.

Разработанные алгоритмы оптимизации установок и их отдельных подсистем применяются в экспериментах, которые планируются на новых ускорителях. Полученные оценки параметров физических процессов уже используются в теоретических и экспериментальных исследованиях, проводимых в настоящее время.

Структура диссертации и апробация работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации — 165 страниц печатного текста, 51 рисунок и 35 таблиц; библиография составляет 146 ссылок.

Диссертация основана на результатах исследований, выполненных автором в 1987-1998 гг. в Отделе нейтринной физике ИФВЭ и в отделе D0 (ФНАЛ, США) в соответствии с планом работ по программам подготовки и проведения экспериментов на коллайдерах УНК и ФНАЛ.

Основные результаты исследований, вошедших в диссертацию, опубликованы [1]-[16] в виде препринтов ИФВЭ и FNAL, в журналах Ядерная физика, Nuclear Instruments & Methods, Physical Review Letters, Physical Review. Они докладывались на совещаниях Сотрудничеств УКД и D0, а также на семинарах ИФВЭ.

Содержание работы

Первая глава диссертации посвящена описанию основных алгоритмов, используемых при монтекарловском описании процессов рассеяния адронов при высоких энергиях. Проведен анализ особен-

ностей разных подходов к описанию непертурбативной фазы реакции — адронизации партонов. Выделены наиболее значимые внешние параметры монтекарловских пакетов программ, которые, являясь составной частью глобальных библиотек программ физики высоких энергий, превратились в повседневные аппаратные средства, используемые практически в каждом крупном эксперименте.

Частицы в жестких процессах в рамках КХД образуются в основном в результате кварк-кваркового, кварк-глюонного и глюон-глюонного рассеяний.

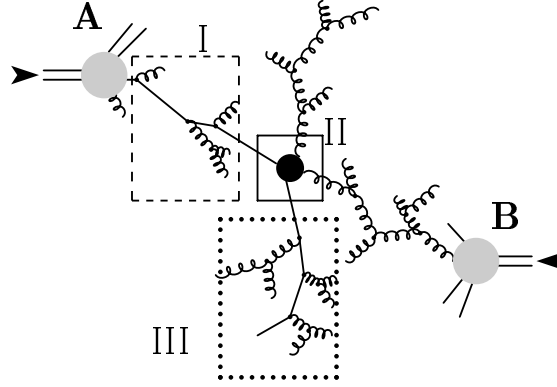


Рис. 1. Обобщенная диаграмма процесса жесткого рассеяния адронов A и B .

Таким образом, математическое выражение для сечения жесткого рассеяния адронов имеет вид

$$\sigma = \sum_{i,j,k} \int \int \int d\tau dx_F d\hat{t} \hat{\sigma}^{(k)}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2), \quad (1)$$

где i и j — партоны, вылетающие соответственно из исходных адронов 1 и 2; индекс k указывает на то, что реализуется определенная, например цветовая, конфигурация конечного состояния партонов; $\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$ — сечение подпроцессов $2 \rightarrow 2$ жесткого рассеяния партонов, а $f_{i,j}$ — структурные функции; $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ — традиционные

переменные Мандельштама. Здесь введены также кинематические переменные

$$\tau = x_1 x_2, \quad x_F = x_1 - x_2, \quad (2)$$

где x_F — фейнмановская переменная, а x_1, x_2 — доли импульсов, уносимые партонами, соответственно, от импульсов адронов 1 и 2.

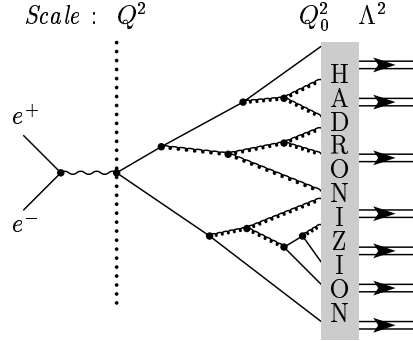


Рис. 2. Обобщенная диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow h's$.

Общий алгоритм генерирования событий схематически показан на рис. 1, где, соответственно, выделены следующие фазы:

- Обратная эволюция партонов начального состояния. Форм-фактор Судакова (I).
- $2 \rightarrow 2$ процесс рассеяния партонов (II).
- Эволюция партонов конечного состояния. Уравнение Докшицера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (III).

Поскольку в начальном и конечном состояниях мы имеем дело с адронами, то для количественного описания образования частиц в таких процессах необходимо построение феноменологических моделей. При этом предполагается, что механизмы адронизации кварков во взаимодействиях адронов и e^+e^- (рис. 2) подобны.

Библиотеки программ, описывающих в рамках современных теоретических подходов взаимодействие частиц, позволяют исследовать

рассеяние адронов при высоких энергиях. Для их эффективного использования в конкретном эксперименте требуется оптимизация совокупности входных параметров этих программ, которая рассмотрена в следующей главе.

Блочная структура пакетов позволяет составлять цепочки подпрограмм и, дополняя их необходимыми программными кодами, относительно просто создавать версии генераторов событий, которые включают новые физические процессы. Таким образом, благодаря высокой гибкости структуры основных пакетов достигается оперативность в программной поддержке текущих экспериментов. При сохранении возможности сборки любой из предыдущих версий, что, в частности, позволяет сравнивать результаты расчетов, проведенных разными версиями пакетов. Это играет немаловажную роль при анализе результатов экспериментов, длящихся несколько лет.

Во второй главе рассмотрены два качественно разных уровня МК-моделирования, используемых при проведении экспериментов на коллайдерах. Первый уровень соответствует генерированию событий, связанных с рассеянием адронов при тех же энергиях [2,7]. Другой уровень характеризуется интегральным подходом и отвечает моделированию откликов калориметров при прохождении через них адронов и электронов [1,10]. Последний подход является основой для получения оценок потоков мюонов, рожденных в каскадах, развивающихся в плотной среде калориметров [6]. Решение рассматриваемых задач — важный этап подготовки экспериментов физики высоких энергий, который предшествует разработке детекторов, фиксируя их оптимальные параметры. Однако роль подобного моделирования не менее важна и при интерпретации экспериментальных данных на заключительной стадии эксперимента. МК-расчеты, проведенные в рамках фиксированной геометрии эксперимента, позволяют оценить эффективность регистрации установкой определенных классов объектов, а, следовательно, найти корректные оценки значимости наблюдаемых явлений.

В первой части главы представлены результаты монтекарловского описания экспериментов по множественному рождению частиц

при полной энергии реакции $p\bar{p}$, отвечающей интервалу от 0.2 до 1.8 ТэВ. Подробно обсуждается общий подход, используемый в задачах подобного рода. Предложены алгоритмы анализа соответствия смоделированных и экспериментальных данных. К сожалению, набор экспериментов в данной области не очень велик, но особый интерес к ним обусловлен тем, что полная энергия реакции рассеяния адронов близка по величине или даже совпадает с энергиями, отвечающими экспериментам Д0 и УНК. Изучена возможность наблюдения энергетической зависимости модельных параметров.

В данной главе также исследованы процессы рождения векторных бозонов. Результаты эксперимента Д0 сравниваются с событиями, полученными методом Монте-Карло пакетом VECBOS. Установлено, что отношение сечений рождения векторных бозонов в сопровождении различного числа адронных струй практически постоянно при возрастании последних на единицу [15].

Обсуждаются принципы оптимизации конструкции калориметров, которые используются в экспериментах, проводимых на коллайдерах. Предложены алгоритмы триггирования адронных и электромагнитных ливней, основанные на анализе данных электромагнитных калориметров [1].

Разработан достаточно быстрый алгоритм получения оценок жесткой мюонной компоненты проникающего излучения [6].

Сечения процессов рассеяния адронов

Как экспериментальную оценку полного неупругого сечения рассеяния адронов (σ_{inel}) обычно используют следующую величину:

$$\sigma_{inel} = \sigma_{tot} - \sigma_{el}, \quad (3)$$

где σ_{tot} и σ_{el} — полное и упругое сечения процесса рассеяния адронов. Часто в (3) дополнительно вычитается вклад сечения процессов однодифракционного рассеяния σ_{sd} . Далее такое сечение обозначается как σ_{NSD} . Данные, отвечающие экспериментам, проведенным при энергиях выше нескольких сотен ГэВ, представлены в табл. 1, где

также приведены сечения σ_{el} и σ_{sd} , которые вычислены с использованием параметризаций, заданных в пакете RUTHIA. Полное сечение рассеяния адронов σ_{tot} при разных значениях \sqrt{s} вычисляется с помощью параметризации, предложенной группой COMPAS-PDG. Данная параметризация включена в стандартный пакет RUTHIA. Результаты вычислений σ_{tot} также приведены в табл. 1.

Таблица 1. Сечения процессов рассеяния $p\bar{p}$

\sqrt{s} , ТэВ	σ_{tot} , мб	σ_{el} , мб	σ_{SD} , мб	σ_{inel} мб	σ_{NSD} , мб	σ_{jet} мб
0.2	52.4	9.86	11.29	42.54	31.25	
				41.8 ± 0.6 a)	34.7 ± 1.7 b)	4.1 ± 0.8 b)
0.546	61.3	12.8	14.0	48.5	34.5	
	61.8 ± 1.5 c)				39.3 ± 2.1 b)	10.4 ± 2.0 b)
	61.26 ± 0.93 d)	12.87 ± 0.30 d)	7.89 ± 0.33 d)		40.50 ± 0.98 d)	
0.9	66.62	14.64	15.37	51.98	36.61	
	$65.3 \pm 0.7 \pm 1.5$ a)			$50.3 \pm 0.4 \pm 1.0$ a)	43.5 ± 2.1 b)	17.5 ± 3.6 b)
1.8	74.8	17.6	17.25	57.2	40.	36.0 ± 2.3 e)
					$43. \pm 6.$ f)	
	72.0 ± 3.6 g)	16.5 ± 1.3 g)				
	72.1 ± 3.3 h)	16.6 ± 1.6 h)	11.7 ± 2.3 h)		43.8 ± 4.3 h)	
	80.03 ± 2.24 d)	19.70 ± 0.85 d)	9.46 ± 0.44 d)		50.87 ± 2.25 d)	

- a) G.J. Alner et al., Z. Phys. C., 1986, vol. 32, p. 153.
b) C. Albajar et al., Nucl. Phys. B, 1988, vol. 309, p. 405.
c) M. Bozzo et al., Phys. Lett. B, 1984, vol. 147, p. 392.
d) F. Abe et. al., Phys. Rev. D, 1994, vol. 50, p. 5518; p. 5535; p. 5550.
e) Оценка получена с помощью выражения (4).
f) F. Abe et al., Phys. Rev. Lett., 1988, vol. 61, p. 1819.
g) S. White (CDF Collaboration), Preprint FERMILAB-Conf-91/268-E, 1991.
h) A. Amos et al., Preprint CLNS-90/981, 1990.

В рассматриваемой области энергий заметную роль играют процессы рождения струй адронов. Данные, полученные в эксперименте UA1, удалось описать следующей зависимостью от полной энергии реакции:

$$\sigma_{jet} = A\sqrt{s}. \quad (4)$$

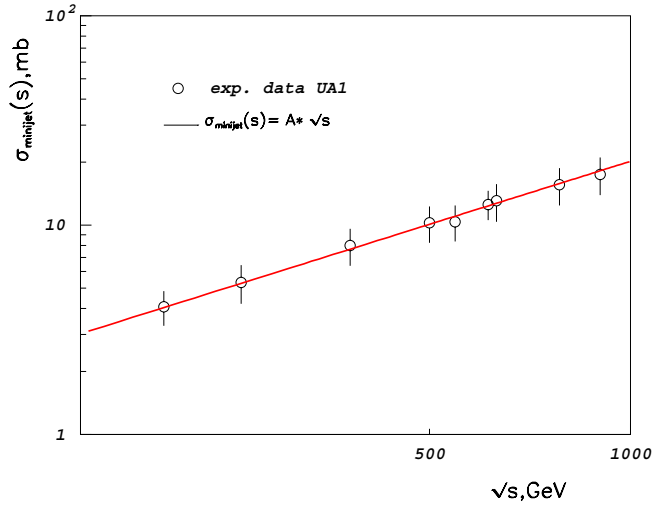


Рис. 3. Сечение событий с рождением струй в зависимости от полной энергии сталкивающихся адронов.

При описании с помощью зависимости (4) экспериментальных значений сечения процессов с рождением струй найдено следующее значение $A = 0.02$ мб/ГэВ, относительная ошибка которого составила $\Delta A/A = 6.5\%$. Экспериментальные данные и результаты аппроксимации показаны на рис. 3. Оценка, полученная из (4) для $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, отвечает величине (36.0 ± 2.3) мб (табл. 1). Она является одной из опорных величин, используя которую, можно сделать глобальный вывод о качестве описания экспериментальных данных с помощью смоделированных событий. Совокупность данных, приведенных в табл. 1, показывает, что события с рождением струй составляют заметную долю в полном неупругом сечении столкновения адронов, и доля этих процессов заметно возрастает с увеличением полной энергии реакции.

Дифференциальные характеристики рассеяния адронов

Соответствие экспериментальных данных и смоделированных событий, тем выше, чем больше характеристик рассеяния удастся описать в рамках единого подхода. В данном разделе рассматриваются дифференциальные распределения, характеризующие потоки заряженных частиц. Зависимости средней множественности заряженных частиц, полученные в эксперименте, сравнивались с теми, которые отвечают смоделированным событиям. При моделировании учтены кинематические ограничения, связанные с акцептансом соответствующих установок, а также потери событий, отвечающие использованным в экспериментах триггерным условиям. Для каждого значения исследуемой полной энергии реакции смоделировано по 500 К событий.

Описание экспериментальных данных с помощью МК-событий отвечает следующему соотношению:

$$\frac{1}{\sigma_{NSD}} \frac{d\sigma_{exp}^{\pm}}{d\eta} = \alpha \frac{1}{N_{jet}} \frac{dn_{jet}^{\pm}}{d\eta} + (1 - \alpha) \frac{1}{N_{mb}} \frac{dn_{mb}^{\pm}}{d\eta}, \quad (5)$$

где η — псевдобыстрота вторичных заряженных частиц, $\alpha = \sigma_{jet}/\sigma_{NSD}$. Очевидно, что область изменения α принадлежит интервалу $[0,1]$. Индексы *jet* и *mb* указывают на то, что соответствующие распределения получены на выборках, отвечающих только процессам с рождением струй или только *minimum bias* (МВ) событиям. Сечение однопартонных процессов измерено в соответствующих экспериментах или оценивается теоретически с использованием феноменологических моделей.

Дифференциальные сечения $\left\{ \frac{1}{N_{jet,mb}} \frac{dn^{\pm}}{d\eta} \right\}_{jet,mb}$ получены с помощью пакетов ISAJET и PYTHIA. N_{jet} и N_{mb} отвечают полному числу событий, смоделированных соответственно для процессов с рождением струй и МВ-событий.

Значение параметра α найдено методом наименьших квадратов при аппроксимации экспериментальных данных для каждого \sqrt{s} выражением (5). Рис. 4 иллюстрирует качество описания данных экспериментов UA5 и CDF по множественности заряженных частиц в

зависимости от их псевдобыстроты. Аналогичные исследования проведены и для распределений по поперечному импульсу заряженных частиц. Полученные результаты демонстрируют большую достоверность описания экспериментальных данных совокупностью МВ-событий и событий с рождением струй при $\sqrt{s} \geq 0.9$ ТэВ. Отметим, что при энергии эксперимента Д0 качество описания экспериментальных данных обоими пакетами в равной степени удовлетворительное.

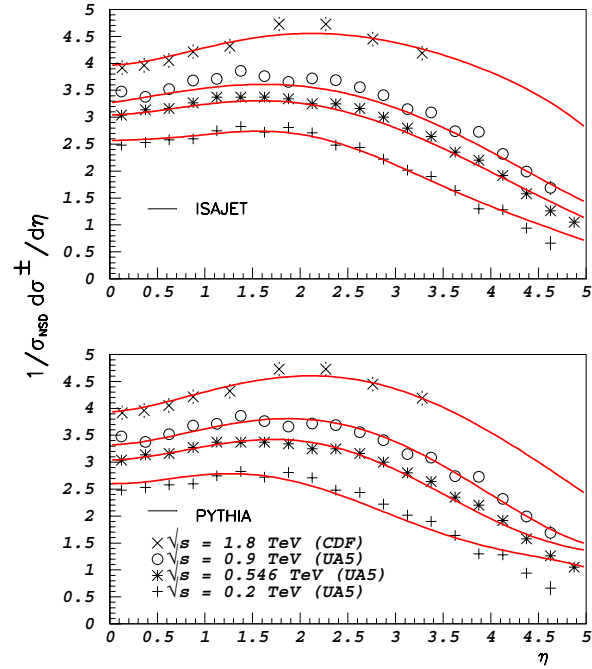


Рис. 4. Зависимость средней заряженной множественности от η в событиях, образовавшихся при разных энергиях столкновения начальных адронов. Также приведены распределения, полученные в рамках МК-моделирования.

Доля событий с рождением струй, полученная при аппроксимации экспериментальных данных выражением (5), приведена в табл. 2. Эти результаты показывают, что величину интегрально-

го сечения, ожидаемого из зависимости (4) и в результате подгонок экспериментальных дифференциальных сечений (рис. 4) для $p\bar{p}$ -взаимодействий при энергии 1.8 ТэВ удается согласовать в рамках пакетов PYTHIA и ISAJET, только выбирая значение параметра жесткости подпроцесса рассеяния партонов равным 2.5 ГэВ/с. Соответствие монтекарловских данных эксперименту становится лучше, если рассматривать последние результаты эксперимента CDF, представленные в табл. 1 нижней строкой; в этом случае доля процессов с рождением струй отвечает $\sim 71\%$ (табл. 2).

Таблица 2. Сечения процессов с рождением струй. Параметр $q_t^{min}=2.5$ ГэВ/с

\sqrt{s} , ТэВ		σ_{jet} , мб		α , %		α_{exp} , %
		ISAJET	PYTHIA	ISAJET	PYTHIA	
0.2	χ^2/NDF	4.35	4.07	$\leq 10^{-6}$	46.0 ± 0.8	11.8 ± 2.4
				7.26	4.17	
0.546	χ^2/NDF	12.96	11.81	$\leq 10^{-5}$	52.1 ± 0.4	26.0 ± 5.3
				54.	4.54	
0.9	χ^2/NDF	20.36	18.13	$\leq 10^{-5}$	58.0 ± 0.6	40.0 ± 8.5
				18.9	1.58	
1.8	χ^2/NDF	35.79	31.45	8.5 ± 1.0	72.9 ± 1.2	$83. \pm 12.$
				0.7	0.25	
						$70.7 \pm 7.7^a)$

^{a)} Оценки отвечают последним данным CDF.

В данном разделе также рассмотрены процессы

$$p(\bar{p}) \rightarrow W + n \cdot jets. \quad (6)$$

Проведен анализ данных эксперимента Д0 и МК расчетов (рис. 5).

Пакет VECBOS в рамках метода Монте-Карло позволяет моделировать события, отвечающие процессам образования векторных бозонов в сопровождении нескольких струй, т.е.

$$p(\bar{p}) \rightarrow W, Z + k \cdot партонов, \quad (7)$$

где $k = 1, 2, \dots, \leq 4$ — число рожденных партонов. Выходом стандартной версии пакета является совокупность кинематических переменных продуктов распада векторных бозонов и партонов, рожденных в реакции (7). Однако основные подпрограммы, отвечающие за описание матричных элементов исследуемых подпроцессов, выделены в замкнутую структуру, что позволяет использовать ядро VECBOS в других МК-пакетах. В сотрудничестве Д0 адронизация партонных состояний, полученных в рамках программы VECBOS, проводится с помощью пакета ISAJET.

В рамках пакета VECBOS можно использовать параметризацию функции распределения партонов в адроне (ФРП) из PDFLIB.

Для согласования экспериментальных и МК данных при моделировании реакции (7) требовалось, чтобы поперечный импульс партонов превышал величину 15 ГэВ/с. При моделировании использованы три набора структурных функций из PDFLIB: DO1, EHLQ1, MRSB2. Найдено, что систематическая ошибка, связанная с различной параметризацией структурных функций, равна 7%. Адронизация партонов проведена в рамках независимой фрагментации с помощью пакета ISAJET. Эффективности регистрации соответствующих процессов получены с использованием полномасштабного моделирования прохождения долгоживущих частиц через установку, проведенного пакетом D0-GEANT [16].

В работе [15] показано, что отношение числа событий с разным количеством струй, сопровождающих образование векторных бозонов, в первом приближении отвечает соотношению, которое можно условно записать как

$$\frac{\sigma(W + (n - 1)_{jets})}{\sigma(W + n_{jets})} = \frac{\sigma(W + (n - 2)_{jets})}{\sigma(W + (n - 1)_{jets})} = \alpha. \quad (8)$$

Экспериментальные оценки чисел событий, отвечающих процессам (6), представлены на рис. 5, где также показаны МК-расчеты и продемонстрирована функция, отвечающая зависимости (8), с помощью которой аппроксимированы как МК, так и экспериментальные данные. Константа α равна 0.162 ± 0.009 и 0.160 ± 0.013 соответственно для экспериментальных и МК-данных.

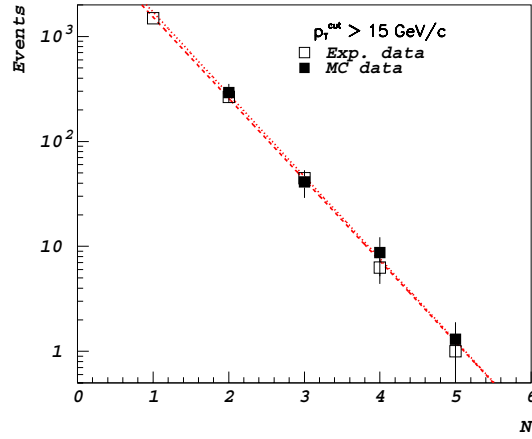


Рис. 5. Экспериментально наблюдаемое и теоретически ожидаемое число событий $W + n_{jets}$, где $n_{jets} \geq N$.

Изучены особенности развития ливней частиц в средах калориметров, в частности, рождение каскадных мюонов. Эти исследования имеют большое значение для организации триггеров низкого уровня. Совместный анализ экспериментальных и МК-данных, проведенный в этой главе, позволил "настроить" параметры используемых МК-пакетов таким образом, чтобы получить самосогласованные результаты в описании как полных, так и дифференциальных характеристик процессов рассеяния частиц при высоких энергиях. Степень разброса МК-данных, полученных разными пакетами, а также сопоставление с экспериментом позволяет оценить систематическую ошибку, обусловленную такими причинами, как, например, качество генерирования случайных "звезд".

Моделирование отдельных частей калориметров позволяет выявить зависимость характеристик ожидаемых сигналов при варьировании параметров калориметров, оптимизировать его геометрию. Найдены важные интегральные характеристики, получаемые с помощью калориметра, которые характеризуют его исследовательские возможности. Показано, что отношение сигналов, собранных отдельно в электромагнитной и адронной секциях, служат "хорошей" пе-

ременной для разделения электронов и адронов, инициирующих наблюдаемые ливни частиц.

Анализ мюонной компоненты ПИ с учетом того, что мюонная система размещена за калориметром и достаточно большим слоем вещества магнита, показал, что в области невысоких поперечных импульсов мюонов существенное значение имеет вклад, определяемый распадами π/K , рожденными в первом взаимодействии адронов с веществом калориметра. В результате этих исследований, в частности, установлено, что при выборе определенного порога энергии мюона можно уже на уровне триггера существенно уменьшить количество событий с мюонами от ПИ [6].

В третьей главе рассмотрены проблемы, связанные с наблюдением t -кварка в экспериментах на коллайдерах. Проведен последовательный анализ различных факторов, влияющих на возможность наблюдения такого тяжелого объекта. Подробно исследованы топологические признаки событий-кандидатов в процессы с рождением t [8]. Проведен анализ качества наблюдения t при варьировании параметров калориметра и при наложении первичных взаимодействий (pile-up проблема) [9]. Исследованы возможности кинематического анализа процессов с рождением t и особенности наблюдения сигнала от t в спектрах эффективных масс продуктов его распада [8,9].

Начальная фаза современных экспериментов обусловлена выработкой определенных требований на "сигнатуры" событий, представляющих физический интерес. Как правило, поиск ведется на МК-событиях.

В этой главе рассмотрены результаты таких исследований для процесса парного рождения $t\bar{t}$ в реакциях столкновения адронов при коллайдерных энергиях порядка 2 ТэВ. В $pp(\bar{p})$ -соударениях основной вклад в образование t -кварка дают подпроцессы

$$gg \rightarrow t\bar{t}, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}, \quad (9)$$

где g — глюоны, а q — легкие u - и d -кварки.

Анализ проводится на событиях, в которых t -кварк распадается на μ , $\bar{\nu}$ и b -кварк, а сопровождающий его \bar{t} -кварк — на q -, \bar{q}' - и

\bar{b} -кварк. События с распадом t и \bar{t} только по адронной или только по полулептонной модам, исключены из рассмотрения, так как из-за большого КХД-фона в первом случае довольно сложно выделить сигнал, а во втором случае нельзя независимо измерить поперечные импульсы ν и $\bar{\nu}$. Струи от b и \bar{b} с большой вероятностью содержат лептон и нейтрино. Наличие нейтрино в струе делает низкой точность измерения поперечной энергии струи, а следовательно, при полулептонном распаде W -бозона в таком событии также ухудшается точность восстановления поперечной компоненты его импульса. Поэтому события с дополнительными электронами и лептонами от распада c - и b -кварков исключены из исследуемой выборки на данном этапе моделирования. Такие события включены в анализ при полном моделировании событий эксперимента Д0 в рамках пакета GEANT. В оставшемся классе событий есть некоторая доля распадов $\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{адроны}$, составляющая, однако, небольшую величину. Достаточно эффективными условиями выделения лептона $\mu(e)$ от распада W -бозона являются его изолированность и требование $p_T^\mu > 15\text{-}20$ ГэВ/с.

Фоном к рассматриваемым событиям являются процессы с образованием $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар или рождение векторных бозонов в сопровождении струй. Наши исследования показали, что требования изолированности лептона и соответствующий порог на p_T^{miss} всего события позволяют эффективно подавить фон, обусловленный процессами рождения указанных кварковых пар. Для подавления фона от рождения W в сопровождении струй необходимо потребовать наличие в событии струй с высокими значениями p_T^{jets} .

Выборка событий

Расчеты проведены для нескольких характерных значений масс t -кварка с помощью пакета ISAJET (версия 6.31). В данную версию пакета внесены дополнения [2], которые позволили использовать все многообразие параметризации структурных функций, предоставляемое пакетом PDFLIB. Для каждого значения массы t -кварка

разыграно по 10^4 событий с образованием $t\bar{t}$ -пар и последующими распадами $t \rightarrow \mu\bar{\nu}b$, $\bar{t} \rightarrow q\bar{q}'\bar{b}$.

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. Распределение событий по числу струй (n_{jet}) для $m_t=150$ ГэВ/ c^2 показано на рис. 6. Особый интерес представляют 4-струйные события. Очевидно, что в событиях с $n_{jet} < 4$ одна из струй от распада $t\bar{t}$ -пары потеряна. С другой стороны, в событиях с $n_{jet} > 4$ к проблемам, связанным с фоном от процесса $pp \rightarrow W + струи$, добавляется существенно возрастающий комбинаторный фон, что приводит к значительному ухудшению отношения сигнал/фон в распределении по эффективной массе трех струй. Как видно из рис. 6, доля 4-струйных событий составляет почти 40% всех событий. Отметим, что подобная пропорция сохраняется для всех событий при $m_t > 130$ ГэВ/ c^2 .

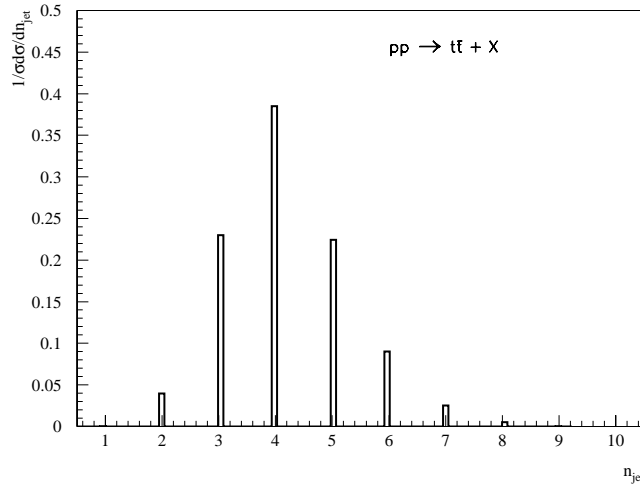


Рис. 6. Распределение МК-событий с образованием $t\bar{t}$ -пар по числу адронных струй ($m_t = 150$ ГэВ/ c^2).

Оценкой качества восстановления кинематических параметров всего события служили величина массы t -кварка и ширина его сиг-

нала. Эти параметры получены при подгонке распределений по эффективным массам продуктов распада t -кварка выражением

$$dN/dM = Bg(M)[1 + BW(M)] , \quad (10)$$

где $BW(M)$ — релятивистская функция Брейта-Вигнера.

$$BW(M) = A \frac{(M_x \Gamma)^2}{(M^2 - M_x^2)^2 + (M_x \Gamma)^2} , \quad (11)$$

а фон $Bg(M)$ представлен в виде

$$Bg(M) = C(M - M_{th})^\alpha e^{-\beta M} . \quad (12)$$

Масса M_x , ширина Γ , порог по массе M_{th} , нормировочные константы A , C и параметры α и β являются свободными параметрами.

Подобное описание распределения эффективных масс иллюстрирует рис. 7.

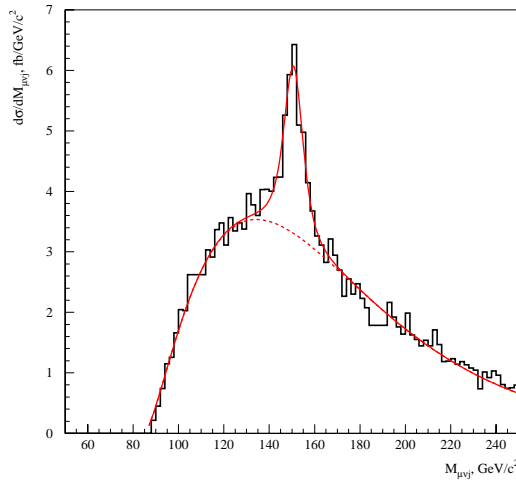


Рис. 7. $d\sigma/dM_{\mu\nu j}$ для событий ($n_j = 4$) с образованием $t\bar{t}$ -пар для $m_t = 150$ ГэВ/ c^2 . Сплошная линия — результат подгонки выражением (10), пунктир — фон, представленный видом (12).

Общие требования, которыми определялась наша выборка, характеризуются условиями: наличием мюона с $p_T^\mu > 15$ ГэВ/ c и значением недостающего поперечного импульса события $p_T^{miss} > 15$ ГэВ/ c .

Таким условиям удовлетворяет 84% от общего числа событий с $n_{jet} = 4$.

Для вычисления эффективной массы мюона, нейтрино и струи $M_{\mu\nu j}$ было сделано предположение о том, что мюон и недостающее p_T^{miss} возникли из распада W -бозона. Тогда продольный импульс Q_L W -бозона восстанавливается по измеренному импульсу мюона (\vec{k}), поперечному импульсу нейтрино, который равен p_T^{miss} , и известной массе W -бозона по следующей формуле:

$$Q_L = \frac{k_L(\frac{M_W^2}{2} + \vec{k}_T \vec{Q}_T) \pm E_\mu \sqrt{(\frac{M_W^2}{2} + \vec{k}_T \vec{Q}_T)^2 - \vec{k}_T^2 (M_W^2 + \vec{Q}_T^2)}}{\vec{k}_T^2}, \quad (13)$$

где поперечный импульс Q_T W -бозона равен

$$\vec{Q}_T = \vec{k}_T + \vec{p}_T^{miss}. \quad (14)$$

Значение Q_L определяется из квадратичного уравнения, следовательно, в общем случае существуют два решения. Априори мы не можем указать истинное, поэтому в дальнейшем анализе оба Q_L участвуют как равноправные значения продольного импульса W .

Распределение по эффективной массе мюона, нейтрино и струи $M_{\mu\nu j}$ получено перебором всех струй в событии. Распределения по $M_{\mu\nu j}$ для значений масс t -кварка от 110 до 190 ГэВ/с² для событий с $n_{jet}=4$ приведены на рис. 8. На всех распределениях отчетливо виден сигнал от t -кварка. Как показал анализ, фон, связанный с неправильным выбором знака в формуле (13), и комбинаторный фон, связанный с ложным перебором струй, имеет максимум около порога $M_{th} = M_T + m_b$.

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 над фоном выделить сложнее, но если $n_{jet}=4$, сигнал от t -кварка виден отчетливо (рис. 9). Фон может быть дополнительно подавлен, если мы определим, какая из четырех струй произошла от b -кварка. Такая процедура обычно называется "мечением" или "таггированием". Ее базисная идея отвечает существованию неизолированного от струи лептона в случае распада b -кварка.

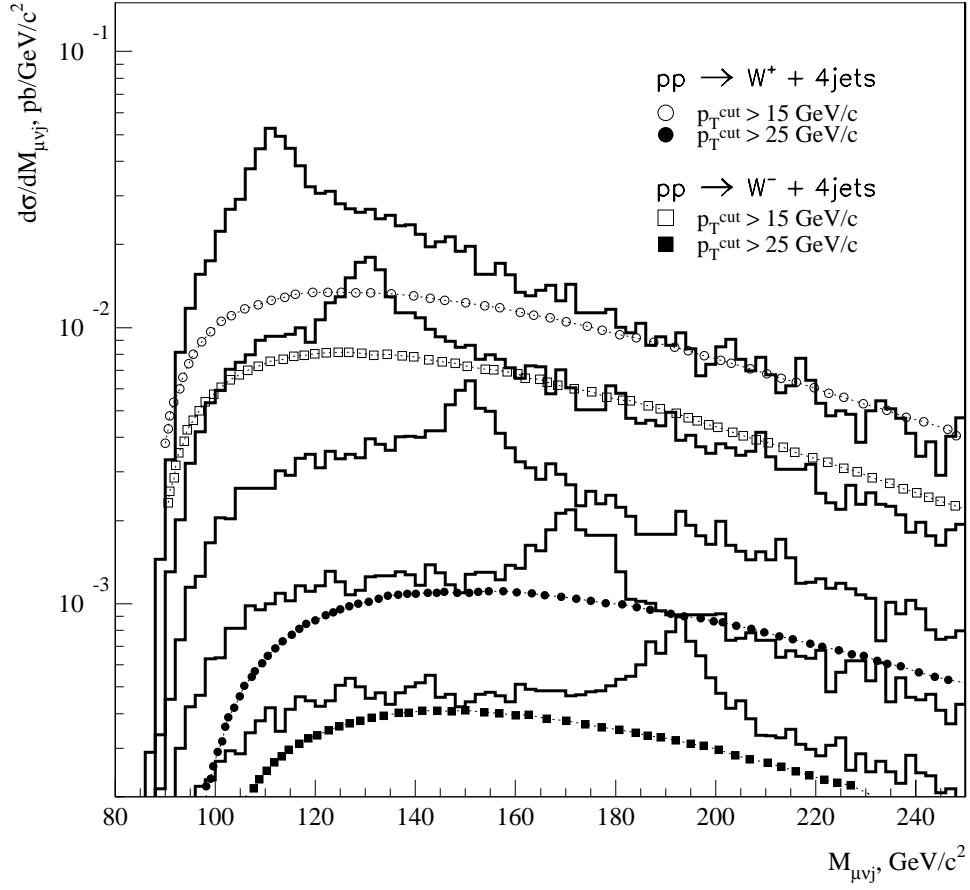


Рис. 8. $d\sigma/dM_{\mu\nu j}$ для событий с рождением $t\bar{t}$ при $m_t = 110; 130; 150; 170; 190 \text{ ГэВ}/c^2$ и $n_{jet} = 4$ (сплошные линии). Приведены также сечения фоновых процессов $pp \rightarrow W^\pm + 4 \text{ струи}$.

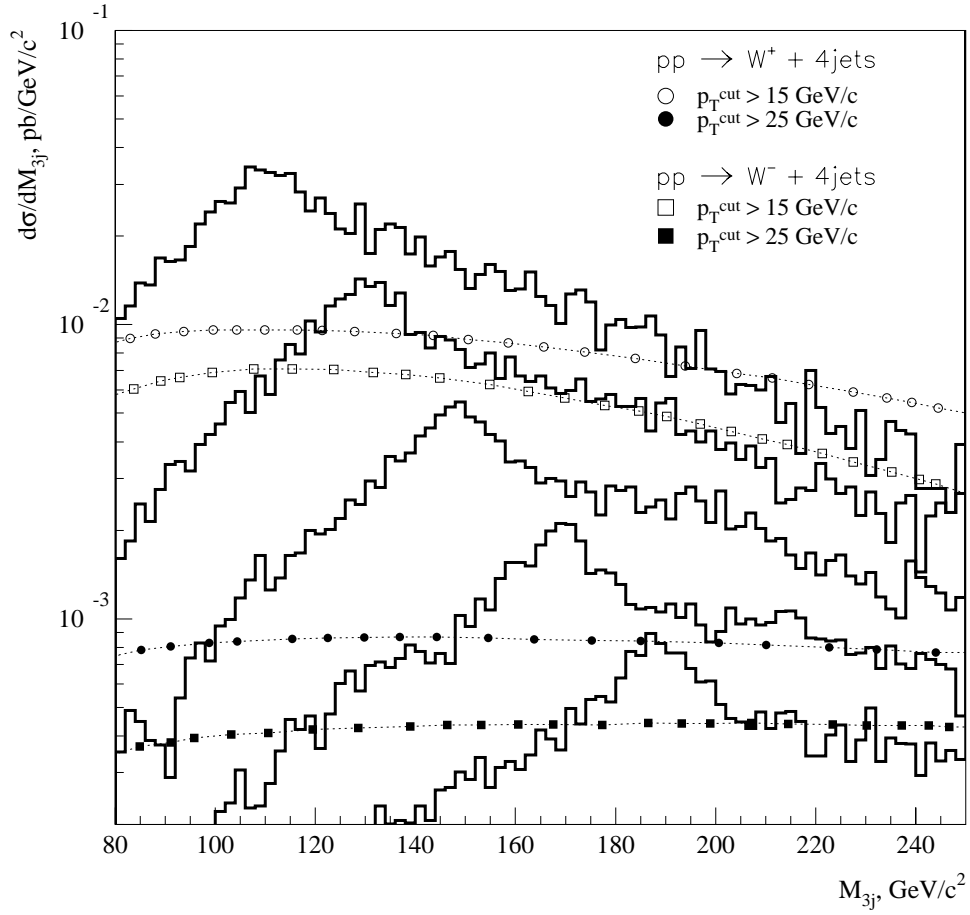


Рис. 9. $d\sigma/dM_{3jet}$ для событий с рождением $t\bar{t}$ при $m_t = 110; 130; 150; 170; 190$ ГэВ/ c^2 и $n_{jet} = 4$ (сплошные линии). Приведены также сечения фоновых процессов $pp \rightarrow W^\pm + 4$ струи.

Фон мягких событий

При $L = 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $\tau = 167 \text{ нс}$, например в pp -взаимодействиях, при $\sqrt{s} = 2.2 \text{ ТэВ}$ ожидается в среднем около 9 взаимодействий на одно пересечение пучков. Таким образом, события с рождением t -кварка будут происходить на фоне мягких событий. Для того чтобы воспроизвести необходимый фон, разработан алгоритм смешивания соответствующих монтекарловских событий от мягких и полужестких процессов столкновения адронов [2]. Каждое событие с рождением $t\bar{t}$ смешивалось с n_{mb} и n_{jet} событиями, смоделированными в рамках генераторов *MINIBIAS* и *TWOJET* пакета ISAJET. (Далее такие события называются смешанными событиями.) Числа n_{mb} и n_{jet} являлись случайными числами с пуассоновскими распределениями. При моделировании смешанных событий полагалось, что все составляющие их события имеют одну и ту же вершину.

Поскольку при наложении мягких событий в струи включаются фоновые частицы, необходима дополнительная оптимизация параметров R_0 и E_T^{miss} для алгоритма восстановления струй. Количественным критерием отбора оптимальных параметров, как и ранее, служит величина ширины сигнала от t -кварка.

При выделении сигнала от t -кварка в трехструйной моде на смешанных событиях параметры калориметра отвечали следующим значениям: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, $R_{em} = 0.0$ и $R_h = 0.0$. На рис. 10 приведена зависимость положения (M_x) и ширины (Γ) сигнала от значения R при $E_T^{min} = 0.1 \text{ ТэВ}$. При значении $R = 0.5$ ширина имеет минимальное значение, которое равно $\sim 20 \text{ ТэВ}/c^2$, а величина M_x совпадает с массой t -кварка.

Таким образом, в данной главе предлагается алгоритм, позволяющий наблюдать сигнал от t -кварка в спектрах трехчастичных эффективных масс продуктов его распада. Показано, что лучшими качествами обладает выборка событий, удовлетворяющая следующим критериям: полное число восстановленных струй в событии равно четырем; в конечном состоянии должен быть изолированный заряженный лептон с поперечным импульсом больше $15 \text{ ТэВ}/c$;

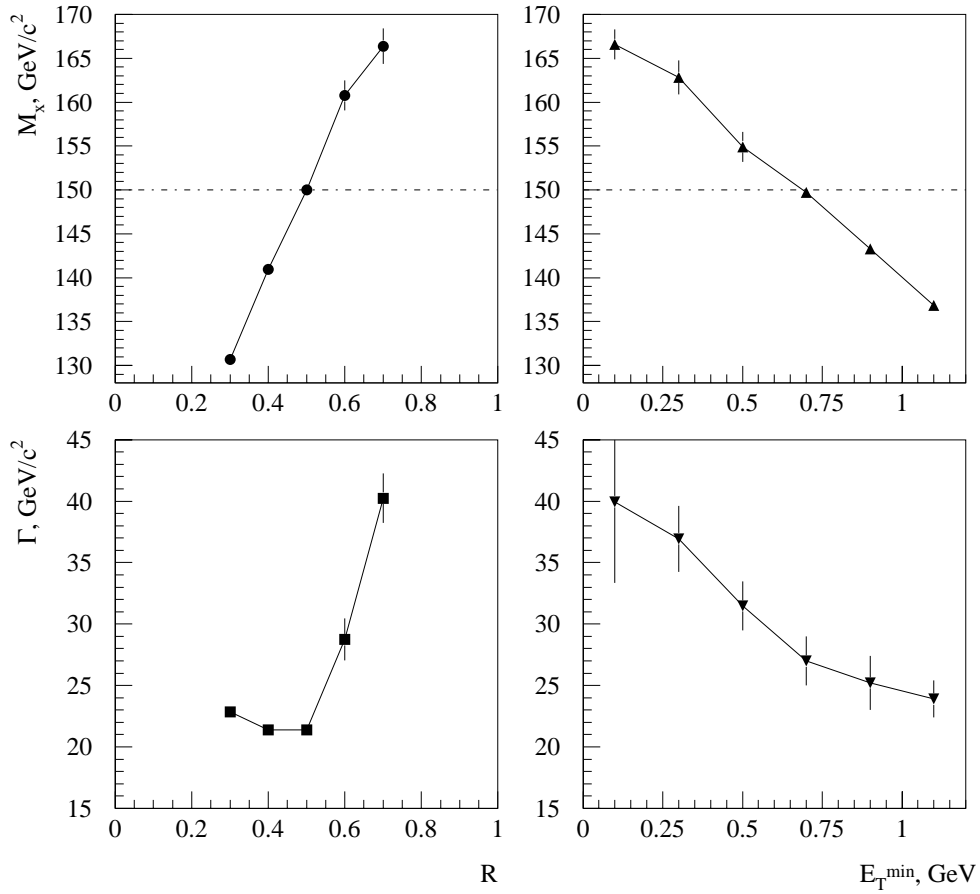


Рис. 10. Зависимость положения M_x и ширины Γ сигнала от t -кварка в распределении по M_{3j} от величины R струи (при пороге на поперечную энергию частиц $E_T^{\min} = 0.1$ ГэВ) и от E_T^{\min} (при фиксированном $R = 0.7$) в событиях с наложением мягкого фона. События с рождением t отвечают случаю $m_t = 150$ ГэВ/ c^2 .

недостающий поперечный импульс события превышает 15 ГэВ/с. Решение кинематического уравнения, связывающего импульс μ и недостающий поперечный импульс события, дает оценки параметров W .

Используя отобранные события и полученную оценку кинематических параметров W , удается наблюдать отчетливый сигнал от t -кварка в массовом спектре $M_{\mu\nu j}$. Распределение по M_{3jet} для событий, определяющих сигнал в спектре $M_{\mu\nu j}$, позволяет установить массу t -кварка вплоть до значений 190 ГэВ/с². Показано, что для улучшения отношения сигнала от t -кварка к фону от процесса $pp \rightarrow W + струи$ необходимо варьировать значение параметра p_T^{cut} , используемого в алгоритме восстановления струй, в зависимости от ожидаемой m_t . Однако в любом случае нижний порог его значения должен быть выше 15 ГэВ/с.

Четвертая глава посвящена описанию установки Д0. Рассмотрены основные параметры установки, которые, в частности, закладываются в пакеты моделирования откликов отдельных систем установки на прохождение частиц, рожденных в реакции столкновения адронов.

Важной стадией проведения эксперимента, влияющей на качество получаемых данных, является калибровка калориметров. В данной главе эта проблема исследуется подробно. Количественным критерием качества калибровки служат значение массы Z^0 -бозона и величина небаланса поперечного импульса события $\gamma + jets$.

Вычислены значения магнитной индукции в объеме торцевого тороида мюонной системы Д0 и сравнены с измеренными величинами.

Д0 — это многоцелевая экспериментальная установка, предназначенная для изучения $p\bar{p}$ -взаимодействий при энергиях тэватрона (ФНАЛ, США); ее внешний вид приведен на рис. 11.

Конструкция установки оптимизирована для изучения физических процессов рождения частиц и/или струй с большими p_t , ее параметры позволяют достаточно надежно идентифицировать электроны и мюоны, определять импульсы и энергии струй с большими

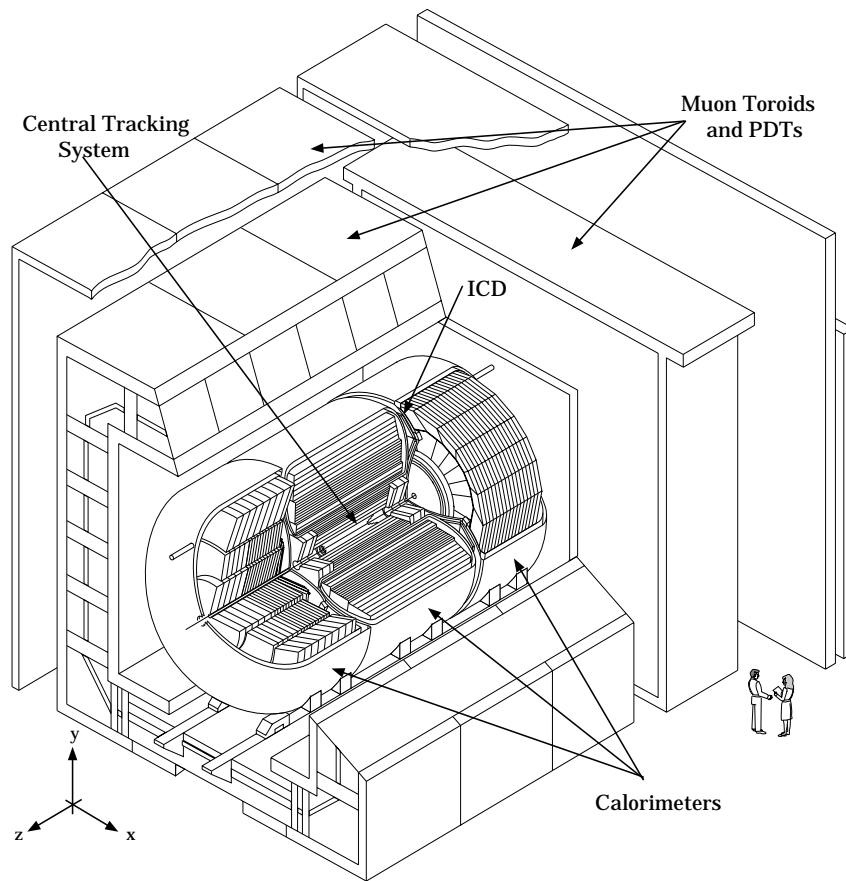


Рис. 11. Внешний вид детектора D0.

p_t , а также измерять недостающую поперечную энергию в событии. При проектировании установки и оптимизации ее параметров задача полной реконструкции отдельных частиц в струе не считалась ведущей. Поэтому было принято решение не использовать магнитное поле в центральных трековых системах.

Установки на встречных пучках представляют собой систему детекторов, каждый из которых имеет свои характерные особенности. Общая компоновка установки диктуется физикой взаимодействия частиц с веществом детекторов. В наибольшей степени взаимодействие с веществом влияет на точности измерений трековых детекторов. Трековые детекторы должны содержать как можно меньше вещества для того, чтобы минимизировать многократное рассеяние и потери энергии исследуемых частиц в веществе. Далее от точки встречи пучков ускорителя расположен калориметр, обладающий достаточной толщиной, чтобы поглощать всю энергию налетающих частиц, исключая мюоны. Наконец, мюоны идентифицируются с помощью детектора, расположенного за калориметром; любые заряженные частицы, следующие из точки взаимодействия и проходящие через калориметр, с большой вероятностью являются мюонами. Нейтрино непосредственно детекторами не регистрируются, но в определенных случаях на их рождение может указывать небаланс суммарного поперечного импульса всего события.

Вакуумная камера тэватрона проходит по оси установки Д0, а вакуумная камера теплого кольца пронизывает верхнюю часть калориметра на расстоянии ≈ 2.3 м от камеры тэватрона (рис. 11).

Установка Д0 имеет размеры: длину ~ 17 м, ширину ~ 11 м, высоту ~ 13 м и вес ~ 5500 тонн. Она помещена на массивную опорную платформу (на рисунке не показана), снабженную роликами, с помощью которых вся установка передвигается с места сборки в экспериментальный зал. На платформе также располагаются стойки с электроникой детектора и другими вспомогательными приспособлениями. Из-за высокой вероятности появления шумов количество цифровой электроники, такой как АЦП, на платформе детектора сведено к минимуму. Аналоговые сигналы с плат, находящихся на платформе, передаются в передвижной экспериментальный "домик".

”Домик” — это трехэтажная конструкция, где размещены электроника, триггер первого уровня, высоковольтные источники питания и т.п. Передвижной ”домик” также установлен на ролики и движется вслед за детектором по мере его перемещения в экспериментальный зал или обратно в техническую зону. Кабели, передающие данные с детектора и служебную информацию о состоянии детекторов, протянуты из передвижного ”домика” на второй этаж здания Д0, где расположен основной кластер ЭВМ. С помощью данного кластера проводятся экспресс анализ полученной служебной информации, реконструкция выборочных событий, визуализация данных. Заканчивается цикл сбора данных записью ”сырых” данных на 8-мм магнитные ленты.

Вклад ИФВЭ в эксперимент Д0 связан, в частности, с созданием калориметров и включает

- их изготовление и монтаж;
- калибровку модулей в тестовом сеансе, анализ этих данных;
- проведение off-line калибровки.

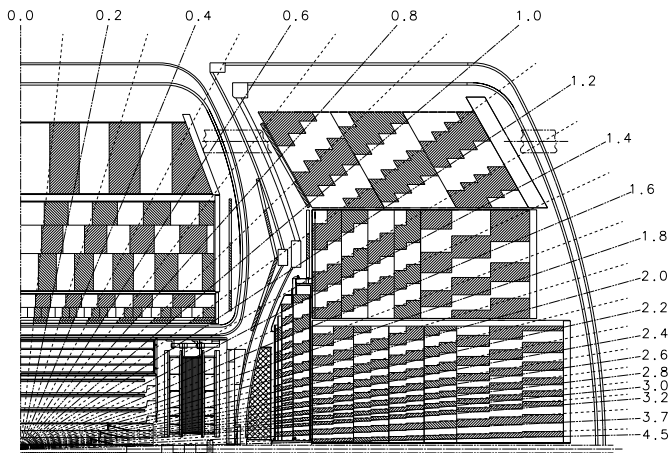


Рис. 12. Общий вид калориметров установки Д0. Показано также положение башен калориметров по η .

Общая структура калориметров и их проекционные башни показаны на рис. 12. На рисунке также приведены η координаты башен, заданные в глобальной системе координат установки.

Тестовый сеанс для исследования характеристик калориметров проведен в зоне "Neutrino West" (ФНАЛ) с использованием пионных и электронных пучков с энергиями в диапазоне от 5 до 150 ГэВ [10]. Исследуемые модули помещались в криостат, изготовленный из нержавеющей стали и заполненный жидким аргоном. Криостат имел форму цилиндра, длина которого составляла 5 м, а диаметр основания — 3 м. Вся система была размещена на подвижной платформе, которая позволяла разворачивать модули на некоторые углы по отношению к пучку. Пучок попадал в криостат через окно, прикрытое пластиной из нержавеющей стали толщиной 1.6 мм.

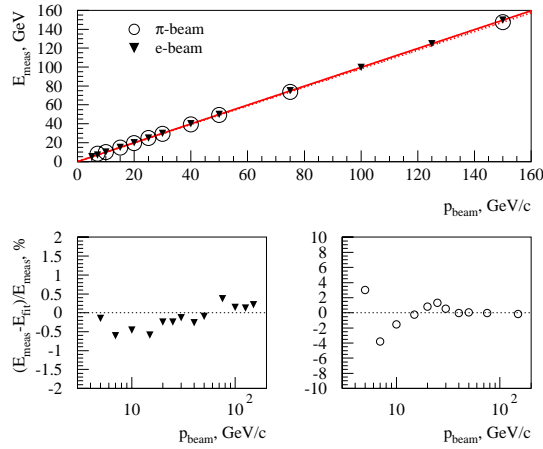


Рис. 13. Характеристики сигналов калориметров, полученные в тестовом сеансе. Сплошная линия — результат подгонки данных тестового сеанса для пионного пучка, а пунктирная — для электронного.

На полученных данных тестового сеанса исследовались характеристики сигнала в зависимости от импульса пучка. Анализ проведен в рамках следующего алгоритма:

- для каждой энергии пучка спектр оцифрованных амплитуд сигналов с калориметров аппроксимировался гауссианом, что

- позволяло найти среднее μ и ширину σ этого распределения;
- средние значения гауссианов аппроксимировались линейной зависимостью от энергии пучков (рис. 13);
 - σ аппроксимировалась зависимостью

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \left(\frac{N}{E}\right)^2, \quad (15)$$

где E — энергия пучка в ГэВ.

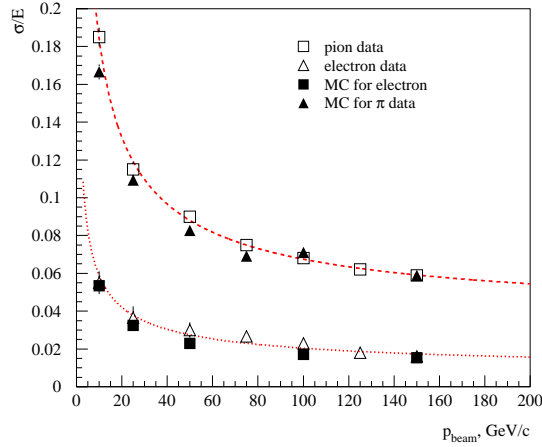


Рис. 14. Разрешение калориметров установки Д0.

Линейность зависимости наблюдаемой энергии от величины импульса частицы пучка исследовалась следующим образом. При каждой энергии пучка находилась разность между подогнанными прямыми и экспериментальными данными (рис. 13). Для электронов нелинейность отклика лежит в пределах $\pm 0.6\%$ во всем диапазоне p_{beam} . Для ЕСМН — $\pm 2\%$ (на рисунке не даны). Для пионов во всех ГН калориметрах она не выходит за пределы $\pm 2\%$, начиная с $p_{beam} \sim 10$ ГэВ/с.

Описание экспериментальных данных выражением (15), как показывают кривые на рис. 14, вполне удовлетворительно.

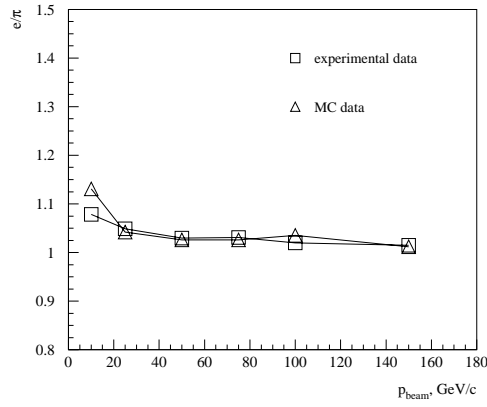


Рис. 15. e/π -отношение для адронных калориметров установки Д0.

Моделирование каскада, инициированного электроном, проведено пакетом EGS. МК-расчеты (рис. 14) демонстрируют неплохое согласие с данными, полученными в тестовом сеансе для электромагнитных модулей калориметров. МК-расчеты столь же удовлетворительно следуют аналитической зависимости (15). Значения параметров выражения (15), полученные на экспериментальных данных, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Параметры зависимости разрешения калориметров как функции энергии регистрируемой частицы

Параметры	ССЕМ	ЕСМН	ЕСИН
Толщина поглотителя	3 мм U	6 мм U	6 мм U
C	0.003 ± 0.003	0.032 ± 0.004	0.044 ± 0.001
$S, \sqrt{ГэВ}$	0.157 ± 0.006	0.41 ± 0.04	0.501 ± 0.008
$N, ГэВ$	0.29 ± 0.03	$\sim 0.975^a$	

^{a)} Эта величина зависит от используемого числа ячеек калориметра.

В тестовом сеансе также исследованы модули калориметров ЕСМН и ЕСИН. Экспериментальные данные проанализированы аналогично изложенному выше. Полученные характеристики приведены в табл. 3. При моделировании пионных каскадов использовались пакеты GEANT/GEISHA. Результаты моделирования показаны на рис. 14. МК-оценки неплохо согласуются с экспериментом при $p_{beam} \geq 20$ ГэВ/с; однако разрешение, отвечающее реальным данным при $p_{beam} = 10$ ГэВ/с, в ~ 1.12 раза хуже, чем ожидаемое из МК-моделирования.

Одним из важных свойств адронных калориметров является скомпенсированность, т.е. совокупность тех качеств, которые позволяют получить отношение сигналов от электронов и пионов равным единице.

Для исследования отношения e/π в зависимости от энергии использовался прототип модуля ЕСМН. Отношения e/π , полученные на данных тестового сеанса и с помощью МК-моделирования, показаны на рис. 15. Приводимые экспериментальные данные поправлены на потери, связанные с наличием порогов регистрации и с утечками наблюдаемой энергии. Поправочные коэффициенты определялись МК-моделированием, проведенным в рамках пакета GEANT/GEISHA. Типичный уровень поправок не превышает 3–6%. В ошибки экспериментальных данных включена систематическая погрешность, обусловленная ограниченностью объема статистики, используемой для оценки геометрического аксептанса калориметра, а также оценки неточностей, возникающих из-за особенностей алгоритма восстановления адронных ливней. Последние получены при сравнении восстановленной энергии при использовании двух размеров матрицы по $\Delta\eta \times \Delta\phi$: 8×8 и 18×18 башен и составляют $\sim 0.5\%$. Утечки в продольном направлении за заднюю стенку калориметра оказались существенно ниже ошибок измерения, поэтому мы не вводили поправок, связанных с продольными размерами калориметра.

Из рис. 15 видно, что все экспериментальные данные лежат в пределах от 1.02 до 1.09, причем среднее этого отношения соответствует значению 1.04 ± 0.03 .

Off-line калибровка калориметров

Следствием использования жидкого аргона является наличие достаточно габаритной криогенной системы, которая ограничивает использование калибровок, полученных в тестовых сеансах. Причинами таких ограничений может служить, например, некоторое несоответствие в размерах и конструкции криостатов, различие температурных режимов и т.д. Поэтому необходимо проводить дополнительную калибровку калориметров в условиях сеанса. В основу таких процедур положен принцип подгонки значений, полученных в текущем эксперименте для некоторых известных мировых констант, к их табличным значениям. Как правило, эта трудоемкая процедура проводится в режиме off-line.

Благодаря тестовому сеансу были получены таблицы калибровочных констант. Эти константы являются результатом минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_{\eta} \sum_p \sum_{i=1}^N \left(\frac{p_i - E_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (16)$$

где p_i — импульс пучковой частицы для i -ого события; E_i — энергия, полученная при преобразовании отклика калориметра в цифровой код. σ_i — энергетическое разрешение калориметра при импульсе пучка p_i ; N — полное число наблюдаемых событий. Преобразование отклика в энергию, наблюдаемую с помощью калориметра в i -ом событии, выполняется по следующей формуле:

$$E_i = \alpha \sum_{j=1}^M \beta_j E'_{ji} + \delta, \quad (17)$$

где M — количество слоев калориметра, α — константа, которая учитывает все поправки возникающие из-за неэффективности преобразований АЦП→ГэВ, β_j — соответствующий вес j -ого слоя калориметра, а E'_{ji} — отсчеты, полученные в j -ом слое калориметра в i -ом событии. Членом δ обозначены все те вклады, которые не зависят от энергии пучка и углов его падения на калориметр.

Жесткость требований, предъявляемых к технологическому процессу изготовления модулей и их сборке в окончательную конструкцию, позволяет считать правомерным использование калибровочных констант, полученных в результате обработки данных тестового сеанса, для модулей, не вошедших в группу протестированных. Выбор двух EM-модулей для исследования в тестовом пучке был случаен, поэтому оценку, полученную для вариации отклика, можно считать уровнем ожидаемого разброса откликов всех 32 модулей. Тем не менее проведено дополнительное уточнение калибровочных констант на экспериментальных данных, полученных в сеансах RUN I.

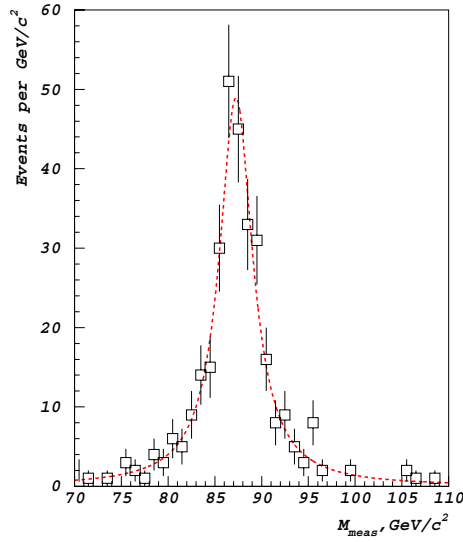


Рис. 16. Распределение по эффективным массам e^+e^- -пар в области Z^0 . Пунктирная кривая — результат его аппроксимации видом (10).

Показателем качества оценок, полученных в тестовом сеансе для калибровочных констант служили результаты восстановления массы Z -бозона в распаде по каналу $Z \rightarrow e^-e^+$ (рис. 16) на статистике 13.9 пкб^{-1} для событий, где электрон и позитрон попали в центральный калориметр. Это требование уменьшило статистику с ~ 750 (полное число событий) до ~ 313 . Параметры Z -бозона получены

по распределению эффективных масс лептонов при подгонке его выражением 10. Восстановленная масса Z -бозона оказалась равной (87.11 ± 0.18) ГэВ/ c^2 .

Таблица 4. Восстановленная масса Z -бозона в распаде $Z \rightarrow e^-e^+$ (использованы калибровки, полученные только по данным тестового сеанса)

ЕМ калориметр	M_Z^{LEP}/M_Z^{D0}
СС	$1.047 \pm 0.002 \pm 0.020$
ЕС, Север	$1.035 \pm 0.011 \pm 0.016$
ЕС, Юг	$1.005 \pm 0.011 \pm 0.018$

Так как полученное и истинное значения масс несколько отличаются (табл. 4), то были введены дополнительные поправки энергии

$$E_{true}^i = \gamma^i E_{meas}^i. \quad (18)$$

Базисными распределениями dn/dE , используемыми для определения значений этих поправок, служили спектры, полученные для событий, которые принадлежат следующим классам:

- МВ-события. Их глобальная симметрия по ϕ позволяет ожидать, что распределения $1/N dn/dE$ подобны для всех модулей, включая прошедшие тестовый сеанс.
- В рамках этого же класса событий искались поправки для каждого модуля при условии, что найденные поправки минимизируют разности между энергиями, которые найдены усреднением энергий, регистрируемых каким-либо одним модулем и соответственно всеми модулями (метод ϕ -симметрии).
- В событиях с $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z \rightarrow e^+e^-$ и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ искомые поправки должны минимизировать отклонение полученных масс от их табличных значений.
- Наконец, при определении поправок к калибровочным константам адронных калориметров использовался класс событий $\bar{p}p \rightarrow \gamma + jet$.

Масса Z -бозона

Этот метод используется только после "выравнивания" калибровочных констант методом ϕ -симметрии. Он позволяет перейти от относительных поправок, полученных методом ϕ -симметрии, к абсолютным значениям калибровочных констант ЕМ-калориметра. Распад Z -бозона обладает тем замечательным свойством, что рожденные в распаде лептоны имеют широкий диапазон энергий (от ~ 25 до ~ 80 ГэВ в кинематической области перекрываемой СС). В рамках нашего подхода предполагается, что

$$E_{true}^e = \kappa E_{meas}^e + \rho, \quad (19)$$

где κ и ρ — поправочные коэффициенты, которые в первом приближении не зависят от каких-либо кинематических переменных. E_{true}^e и E_{meas}^e — соответственно истинная и измеренная энергии электрона (позитрона).

Как известно, инвариантная масса пары лептонов в приближении $m_l = 0$ равна

$$M = 2\sqrt{E_1 E_2} \sin \frac{\omega}{2}, \quad (20)$$

где E_1, E_2 — энергии лептонов, а ω — угол их разлета. Подставив (19) в (20) и разлагая по $\frac{\rho}{\kappa M_{meas}^2}$, получаем с точностью до члена $\sim \rho^2$, что истинная масса векторного бозона выражается через измеренные величины как

$$M_{LEP} = \kappa M_{meas} + f\rho, \quad (21)$$

где

$$f = 2 \frac{E_1^{meas} + E_2^{meas}}{M_{meas}} \sin^2 \frac{\omega}{2}. \quad (22)$$

(За истинную массу принимаем ее значение, полученное в экспериментах на LEP, где она измерена с хорошей точностью.) Таким образом, справедливо следующее выражение:

$$M_{meas} = \frac{M_{LEP}}{\kappa} - f \frac{\rho}{\kappa}. \quad (23)$$

Используя выражение (23), на выборке событий с распадом $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ методом максимального правдоподобия получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned}\kappa &= 1.050 \pm 0.015, \\ \rho &= (-0.320 \pm 0.780) \text{ ГэВ}.\end{aligned}$$

Рассмотренный алгоритм и метод ϕ -симметрии используется в рамках единой рекурсивной процедуры на стадии, предшествующей полной реконструкции событий. Улучшить результаты калибровок тестового сеанса удастся, проведя всего несколько итераций.

Калибровка струй адронов

Исследования восстановленных масс Z -бозона продемонстрировали, что калибровки ЕМ-калориметров проведены с точностью до некоторой мультипликативной константы. Анализ баланса поперечной энергии событий с учетом вклада адронных калориметров показал, что аналогичная проблема существует и для калибровок адронных калориметров. Поэтому необходимо проводить процедуру, подобную описанной выше и позволяющую получить поправки к калибровочным константам адронного калориметра, которые будут более корректно переводить величину "наблюдаемой" энергии калориметров в истинное ее значение.

Для калибровки адронных калориметров использованы события " γ " + *jet*, где " γ " может означать и рождение π^0 -мезона в случае малого угла разлета γ -квантов от распада π^0 -мезона. Причем отбираются те события, где " γ " и струя летят в разные полусферы по ϕ (рис. 17).

Метод основан на том, что недостающая поперечная энергия \cancel{E}_T в таком классе событий возникает в основном за счет рассогласования калибровок при регистрации энергий " γ " и адронной струи. МК-моделирование показало, что отклик в калориметрах, полученный от струи, будет слабее, чем отклик от " γ " в ЕМ калориметре. Следовательно, направление $\vec{\cancel{E}}_T$ практически совпадает с направлением поперечной компоненты импульса струи. Тогда как проекция

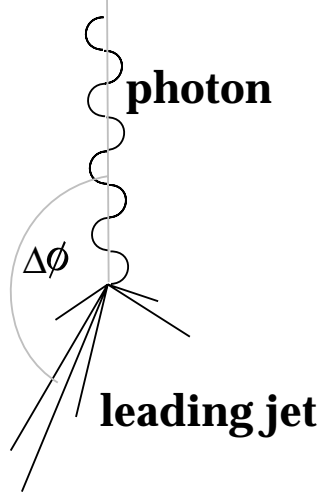


Рис. 17. Общая диаграмма процесса $\gamma + jet$.

\vec{E}_T на поперечное направление импульса фотона в среднем будет иметь отрицательное значение.

Все сказанное соответствует следующему аналитическому выражению поправки энергии (R_{jet}) адронного калориметра. В силу того, что отобраны квазидвухчастичные процессы, то справедливо следующее соотношение:

$$\vec{E}_{Tjet}^{true} + \vec{E}_{T\gamma}^{true} = 0. \quad (24)$$

Однако на эксперименте реализуется следующая ситуация:

$$\vec{E}_{Tjet}^{meas} + \vec{E}_{T\gamma}^{meas} = -\vec{E}_T \quad (25)$$

или в рамках используемого нами приближения (18) (с заменой обозначений $\gamma \leftrightarrow 1/R$)

$$R_{jet}\vec{E}_{Tjet}^{true} + R_{\gamma}\vec{E}_{T\gamma}^{true} = -\vec{E}_T. \quad (26)$$

Поскольку к данному моменту EM -калориметры откалиброваны, то $R_{EM} = 1$. Тогда, используя (24), можно определить искомые

поправки, используя следующее уравнение:

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{E}_T^\gamma \cdot \vec{n}_T^\gamma}{E_T^\gamma}, \quad (27)$$

где \vec{E}_T^γ — поперечная энергия фотона, а \vec{n}_T^γ — единичный вектор, заданный в поперечной плоскости вдоль направления вылета γ .

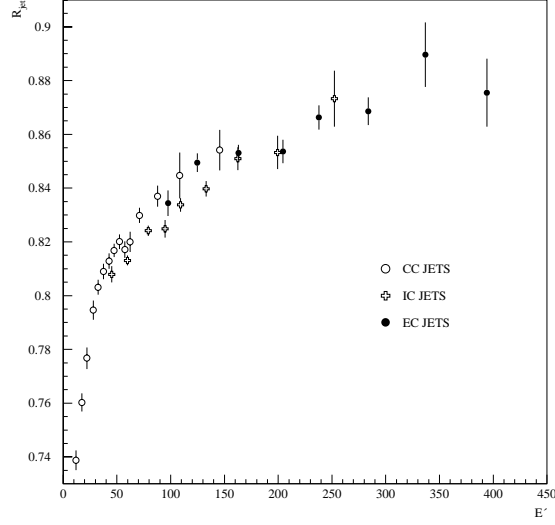


Рис. 18. Значение поправок R_{jet} в зависимости от измеренной энергии E' (ГэВ) адронной струи. Данные отвечают следующим областям: $|\eta_{jet}^{CC}| < 0.7$, $0.7 < |\eta_{jet}^{IC}| < 1.8$ и $1.8 < |\eta_{jet}^{EC}| < 2.5$.

Мюонная система

Мюонный детектор установки Д0 представляет собой систему из пяти железных тороидальных магнитов, окруженных несколькими суперслоями пропорциональных дрейфовых камер. Суперслой А и В смонтированы непосредственно на внутренних и внешних поверхностях магнитов, суперслоем С удален от слоя В на расстояние более чем в 1 м (рис. 11).

Исторически мюонная система в эксперименте Д0 делится на два детектора: WAMUS (Wide Angle Muon System) и SAMUS (Small Angle Muon System). Мюонные камеры WAMUS перекрывают соответственно интервал $|\eta| < 2.5$, тогда как SAMUS — $2.5 < |\eta| < 3.6$.

Эти детекторы предназначены для регистрации мюонов, рожденных во взаимодействии протонов и антипротонов, а также для определения их кинематических параметров [13]. Принцип действия, положенный в основу функционирования таких систем, отвечает тому, что заряженная частица, обладающая высокой проникаемостью, достаточной для проникновения через материалы калориметра и железо магнитов, под действием магнитного поля изменяет свою траекторию движения. Траектория движения мюонов регистрируется с помощью дрейфовых камер, пространственно разнесенных на некоторое расстояние друг от друга. МК-исследования позволили оптимизировать параметры калориметра и железа магнита таким образом, чтобы практически все каскадные частицы электромагнитных и адронных ливней, за исключением мюонов, поглощались совокупностью материалов калориметров и магнитов.

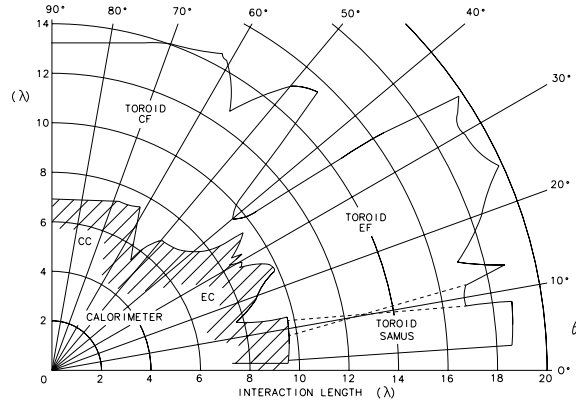


Рис. 19. Распределение вещества в детекторе Д0.

На рис. 19 показана вариация толщины пассивного вещества, которое пронизывает мюон в зависимости от его полярного угла

вылета из вершины взаимодействия с координатами $(0., 0., 0.)$. Из рисунка видно, что толщина материала варьируется от ~ 9 до $\sim 20 \lambda_0$. Мюон выходит из железа магнита, если величина его энергии более 3.5 ГэВ (для глубин при $\eta = 0.$) и более 5.5 ГэВ в области псевдобыстрот $\eta \sim 2.8$. Однако в целях повышения эффективности регистрации событий с мюоном реальный порог на его энергию выбирается выше указанных минимальных значений. Например в случае детектора SAMUS даже при энергии в 10 ГэВ эффективность регистрации мюонов составляет $\sim 1 \%$.

Проблема каскадных мюонов исследована в главе 2, где было показано, что в условиях эксперимента Д0 существуют такие пороги на кинематические параметры мюонов, которые позволяют сделать пренебрежимо малым вклад каскадных мюонов в исследуемые физические процессы.

Принятый принцип компоновки детектора Д0 (рис. 11) позволяет исследовать характеристики мюонов, рожденных среди продуктов адронной струи. Заметим, что для электронов эффективность регистрации событий подобной топологии крайне низка. Таким образом, мюонная система играет ведущую роль в исследовании процессов, подобных инклюзивному образованию b -кварков.

Пакет реконструкции мюонов, отсчеты которых регистрируются детектором SAMUS, создан усилиями физиков ИФВЭ. Также создан, отлажен и включен в общую Д0 библиотеку общецелевой пакет, реализующий кальмановскую процедуру для реконструкции мюонов.

Расчеты и измерения магнитных полей тороидов

Одним из важнейших этапов в разработке экспериментальных установок является расчет и оптимизация систем, создающих и/или несущих магнитные поля. Примером такой системы может служить конструкция, состоящая из сверхпроводящего соленоида и замыкающего его магнитный поток контура, изготовленного из намагничивающегося железа [3]-[5].

Другой подобной системой являются намагниченные мюонные фильтры, одна из функциональных задач которых — это отсець

мягкую компоненту проникающего излучения (ПИ). (Происхождение ПИ обусловлено развитием адронных ливней на ядрах плотных сред калориметра.) Второе не менее важное предназначение таких фильтров связано с движением мюонов в магнитном поле. Измерения отклонения от первоначальной траектории движения мюонов, проницающих железо магнитов, позволяют определить его импульс.

Общий алгоритм решения задач по оценке величины магнитной индукции в системах различной конфигурации определяется следующими этапами:

1. Перебор возможных вариантов компоновки системы и выбор конкретной ее геометрии, позволяющей получить необходимые физические параметры (значения магнитной индукции и токов, уровень рассеянных полей).
2. Оптимизация магнитной системы в рамках физических процессов, которые предполагается изучить на проектируемой установке.
3. Оптимизация размеров магнитной системы в рамках полной геометрии установки.
4. Оценки локальных нагрузок каждого элемента, природа которых обусловлена наличием магнитных полей; конструкторская разработка магнитной системы и ее техническое производство.
5. Измерение напряженности магнитной индукции собранной магнитной системы и сравнение полученных значений с расчетом.
6. Создание блока программ, позволяющих интерполировать измерения и расчетные данные в любую точку установки.

В сотрудничестве УКД и Д0 [3]-[5], [16] на стадиях (1)-(4) за одну из базисных программ, используемых для расчетов, принят пакет POISSON.

После окончания полной сборки магнитов проведены тестовые измерения магнитных полей. Так как конструктивно центральный тороид представляет собой две соединенные вместе зеркально отраженные С-образные конструкции, поэтому достаточно просто измерить магнитную индукцию в средней верхней точке соединения

ярма (точка 1). Была также измерена величина магнитной индукции в средней точке верхней части вертикальной стороны одной из С-частей магнита (точка 2). Измеренные значения поля, а также результаты расчета приведены в табл. 5.

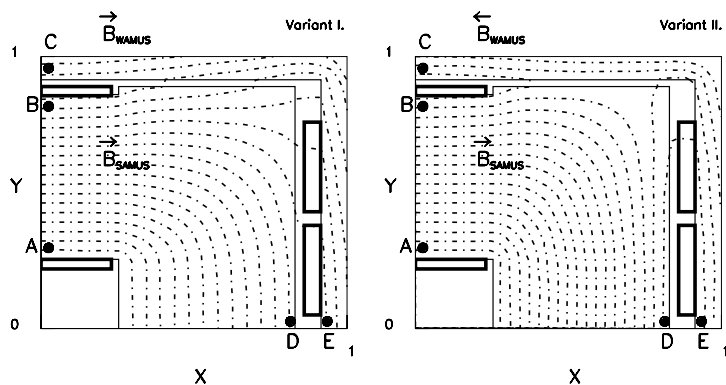


Рис. 20. Эквипотенциальные поверхности, отвечающие решению уравнения Пуассона для системы $EF \oplus SAMUS$.

Поскольку детектор SAMUS создавался в ИФВЭ, расчеты магнитных полей проведены параллельно в ИФВЭ и ФНАЛ. Как показали наши исследования, воздушные зазоры между магнитами EF и SAMUS не достаточны для того, чтобы пренебречь их взаимным влиянием. Поэтому оценки магнитных полей проведены для совокупной системы $EF \oplus SAMUS$. Эквипотенциальные поверхности, отвечающие решениям уравнения Пуассона для указанной геометрии, показаны на рис. 20. В табл. 5 приведены значения магнитной индукции в некоторых характерных точках системы $EF \oplus SAMUS$ (рис. 20). Здесь же даны значения измеренных полей (вариант I), а также результаты расчетов, проведенных с помощью других пакетов. Отдельной колонкой (вариант II) демонстрируются значения полей для варианта, где использована та же геометрия магнитов, но токи в катушках EF и SAMUS текут в противоположных направлениях.

Таблица 5. Величина магнитной индукции, полученная прямым измерением и расчетом, проведенным пакетами POISSON, ANSYS и TOSCA

Магнит	Точка	Вариант I				Вариант II
		Измерение, Тл	POISSON, Тл	ANSYS, Тл	TOSCA, Тл	POISSON, Тл
CF	1	1.92		1.934	1.941	
	2	1.84		1.867	1.854	
EF	C		1.79	1.77	1.762	1.918
	F	1.96	1.99	1.91	2.012	1.94
SAMUS	A		2.068	2.1	2.086	1.778
	B	1.99	2.07	2.11	2.102	1.78
	D	1.56	1.54	1.48	1.546	1.99
	E		1.54			1.98

На заключительной фазе подготовки эксперимента D0 полученные значения магнитной индукции были затабулированы, а соответствующие таблицы с необходимыми распаковывающими их программными кодами введены в пакеты D0-GEANT и D0-RECO.

Триггерная система

При типичной светимости во время сеанса $1A$ в $5 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и полном сечении $p\bar{p}$ -столкновений при $\sqrt{s} = 1.8 \text{ ТэВ}$ в ~ 80 мб скорость счета $p\bar{p}$ -взаимодействий составляет ~ 400 кГц. Подавляющее большинство этих событий отвечают физике "мягких" взаимодействий. Поэтому в эксперименте D0 используется многоуровневая триггерная система, которая спроектирована таким образом, чтобы с большим коэффициентом отбраковывать ненужные события и с высокой эффективностью сохранять интересные процессы. Вся триггерная система подразделена на четыре уровня: (1)L0, (2)L1, (3)L1.5, (4)L2. Отметим, что в первой части сеанса I триггер L1.5 не использовался.

В течение сеанса требования, предъявляемые к выборкам событий, пропускаемых триггером, несколько раз модифицировались. По конвенции, принятой в рамках сотрудничества D0, полная информация об этих изменениях заносилась в специальные файлы слежения о состоянии триггерного листа. Модификации также отражались в

кодировке номера триггерного листа, который в общем случае имеет структуру $N.M$. Существенные изменения, вносимые в триггерную таблицу, соответствовали изменению числа N , а непринципиальные изменения приводили к возрастанию значения числа M .

Триггер $L0$

Триггер $L0$ отвечает за запуск системы сбора данных в случае неупругого взаимодействия $p\bar{p}$, а также за контроль уровня и стабильности светимости, "поставляемой" ускорителем в зону эксперимента. $L0$ состоит из двух годоскопов, каждый из которых собран из двух слоев скинтилляционных полос. Полосы первого слоя повернуты относительно полос второго на угол в 90° . Годоскопы смонтированы на внешних поверхностях криостатов соответственно северного и южного торцевых калориметров. Таким образом, они разнесены на расстояния ~ 140 см от центра установки.

Эти годоскопы обеспечивают частичную регистрацию частиц с псевдобыстродами из области $1.9 \leq |\eta| \leq 4.3$ и почти полную их регистрацию в области $2.3 \leq |\eta| \leq 3.9$.

Логика триггера такова, что событие пропускается триггером, если есть совпадение сигналов из северного и южного годоскопов. Для указанных интервалов псевдобыстрот частицы, рожденные в недифракционном неупругом событии, "запускают" его с эффективностью $\geq 99\%$.

Кроме идентификации неупругого события, с помощью системы годоскопов триггера $L0$ находится координата z вершины первичного взаимодействия. Поскольку распределение положения вершины взаимодействия по этой координате довольно широкое (его среднеквадратичное отклонение $\sigma = 30$ см), оно может являться потенциальным источником ошибки в определении величины E_T . Координата z на уровне триггера $L0$ определяется как разность времен поступления сигналов с северного и южного плеч триггера.

Триггер *L1*

В стационарном режиме тэватрон имел по шесть банчей как протонов, так и антипротонов, время между их пересечениями соответствовало 3.5 мксек. Отбор событий в рамках данного интервала времени не изменял значения мертвого времени всей установки, определяемого по временам выработки сигналов системами установки и их перехода в состояние готовности.

Головной блок триггера *L1* обрабатывает оцифрованную информацию, поступившую с его отдельных подсистем, вырабатывая общий управляющий сигнал, указывающий на необходимость сохранения события для дальнейшего анализа, если оно соответствует каким-либо триггерным условиям. В эксперименте Д0 основными подсистемами триггера *L1* являются калориметр, мюонная система и триггер *L0*. На уровне триггера *L1* также вырабатывается вето, связанное с выравниванием скоростей счета, т.е. задается константа, определяющая фактор подавления частоты записи события определенного типа.

Следует заметить, что если событие удовлетворяет нескольким состояниям из списка триггерного листа, то каждое из них заносится в соответствующее служебное слово, отведенное для триггера *L1*.

Триггер *L2*

После прохождения триггера *L1* событие поступает на вход триггера *L2*. Для сеанса 1А частота поступления таких событий не превышала величины 200 Гц. В отличие от триггеров *L0* и *L1*, триггер *L2* является триггером с программным сопровождением, которое было размещено на ферме из 48 VAX-stations 4000-60. Этот кластер ЭВМ предназначен для сбора и обработки сырых данных, включая информацию с *L0* и *L1*, а также для проведения быстрой предварительной частичной реконструкции, на основе которой вырабатывается решение триггера *L2* о необходимости сохранения/отбраковки рассматриваемого события. Для выработки положительного решения событие должно удовлетворять одному из 128 программируемых

условий, представленных в триггерном листе. Эти условия задаются логическими выражениями, которые соответствуют выполнению или невыполнению определенных требований, предъявляемых к параметрам событий. Типичным примером таких требований является наличие электромагнитных и адронных струй и мюонов, имеющих значения поперечной энергии выше некоторого порога, и т. д.

На уровне триггера $L2$ все сырые данные о событии структурируются в виде банков, жестко фиксированных в рамках сотрудничества Д0 и отвечающих формату ZEBRA. Программа частичной реконструкции, используемая на этом этапе, в целом подобна пакету полной реконструкции. Используя эти ZEBRA банки, проводится частичная реконструкция события и проверяется соответствие его параметров каждому из 128 условий триггера $L2$. Если событие отвечает одному или нескольким условиям, то все сырые данные (теперь уже в формате ZEBRA), включая информацию с триггеров $L0$, $L1$ и $L2$, передаются и записываются на жесткие диски так называемой "host" ЭВМ. По мере заполнения диска события переносятся на 8-мм магнитную ленту. Триггер $L2$ формирует несколько потоков данных, обладающих какими-либо общими признаками.

Два основных потока имели признак "all" и "expressline". Из названия понятно, что поток "all" включал все прошедшие события. Поток "expressline" состоял из тех событий, которые в соответствии с информацией, полученной с триггера второго уровня, имели предпочтительный интерес в соответствии с приоритетами физических задач, определенными в рамках сотрудничества. Скорость передачи информации с триггера второго уровня на диск фермы ЭВМ зависела от потока данных: для потока "all" данные записывались со скоростью 1-2 Гц, а для потока "expressline" — ~ 0.3 Гц. Для событий потока "expressline" проводилась практически полная реконструкция, ее результаты демонстрировались на дисплее "контрольной" комнаты, однако эти результаты не переписывались на емкий долговременный носитель и лишь некоторое время хранились на дисках "фермы". Анализ событий-кандидатов, отвечающих рождению $t\bar{t}$, проводился в режиме обработки потока "expressline".

Реконструкция событий и идентификация частиц

Данные с детекторов представляют собой оцифрованные сигналы (отсчеты), например с ячеек калориметров и проволочек трековых камер и т.д. Поэтому сами по себе они не дают информации о природе частиц, рожденных в адрон-адронном взаимодействиях, и их кинематических параметрах. Процесс согласования этих "сырых" данных с гипотезами о рождении каких-либо физических объектов называется реконструкцией события, а соответствующий пакет программ в эксперименте Д0 называется D0RECO.

Полная реконструкция событий проводится пакетом D0RECO в режиме off-line. Этот пакет содержит более 2×10^5 строк. Он создавался многие годы усилиями сотен физиков и программистов. Безусловно, программа такой сложности и объема требует тщательной проверки. Уже в течение сеанса 1А пакет D0RECO претерпел несколько серьезных модификаций, которые отражались в изменении номера его версии с 10.12 по 12.21.

По принятому сотрудничеству Д0 стандарту на выходе D0RECO создаются два файла различного типа:

- Файлы STA содержат сырые данные, дополненные результатами полной реконструкции. Эти файлы достаточно велики (обычно 600 кбайт/соб.). Содержащаяся в них информация обычно используется для полного анализа событий на графических станциях и по мере необходимости для повторной реконструкции событий программой D0RECO. Например, из-за малого количества событий-кандидатов в рождение пар $t\bar{t}$ их анализ существенно облегчался тем, что STA файлы можно было хранить на локальном диске.
- Файлы DST (Data Summary Tape) уже содержат в основном сжатую информацию о типе объектов и их кинематических параметрах, полученных при полной реконструкции события.

В пятой главе исследованы процессы парного рождения $t\bar{t}$, наблюдаемые в эксперименте Д0. Даны оценки сечения этого процесса и массы t -кварка.

Таблица 6. Кинематические условия, обогащающие выборку без дополнительного мягкого лептона событиями с рождением $t\bar{t}$

	Канал	$e + jets$	$\mu + jets$
	Триггерные условия	$E_T(e) > 15$ ГэВ $ \eta(e) < 2.5$ $\cancel{E}_T^{cal} > 13$ ГэВ две струи с $E_T(jet) > 10$ ГэВ $ \eta(jet) < 2.5$	$p_T(\mu) > 10$ ГэВ μ трек в WAMUS одна струя с $E_T(jet) > 10$ ГэВ $ \eta(jet) < 2.5$
off-line условия			
1	Лептон	$E_T(e) > 20$ ГэВ $ \eta^{det}(e) < 2.$	$p_T(\mu) > 15$ ГэВ $ \eta(\mu) < 1.7$
2	Недостающая энергия	$\cancel{E}_T^{cal} > 25$ ГэВ	$\cancel{E}_T^{cal} > 20$ ГэВ $\cancel{E}_T > 20$ ГэВ
3	Струи	4 струи с $E_T(jet) > 15$ ГэВ и $ \eta(jet) < 2.$	
4	"Мягкий" порог	$A > 0.03$	
	Стандартные пороги	$A > 0.05$ $H_T > 200$ ГэВ	

Критерии отбора событий

В сотрудничестве Д0 для характеристики конечных состояний событий, являющихся результатом столкновения начальных адронов используются как традиционные, так некоторые специальные переменные. Для каждого события значения всех переменных заносятся в соответствующие банки, созданные в формате, который отвечает требованиям пакета ZEBRA. Унифицированная таким способом информация, накопленная во время сеанса и обработки экспериментальных данных, становится доступной всем участникам сотрудничества Д0. Поэтому правомерно говорить о том, что исследование конечных состояний реакции взаимодействия адронов сводится к анализу векторов, определенных на многомерном пространстве совокупности всех этих переменных.

Значения порогов на переменные, использованные для выделения событий с рождением пар $t\bar{t}$ [11]-[15], приведены в табл. 6.

В эксперименте найдено, что полностью всем стандартным требованиям удовлетворяют 14 событий $p\bar{p} \rightarrow l + jets$, тогда как "мягким" порогам — 29 событий (табл. 7 и 8). В табл. 8 приведен уровень значимости (S) того, что наблюдаемые числа событий — результат флуктуации фона. Видно, что вероятность такой гипотезы невелика.

Процедура, улучшающая оценки измеренных кинематических параметров и построенная на основе кинематических законов сохранения, называется кинематическим анализом. Технически такая процедура означает нахождение минимума некоторого функционала, построенного на множестве измеренных значений кинематических параметров реакции. Таким образом, рассматриваемая реакция

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X \quad (28)$$

может быть представлена в виде следующих последовательных распадов (табл. 9).

Считается, что для реакции (28) полный импульс $p\bar{p}$ -системы равен нулю, а полная энергия — 1.8 ТэВ; предполагается также, что t_1 и t_2 имеют одинаковую массу.

Таблица 7. Экспериментальные и теоретические оценки чисел событий с рождением t -кварков и соответствующих фонов к ним

$m_t, \text{ГэВ}/c^2$		$e + jets$	$\mu + jets$	$e + jets/\mu$	$\mu + jets/\mu$
140	ϵBr	0.50 ± 0.10	0.33 ± 0.08	0.36 ± 0.07	0.20 ± 0.05
	$\langle N \rangle$	4.05 ± 0.94	2.47 ± 0.68	2.93 ± 0.68	1.48 ± 0.42
160	ϵBr	0.80 ± 0.10	0.57 ± 0.13	0.50 ± 0.08	0.25 ± 0.06
	$\langle N \rangle$	3.13 ± 0.54	2.04 ± 0.53	1.95 ± 0.39	0.92 ± 0.24
180	ϵBr	1.20 ± 0.30	0.76 ± 0.17	0.56 ± 0.09	0.35 ± 0.08
	$\langle N \rangle$	2.42 ± 0.67	1.41 ± 0.36	1.14 ± 0.22	0.64 ± 0.16
200	ϵBr	1.70 ± 0.20	0.96 ± 0.21	0.74 ± 0.11	0.41 ± 0.08
	$\langle N \rangle$	1.84 ± 0.31	0.95 ± 0.24	0.81 ± 0.16	0.41 ± 0.10
Фоны					
КХД		0.85 ± 0.32	0.61 ± 0.26	0.50 ± 0.08	0.08 ± 0.03
$W + jets$		0.37 ± 0.17	0.10 ± 0.11	0.35 ± 0.12	0.28 ± 0.08
Полный		1.22 ± 0.42	0.71 ± 0.28	0.85 ± 0.14	0.36 ± 0.008
$\int L dt, \text{пкб}^{-1}$		47.9 ± 5.7	44.2 ± 5.3	47.9 ± 5.7	44.2 ± 5.3
Эксп. данные		5	3	3	3

Таблица 8. Характеристики процесса парного рождения $t\bar{t}$. Эффективности каналов получены моделированием с $m_t = 200 \text{ ГэВ}/c^2$

Канал	Пороги	Число событий	Фон		$\sigma_{t\bar{t}},$ пкб
			Параметры распределений	S	
Dilepton	Слабые	4	2.66 ± 0.40	0.28	4.4 ± 6.8
	Станд.	3	0.65 ± 0.15	0.03	7.5 ± 5.7
$l + jets$	Слабые	23	15.7 ± 3.1	0.09	4.0 ± 3.2
	Станд.	8	1.9 ± 0.05	0.002	4.9 ± 2.5
$l + jets/tag$	Слабые	6	2.2 ± 0.3	0.03	6.3 ± 4.2
	Станд.	6	1.2 ± 0.2	0.002	8.9 ± 4.8
Все каналы	Слабые	33	20.6 ± 3.2	0.023	4.5 ± 2.5
	Станд.	17	3.8 ± 0.6	2×10^{-6}	6.3 ± 2.2

Таблица 9. Процессы, описывающие последовательность распадов в реакции $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$

	Распад
а	$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$
б	$t_1 \rightarrow b_1 + W_1$
в	$t_2 \rightarrow b_2 + W_2$
г	$W_1 \rightarrow \mu + \nu$
д	$W_2 \rightarrow j_1 + j_2$

Четыре-импульсы μ, b_1, b_2, j_1 и j_2 в распадах (б)-(д) табл. 9 и их ошибки определяются процедурой реконструкции кинематических параметров событий, причем их значения удовлетворяют критериям отбора, отвечающим топологии событий с рождением t -кварка. Для системы X в реакции (28) измерены только x - и y -компоненты поперечного импульса; компоненты импульса нейтрино в распаде (г) неизвестны полностью. Масса W бралась равной $80.2 \text{ ГэВ}/c^2$ с неопределенностью $2.1 \text{ ГэВ}/c^2$, которая соответствует значению его полной ширины. Сравнение числа неизвестных кинематических параметров и полного числа уравнений связи позволяет сделать вывод о том, что мы имеем дело с так называемым $2C - fit$ случаем. (18 неизвестных параметров и 20 уравнений связи.) Критерием качества кинематического анализа является значение χ^2 . В Д0 эксперименте использован порог, равный 7.

Наличие двух решений (глава 3) и комбинаторного фона требует выработки специальных алгоритмов оценки значимости каждой конфигурации или, другими словами, ее статистического веса в анализе получаемых масс. (Заметим, что для четырех струй перебор всех возможных ароматов дает 24 конфигурации.)

В сотрудничестве Д0 каждая конфигурация, прошедшая процедуру кинематического анализа, взвешивается на вероятность данного значения χ^2 , при нахождении среднего значения массы в событии.

МК-распределения dN/dm_i (рис. 21-22) по трехчастичным эффективным массам были получены в результате реализации следующей последовательности шагов:

- моделирование первичного $p\bar{p}$ -взаимодействия (пакеты ISAJET, VECBOS);
- полная симуляция сигналов, полученных разными детекторами установки Д0 (D0-GEANT);
- симуляция отбора событий триггерной системой эксперимента Д0;
- реконструкция событий;
- кинематический анализ событий, отвечающих соответствующим критериям отбора.

На заключительной стадии анализа смоделированных данных МК-распределения dn/dm аппроксимировались некоторой "гладкой" функциональной зависимостью от массы. (Алгоритм сглаживания достаточно подробно описан в [7]). Для описания МК-распределений, показанных на рис. 21-22, был использован следующий ее вид

$$f(m) = G(m_0, \sigma_0) \cdot P_n(m), \quad (29)$$

где функции $G()$ и $P_n()$ — соответственно гауссиан и полином степени n ($n \leq 5$), а m_0, σ_0 и коэффициенты полинома — "свободные" параметры. Результаты "сглаживания" приведены на рис. (21-22), на которых они изображены в виде гладких кривых.

Положение максимума сигнала в наблюдаемых распределениях при изменении значения массы t -кварка определялось на большой статистике МК-данных. Оказалось, что оно соответствует

$$M_{obs} = 56.5 + 0.61M_{top} \quad (30)$$

для случая мягких порогов и

$$M_{obs} = 81.9 + 0.49M_{top} \quad (31)$$

в случае стандартных критериев отбора.

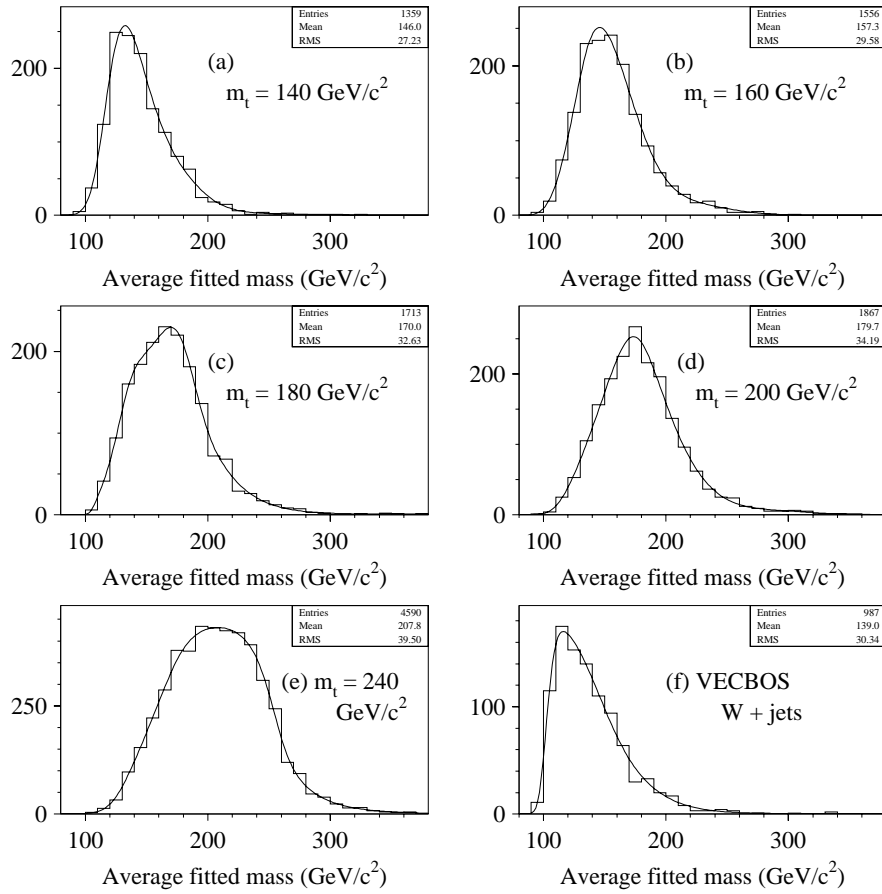


Рис. 21. Распределения по эффективным массам для монтекарловских событий, прошедших процедуру кинематического анализа и удовлетворяющих слабым критериям отбора.

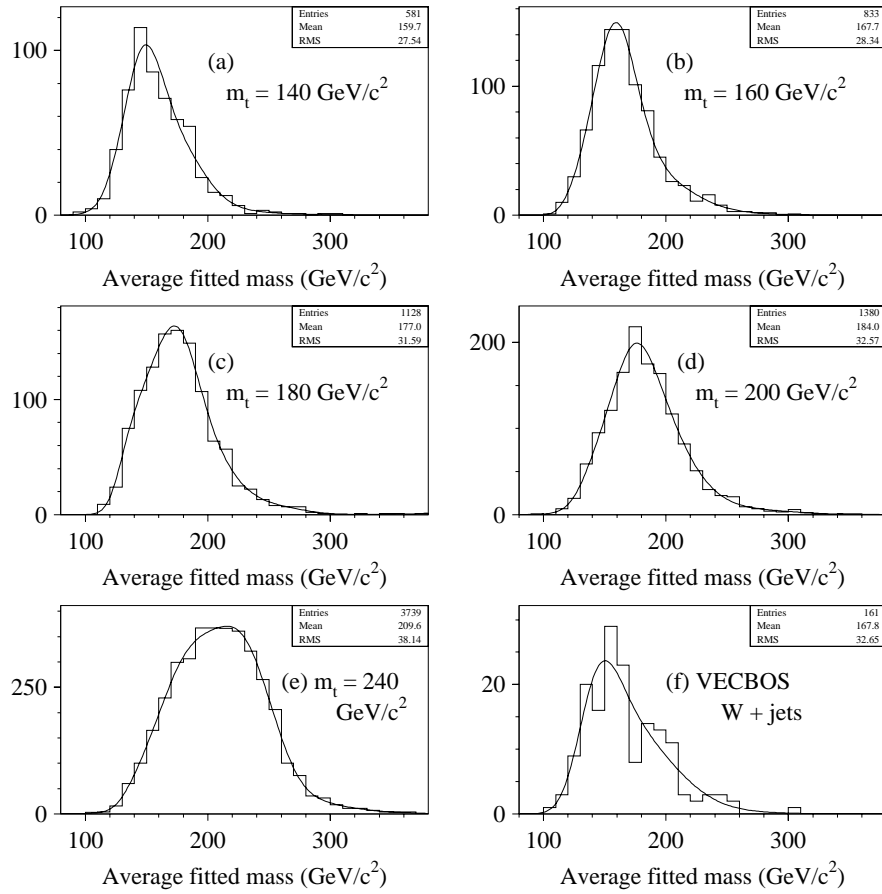


Рис. 22. Распределения по эффективным массам для монтекарловских событий, прошедших процедуру кинематического анализа и удовлетворяющих стандартным критериям отбора.

Экспериментальные распределения по трехчастичным эффективным массам, полученные в Сотрудничестве Д0, демонстрируют наличие сигнала, связанного с распадом t -кварка (рис. 23). Оценки M_{top} найдены методом максимального правдоподобия. Функционал правдоподобия, включающий информацию об экспериментальных распределениях и МК-оценках фонов, имеет вид

$$L = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} e^{-\frac{n_b - \bar{n}_b}{2\sigma_b^2}} e^{-(n_s + n_b)} \frac{(n_s + n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{n_b f_b(m_i) + n_s f_s(m_i, M_{top})}{n_s + n_b}, \quad (32)$$

где n_b и n_s — подгоночные параметры, отвечающие соответственно числам событий сигнала и фона; N — полное наблюдаемое число событий; \bar{n}_b , σ_b — параметры фоновых процессов. Переменная f_b соответствует значениям "сглаженного" МК-распределения, полученного для процесса $W + jets$ (рис. 21-f, 22-f); f_s — аналогичная переменная для процесса парного рождения $t\bar{t}$ (рис. 21-22). m_i — масса t кварка, найденная в i -событии. При подгонке учтены зависимости (30)-(31).

Минимум функционала (32) найден численными методами пакета MINUIT. Результаты подгонок в виде гладких кривых демонстрируются на рис. 23. Значения параметров отвечают

$$\begin{aligned} M_{top} &= 199.3^{+19.1}_{-21.2}, \\ n_s &= 12.3^{+5.0}_{-4.2}, \\ n_b &= 11.6 \pm 2.0 \end{aligned} \quad (33)$$

при слабых критериях отбора событий. Тогда как для стандартных порогов они соответствуют

$$\begin{aligned} M_{top} &= 199.4^{+30.9}_{-25.3}, \\ n_s &= 9.0^{+3.7}_{-3.0}, \\ n_b &= 2.1 \pm 0.4. \end{aligned} \quad (34)$$

В настоящее время закончена обработка полного объема событий, полученных в RUN I, кроме того, на большой статистике определены значения калибровочных констант калориметров. Все это позволило уточнить наши результаты (табл. 10).

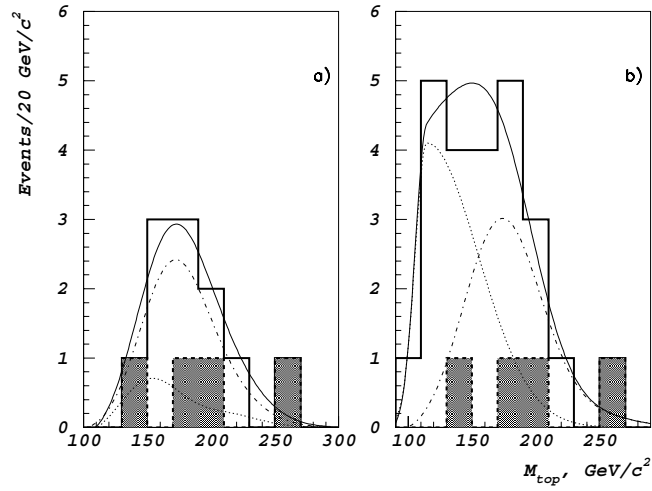


Рис. 23. Распределение по эффективным массам продуктов распада t для событий, прошедших стандартные критерии отбора (а) и "слабые" критерии (б). Заштрихованная гистограмма — события с дополнительным мюоном, имеющим признак "от распада b ".

Таблица 10. Опубликованные значения масс t (данные на 2000 г.)

Эксперимент	Канал	$M_t, \text{ГэВ}/c^2$
Д0	лептон + струи	$173.3 \pm 5.6 \pm 5.5$
Д0	два лептона	$168.4 \pm 12.3 \pm 3.6$
CDF	лептон + струи	$175.9 \pm 4.8 \pm 4.9$
CDF	два лептона	$161.0 \pm 17. \pm 10.$
CDF	струи	$186.0 \pm 10. \pm 12.$

Из таблицы следует, что в зависимости от наблюдаемых каналов распада t его масса принадлежит интервалу от 161 до 186 ГэВ/ c^2 . Таким образом, полученная в диссертации оценка массы t не утратила своей значимости на настоящее время. Ожидается, что следующий сеанс на коллайдере ФНАЛ, который планируется провести при работе ускорителя с бóльшей светимостью, позволит существенно уточнить значение этого важного параметра.

В заключении кратко сформулированы основные результаты диссертации:

1. В результате математического моделирования, а также анализа экспериментальных данных, изучен широкий круг физических проблем, связанных с подготовкой и проведением экспериментов на коллайдерах.

- С помощью МК-моделирования исследованы жидкоаргоновые калориметры различной геометрии. Сопоставлены характеристики свинцовых и железных поглотителей. Проведена оптимизация геометрии калориметров.
- Модернизация пакета POISSON позволила рассчитывать магнитные поля систем сложной геометрии. Написаны программные процессоры, графически представляющие значения магнитной индукции.
- Получены карты магнитных полей для серии вариантов геометрии мюонных магнитных спектрометров. Оценены силовые нагрузки элементов магнитной системы SAMUS, обусловленные магнитными полями.
- С использованием данных тестового сеанса оптимизированы физико-технические параметры калориметров эксперимента Д0. Получены на экспериментальных данных и описаны аналитически зависимости разрешения таких калориметров от энергии регистрируемой частицы. Оптимальный вариант геометрии прецизионной части калориметров отвечает следующей конфигурации: 3-4 мм урана для ЭМК и 6 мм урана для АК при 2.4-мм зазоре, заполненном жидким аргоном.

- Разработана и проверена на данных тестового сеанса методика определения начала электромагнитного ливня по его пространственному профилю.

2. В рамках требований, предъявляемых к описанию установки пакетом D0-GEANT, создан ряд процедур и алгоритмов, расширяющих возможности математического обеспечения эксперимента Д0, моделирующего события с рождением мюона.

3. Смоделирован статистически значимый объем событий с рождением μ -мезонов. Пакетом D0-GEANT проведено полное моделирование прохождения через установку этих частиц. Полная статистика, которая составила более 1 млн. событий, позволила

- протестировать пакет пространственной реконструкция трека от μ по его откликам в мюонных камерах;
- разработать и протестировать процедуру мечения "признаком мюон" тех заряженных треков, которые регистрируются центральным и передними трековыми детекторами, а также ряд вариантов алгоритмов глобального анализа μ -мезонов;
- отработать методику "взвешивания" событий;
- проанализировать эффективность работы кальмановской процедуры, используемой для уточнения кинематических параметров восстановленных мюонов.

4. Модернизированы и адаптированы к условиям эксперимента программные пакеты, позволяющие моделировать адрон-адронные и адрон-ядерные взаимодействия. Модернизация, в частности, включает

- создание подпрограмм, описывающих распады частиц, отсутствующие в стандартных вариантах пакетов RUTHIA, FRITIOF и т.д.;
- создание интерфейсного программного пакета, позволяющего использовать многообразие параметризации структурных

функций, предлагаемое библиотекой PDFLIB. Введены соответствующие управляющие ключи в варианты пакетов PUTHIA 5.6 и ISAJET 6.49.

5. При сравнении кинематических характеристик смоделированных событий с экспериментальными данными по рассеянию адронов в диапазоне полной энергии реакции от 0.2 до 1.8 ТэВ получены значения внешних параметров, используемых в программных пакетах моделирования реакций адронных столкновений. В частности, исследована зависимость порогового значения p_{Tmin} процесса рассеяния адронов от полной энергии реакции. Предложен алгоритм, дающий самосогласованные результаты при описании как полных неупругих сечений столкновения адронов, так и распределений по заряженной множественности инклюзивных реакций $p\bar{p} \rightarrow h^\pm + X$ в зависимости от η^{h^\pm} и $p_T^{h^\pm}$. Эти исследования использовались при решении следующих задач:

- организация триггеров редких процессов, в частности парного рождения $t\bar{t}$;
- оценка эффективностей используемых триггеров;
- вычисление полной и парциальных интегральных светимостей разных каналов реакции рассеяния адронов;
- оценка интегральных геометрических эффективностей для различных каналов реакции рассеяния адронов.

6. Разработан относительно простой метод оценки жесткой компоненты проникающего излучения, обусловленного развитием адронных каскадов в пассивных материалах калориметров.

7. Проведено моделирование процессов $pp(\bar{p}) \rightarrow b, c + X, W^\pm + X, t\bar{t}$ и т.д. при $\sqrt{s} = 1.8; 2.2; 6$ ТэВ.

8. На базе кластера ЭВМ ИФВЭ адаптирована минимальная конфигурация математического обеспечения эксперимента Д0, что позволяет использовать экспериментальные данные, полученные в

сеансах на коллайдере FNAL, для физических исследований. Разработанное математическое обеспечение будет полезно для подготовки экспериментов на новых коллайдерах.

9. Найдены значения порогов кинематических переменных, которые позволяют выделять области фазового пространства, обогащенные событиями парного рождения $t\bar{t}$. Такие обрезания, в частности, включают требования $p_T^\mu > 15$ ГэВ/с, $E_T^{miss} > 20$ ГэВ/с, $N_{jets} \leq 4$ и т.д. Используя найденные пороги, на статистике эксперимента Д0, которая отвечает ~ 50 пкб $^{-1}$, зарегистрировано 17 кандидатов в события с рождением t -кварков. В этих событиях по распределению эффективных масс продуктов распада t -кварка удалось получить следующую экспериментальную оценку: $m_t = (199.3_{-21.5}^{+19.1} \pm 22.0)$ ГэВ/с 2 , а экспериментальная оценка сечения рождения $t\bar{t}$ -пар отвечает величине $\sigma_{t\bar{t}} = (6.3 \pm 2.2)$ пкб.

Список литературы

- [1] И.Л. Ажгирей, А.П. Воробьев, Е.А. Козловский, Н.В. Мохов. *Моделирование характеристик pp -взаимодействий и каскадов вторичных частиц для Универсального Калориметрического Детектора УНК*. Препринт ИФВЭ 87-151, Серпухов, 1987.
- [2] В.В. Бабинцев, А.Е. Кирюнин, Е.А. Козловский, В.Ф. Перельгин. *Общие Характеристики "мягких" процессов pp -взаимодействий при энергии 0.4x3.0 ТэВ*. Препринт ИФВЭ 90-173, Протвино, 1990.
- [3] Л.Т. Закамская, Е.А. Козловский, Н.П. Ткаченко. *Математическое моделирование магнитной системы установки УКД*. Препринт ИФВЭ 89-82, Серпухов, 1989.
- [4] I.A. Vishnyakov, A.P. Vorob'ev, V.F. Kechkin, V.I. Klyukhin, E.A. Kozlovskii, V.Kh. Malyaev, and G.I. Selivanov, *Superconducting solenoid for a colliding beam facility*. Sov. Phys. Tech. Phys., 1992, vol. 37, p. 195.
- [5] Б.И. Клочков, Е.А. Козловский. *Графическое отображение данных в пакете программ POISSON*. Препринт ИФВЭ 92-54, Протвино, 1992.
- [6] Е.А. Козловский. *Жесткая мюонная компонента проникающего излучения (область SAMUS)*. Препринт ИФВЭ 97-68, Протвино, 1997.
- [7] E. Kozlovsky. *Comparison of Experimental data with MC Simulated in PYTHIA and ISAJET*. Preprint FNAL, FERMILAB-Pub-93/312-E, 1993.

- [8] E.A. Kozlovskii and V.V. Zmushko. *Search for Signal from t Quarks in the Effective Mass Spectra*. Sov. J. Nucl. Phys., 1991, vol. 54, p. 100.
- [9] Змушко В.В., Козловский Е.А. *Наблюдение сигнала от t -кварка в спектрах эффективных масс. Выбор параметров установки*. ЯФ, 1991, т. 54, стр. 777.
- [10] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Beam tests of the d0 uranium liquid argon end calorimeters*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A., 1993, vol. 324, p. 53.
- [11] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Search for the Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*. Phys. Rev. Lett., 1994, v. 72, p. 2138.
- [12] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Search for the High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*. Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, p. 2422.
- [13] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Small Angle Muon and b -Quark Production in $p\bar{p}$ Collision at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*. Proceeding 28th International Conference on High Energy Physics, Warsaw, Poland, 1996.
- [14] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Observation of the Top Quark*. Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, p. 2632.
- [15] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *Top Quark Search with the D0 1992-1993 Data Sample*. Phys. Rev. D, 1995, v. 52, p. 4877.
- [16] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration). *D0 Detector*. Nucl. Inst. Meth. A, 1994, v. 338, p. 185.

Рукопись поступила 10 марта 2000 г.

Список участников Сотрудничества Д0

S. Grinstein, J. Molina, M. Mostafa, R. Piegaiia, A. Schwartzman, V. Sorín (**Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina**); G.A. Alves, J. Barreto, E.M. Gregores, M. Joffily, T.L. Lungov, M. Miranda, J. Montanha, H. da Motta, S.F. Novaes, A. Santoro, M. Souza, M. Vaz (**LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil**); W. Carvalho, J.G.R. Lima, V. Oguri, A. Sznajder (**Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil**); J.G. Lu, H.S. Mao, X.C. Meng, X.F. Song (**Institute of High Energy Physics, Beijing, People's Republic of China**); C. Avila, A. Collantes, B. Gómez, J.F. Lizarazo, D. Mendoza, P. Nechev, J.P. Negret, J.M.R. Roldan, A. Serna, M. Zanabria (**Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia**); R. Leitner, M. Lokajicek, S. Pospisil, V. Simak, K. Soustruznik, V. Vrba (**Academy of Sciences, Charles University, and Czech Technical University, Prague, Czech Republic**); B. Hoeneisen (**Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador**); Y. Arnoud, A. Besson, S. Crepe-Renaudin, P. Demine, J.-C. Durand, N. Parua, G. Sajot (**Institut des Sciences Nucléaires, IN2P3-CNRS, Université de Grenoble 1, Grenoble, France**); A. Duperrin, E. Kajfasz, E. Nagy, S. Negroni (**Centre de Physique des Particules de Marseille, IN2P3-CNRS, Marseille, France**); P. Bambade, C. De La Taille, L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Imbert, M. Jaffré, G. Le Meur, G. Moreau, P. Pétroff, F. Touze (**Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, IN2P3-CNRS, Orsay, France**); U. Bassler, G. Bernardi, F. Fleuret, D. Lacour, R. Olivier (**LPNHE, Universités Paris VI and VII, IN2P3-CNRS, Paris, France**); R. Bernard, B. Bloch-Devaux, P. Bonamy, J. Bystricky, L. Chevalier, F. Deliot, C. Guyot, O. Kuznetso, J.-F. Laporte, P. Le Dû, P. Micout, J.-F. Renardy, C. Royon, L. Schoeffel, B. Thooris, M. Virchaux, A. Zylberstejn (**DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France**); S.B. Beri, V. Bhatnagar, J.M. Kohli, J.B. Singh (**Panjab University, Chandigarh, India**); A. Bhardwaj, T. Chand, S. Kumar, R.K. Shivpuri (**Delhi University, Delhi, India**); B.S. Acharya, S. Banerjee, S.R. Dugad, A. Gupta, S. Jain, M.R. Krishnaswamy, N.K. Mondal, V.S. Narasimham (**Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India**); Y.M. Park (**Kyungsung University, Pusan, Korea**); J.S. Kang (**Korea University, Seoul, Korea**); S. Choi, S.K. Kim (**Seoul National University, Seoul, Korea**); H. Castilla-Valdez, J.L. González Solís (**CINVESTAV, Mexico City, Mexico**); P.W. Balm, K. Bos, F.L. Linde, G.G.G. Massaro, O. Peters, M. Vreeswijk (**FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands**); S.J. de Jong, S. Duensing, F. Filthaut,

D.A. Wijngaarden (**University of Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands**); B. Pawlik (**Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland**); G.D. Alexeev, A.V. Efremov, Y.A. Gornushkin, N.I. Jouravlev, A.M. Kalinin, E.V. Komissarov, Z.V. Krumstein, V.L. Malyshev, Y.P. Merekov, A.A. Nozdrin, T.O. Rudenko, N.A. Russakovich, B.M. Sabirov, Y.V. Sedykh, A.A. Shishki, A.N. Sissakian, I.N. Tchourin, L.G. Tkatchev, V.V. Tokmenin, L.S. Vertogradov, Y.A. Yatsunenkov (**Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia**); S. Boyarinov, V. Gavrilov, V. Kolosov, S. Kuleshov, V. Serov, V. Stolin (**Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia**); G. Bashindzhagyan, A. Belyaev, E.E. Boos, L.V. Dudko, P. Ermolov, D. Karmanov, A. Leflat, V. Manankov, M. Merkin, A. Pukhov, E. Shabalina, A. Solomin, N. Sotnikova, E.G. Zverev (**Moscow State University, Moscow, Russia**); V. Abramov, V.V. Babintsev, V.A. Bezzubov, N.I. Bojko, V.S. Burtovoi, S.V. Chekulaev, S.P. Denisov, A. Dyshkant, O.V. Eroshin, V.N. Evdokimov, A.N. Galyaev, P.I. Goncharov, S.N. Gurzhiev, A.V. Kostritskiy, A.V. Kozelov, E.A. Kozlovsky, V. Medovikov, D.A. Stoyanova, V. Vaniev, A.A. Volkov, A.P. Vorobiev, S. Zimin (**Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia**); A. Atamanchuk, V. Golovtsov, V. Kim, P. Neustroev, G. Obrant, B. Razmyslovich, N. Terentyev, L. Uvarov, S. Uvarov (**Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia**); I. Bertram, A.J. Finch, R.W.L. Jones, P.N. Ratoff, D. Tanner (**Lancaster University, Lancaster, United Kingdom**); T.C. Bacon, D. Bauer, R. Beuselinck, D.J. Colling, J.F. Hassard, R. Illingworth, R.I. McCarthy (**Imperial College, London, United Kingdom**); G.W. Wilson, T.R. Wyatt (**University of Manchester, Manchester, United Kingdom**); L. Babukhadia, K. Davis, D. Fein, K. Johns, R. McCroskey, F. Nang, J. Rutherford, M. Shupe (**University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA**); E. Barberis, A.R. Clark, B. Knuteson, C. Leggett, R.J. Madaras, M. Strovink, T.G. Trippe (**Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA**); R. Breedon, T. Cox, D. Goldin, W. Ko, S. Mani (**University of California, Davis, California 95616, USA**); T. Fahland, R.E. Hall, A.J. Lankford, D. Stoker (**University of California, Irvine, California 92697, USA**); J. Cochran, J. Ellison, P. Gartung, K. Gounder, A.P. Heinson, M. Mason, H. Singh, S.J. Wimpenny (**University of California, Riverside, California 92521, USA**); S. Blessing, B. Connolly, S. Chopra, R. Gilmartin, S. Hagopian, V. Hagopian, D. Karmgard, S.L. Linn, J. McDonald, H.B. Prosper, S. Tentindo-Repond, H.D. Wahl, S. Youssef (**Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA**); B. Baldin, J.F. Bartlett, P.C. Bhat, A. Boehnlein, F. Borcharding, G. Brooijmans, A. Bross, J.H. Christenson, W.E. Cooper, M. Demarteau, D. Denisov,

H.T. Diehl, M. Diesburg, H.E. Fisk, S. Fuess, E. Gallas, K. Genser, C.E. Gerber, H. Greenlee, S. Grünendahl, G. Gutierrez, H. Haggerty, S. Hansen, A.S. Ito, M. Johnson, A. Jonckheere, H. Jöstlein, A. Juste, B. Klima, S. Krzywdzinski, F. Lehner, Q.Z. Li, D. Lincoln, R. Lipton, L. Lueking, M. Martens, M.I. Martin, H.L. Melanson, K.W. Merritt, C.S. Mishra, N. Mokhov, H.E. Montgomery, N. Oshima, R. Raja, E. Ramberg, M. Roco, R.P. Smith, L. Stutte, P. van Gemmeren, V. White, J. Womersley, R. Yamada, T. Yasuda, K. Yip, J. Yu, D. Zhang (**Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA**); M. Adams, F. Browning, M. Buehler, M. Chung, H. Goldberg, J.M. Heinmiller, R. Hirosky, R.D. Martin, T. McKibben, O. Ramirez, J. Solomon, N. Varelas (**University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA**); G. Blazey, M.A.C. Cummings, M. Fortner, D. Hedin, A.K.A. Maciel, V. Sirotenko, S. Willis (**Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA**); D. Buchholz, X. Fan, B. Gobbi, L.J. Pan, H. Schellman, R. Snihur, H. Wang, Z. Yu (**Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA**); J. Huang, R. Jesik, C. Luo, T. Marshall, A.A. Mayorov, R. Van Kooten, D. Zieminska, A. Zieminski (**Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA**); J. Bishop, N. Cason, L. Coney, E. Popkov, R. Ruchti, W.D. Shephard, J. Warchol, M. Wayne, H. Zheng (**University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA**); E.W. Anderson, J.A. Green, J.M. Hauptman, J. Krane, K.M. Mauritz, J.A. Wightman, Z. Zhou (**Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA**); R. Ammar, P. Baringer, A. Bean, D. Coppage, C. Hebert (**University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA**); T.A. Bolton, R. Demina, M. Kubantsev, D.L. Naples, N.W. Reay, R.A. Sidwell, N.R. Stanton (**Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA**); Z.D. Greenwood, K. Johnston, L. Sawyer (**Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA**); A. Baden, S. Eno, G. Gómez, G. Graham, N.J. Hadley, S. Kunori, D. Toback (**University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA**); J.M. Butler, U. Heintz, M. Narain (**Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA**); G. Alverson, P. Hanlet, N. Parashar, S. Reucroft, D.R. Wood (**Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA**); S. Hou, Y. Huang, H.A. Neal, J. Qian, A.S. Turcot, Q. Xu, B. Zhou (**University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA**); M. Abolins, R. Brock, D. Casey, D. Edmunds, K.C. Frame, R.J. Genik II, J. Linnemann, R.W. Moore, B.G. Pope, T. Rockwell, H. Weerts (**Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA**); D. Claes, C. Lundstedt, G.R. Snow (**University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA**); H. Evans, M. Gao, L. Groer, C. Hays, A.V. Kotwal, J. Parsons, P.M. Tuts (**Columbia University, New York,**

New York 10027, USA); M. Begel, V. Buescher, F. Canelli, K.M. Chan, D.K. Cho, G.A. Davis, J. Estrada, T. Ferbel, G. Ginther, P. Slattery, Z.H. Zhu, M. Zielinski, V. Zutshi (**University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA**); M.M. Baarmand, M. Bhattacharjee, Z. Casilum, D. Chakraborty, W. Chen, S. Desai, V.D. Elvira, R. Engelmann, A. Goussiou, P.D. Grannis, J.D. Hobbs, Y. Kulik, A. Lucotte, R. McCarthy, T.O. Mentis, A. Patwa, M. Rijssenbeek, R.D. Schamberger, D. Shpakov, W. Taylor, A. Talalaevskii, Z.-M. Wang, Z. Zhang (**State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA**); Y. Fisyak, H. Gordon, N. Graf, S. Kahn, J. Kotcher, M. Liu, S. Protopopescu, S. Rajagopalan, S. Snyder, F. Stichelbaut, P. Yamin (**Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA**); T. McMahon, J. Snow (**Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA**); P. Gutierrez, D. Mihalcea, E. Smith, G. Steinbrück, M. Strauss (**University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA**); G. Briskin, D. Cutts, Y. Gershtein, G. Guerkov, S. Kesisoglou, G. Landsberg, A. Melnitchouk, C. Miao, R. Partridge (**Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA**); D.L. Adams, A. Brandt, K. De, J.T. Eltzroth, J. Li, Y. Song, M. Sosebee, M.A. Strang, A. Vartapetian, A. White (**University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA**); L.T. Goss, D. Norman, J.T. White, J.V.D. Wirjawan (**Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA**); G. Eppley, H. Miettinen, P. Padley, E. Platner (**Rice University, Houston, Texas 77005, USA**); T.H. Burnett, V. Chaloupka, V. Cook, C.H. Daly, H.J. Lubatti, P.M. Mockett, J.E. Rothberg, S. Wasserbaech, G. Watts, T. Zhao (**University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA**).

Е.А.Козловский.

Математическое моделирование в экспериментах на коллайдерах. Параметры процессов, наблюдаемых на установке Д0.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 16.03.2000. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 4.2. Уч.-изд.л. 3.4. Тираж 100. Заказ 61. 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 2000–7, И Ф В Э, 2000
