

Г-529



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2007-15

На правах рукописи  
УДК 539.12 + 539.1.07

ГЛАГОЛЕВ  
Владимир Викторович

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ  $t$ -КВАРКА,  
РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ  
РЕГИСТРАЦИИ ВТОРИЧНОЙ ВЕРШИНЫ  
В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПО ФИЗИКЕ  $c$ -,  $b$ -КВАРКОВ  
НА УСТАНОВКЕ CDF2

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БДУБна 2007 ЕКА

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
В.А.Бедняков (ОИЯИ), Дубна  
доктор физико-математических наук  
А.А.Ростовцев (ИТЭФ), Москва  
доктор физико-математических наук  
А.К.Поносов (МИФИ), Москва

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Научно-исследовательский институт  
ядерной физики (НИИЯФ) МГУ, Москва

Защита диссертации состоится “\_\_\_\_\_” “05” 2007 г.  
в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в  
Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна Московской  
области.

Автореферат разослан “13” “02” 2007 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного ин-  
ститута ядерных исследований.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук, профессор

Ю.А.Батусов

### Актуальность темы

Одними из главных направлений современных исследований в пучках частиц  
высоких энергий и, в частности, на ТЭВАТРОНЕ являются:

- Изучение свойств топ-кварка - измерения массы, сечения рождения, поляризации. Топ-кварк - наиболее массивный из известных фундаментальных частиц и детальное изучение его свойств углубляет понимание механизма получения частицами масс и массовой иерархии фундаментальных частиц.
- Высокоточные измерения массы W-бозона и массы топ-кварка для ограничения допустимой области масс Хиггс-бозона, вычисляемой через радиационные поправки к массе W-бозона.
- Изучение распадов B-мезонов: измерение параметров осцилляции  $B_s^0-\bar{B}_s^0$  мезонов, времен жизни и масс b/c адронов, параметров CP-нарушающих процессов и др.
- Поиск явлений и частиц за рамками Стандартной Модели: суперсимметричных частиц, Хиггсовских бозонов и др.

Исследования по указанным актуальным направлениям современной физики  
высоких энергий включены в программу эксперимента CDF.

Эксперимент CDF стартовал в 1988 году; в 1996 году в связи с реконструкцией и ростом светимости ТЕВАТРОНА предпринята значительная модернизация большинства подсистем установки и, в частности, при активном участии ОИЯИ создан новый тип триггера на вторичную вершину (Silicon Vertex Trigger - SVT) на основе вершинного кремниевого детектора. Также значительно дополнена и усовершенствована система сцинтилляционных счетчиков мюонного триггера.

### Диссертация посвящена:

- измерению массы топ-кварка в так называемой дилептонной моде
- разработке и применению триггера на вторичную вершину в исследованиях по физике тяжелых кварков

Во втором сеансе Тэватрона, начавшемся в 2001 г., CDF накопил интегральную светимость, в несколько раз превышающую набранную в 1-м сеансе. Увеличение энергии ТЭВАТРОНА и акцептанса установки CDF также способствовали увеличению числа набранных событий с распадами t-кварков и более точному изучению характеристик t-кварков. Таким образом, осуществлен переход

от “штучного” изучения этих кварков к статистически обеспеченным экспериментам, открывший новое направление - физику топ-кварков.

Масса t-кварка, как и остальных кварков, не предсказывается теорией, являясь параметром стандартной модели, который должен быть определен экспериментально<sup>[a]</sup>.

Измерения в 1-ом сеансе ТЭВАТРОНА определили массу топ-кварка  $178.0 \pm 4.3 \text{ GeV}/c^2$ <sup>[b]</sup>, что примерно в 40 раз тяжелее массы b-кварка. Такая большая масса, близкая к величине нарушения электрослабой симметрии  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 246 \text{ GeV}$ , наводит на мысль, что топ-кварк может играть особую роль в процессе нарушения электрослабой симметрии<sup>[c]</sup>. Большой вклад тяжелого топ-кварка через петлевые поправки в параметры электрослабого взаимодействия обеспечивает мощный тест стандартной модели. В частности, точное измерение массы топ-кварка наряду с точным измерением массы W-бозона накладывают жесткие ограничения на массу Хиггс-бозона.

Суммированные в данной работе измерения массы топ-кварка в дилептонной моде на данных установки CDFII на статистике  $340 \text{ pb}^{-1}$  получены с помощью так называемого РНІ метода (Neutrino Phi Weighting Method)- с привлечением дополнительных предположений об азимутальных углах  $\phi$  нейтрино [1],[2],[4],[5]. Этот результат отмечен как важное достижение в выпуске “Fermilab Today” от 28 июля 2005 г.

Развитие технологии создания микро-стриповых детекторов и сопутствующей электроники открыло уникальные возможности их использования в физике высоких энергий и прежде всего для создания ранее недоступных триггеров. Точность кремниевого детектора позволяет измерять прицельный параметр трека ( $d$ ) с погрешностью  $\simeq 30 \mu\text{m}$  и выделить треки от В-адрона. На адронных коллайдерах сечение рождения легких кварков превосходят сечения рождения b-кварков на несколько порядков. Таким образом, возможность измерять прицельные параметры треков ( $d$ ) на триггерном уровне с высокой точностью открывает новое направление для экспериментов на адронных коллайдерах - прецизионное исследование процессов с образованием В-адронов.

Обычные триггеры на адронных коллайдерах для изучения физики тяжелых кварков ( $b, c$ ) - это димюонный триггер для  $J/\psi$  и триггер для полулептонных

b-распадов. Создание SVT открыло новый тип триггера для набора полностью адронных мод распадов и расширило возможности полулептонного триггера.

Благодаря применению SVT триггера на CDF II стало возможным измерение частоты осцилляций  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ . Измерения проведены на статистике  $1 \text{ fb}^{-1}$  на наборах из 3,600 полностью восстановленных адронных распадов  $B_s$  и 37,000 частично реконструированных полулептонных распадов  $B_s$ . С помощью триггера на вторичную вершину впервые измерено значение параметра осцилляций  $B_s^0-\bar{B}_s^0$  мезонов  $\Delta m_s = 17.31^{+0.33}_{-0.18} \text{ (stat.)} \pm 0.07 \text{ (syst.) ps}^{-1}$  [6].

### Цель работы

Целью данной диссертационной работы является измерение массы топ-кварка в дилептонной моде распада на данных установки CDF с помощью так называемого РНІ метода.

Второй важной задачей данной диссертационной работы является проведение разработок в рамках комплексной программы создания уникального нового триггера на вторичную вершину для адронного коллайдера и применение данного триггера для изучения физики тяжелых кварков. В частности, для измерения параметра смешивания  $B_s^0-\bar{B}_s^0$  мезонов, измерения сечения прямого рождения D-мезонов, уточнения масс  $B_s, \Lambda_b$ , уточнения разницы масс  $D_s^+ - D^+$ , измерения времени жизни  $\Lambda_b$  и наблюдения  $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$  распада.

### Научная новизна работы

Выполнено одно из наиболее точных независимых измерений массы t-кварка в “дилептонном” канале распада на статистике  $340 \text{ pb}^{-1}$  [2] с помощью развитого в диссертации так называемого РНІ метода.

Впервые в практике исследования на адронных коллайдерах разработан, создан и успешно применен триггер на вторичную вершину взаимодействия. Данный триггер позволил впервые измерить значение параметра  $\Delta m_s$  осцилляций  $B_s^0-\bar{B}_s^0$  мезонов и получить важные новые данные принципиального значения в области физики c,b-кварков.

Представленные в диссертации результаты по своей научной проблематике принадлежат к числу актуальных разделов физики высоких энергий и, по содержательности, относятся к достижениям принципиального научного значения, востребованным современной теорией.

### Научно-практическая значимость работы

В рамках диссертационной работы развит и апробирован метод измерения массы t-кварка в дилептонной моде (так называемый РНІ метод) и измерена масса этого кварка по данным установки CDF (ФЕРМИЛАБ) на статистике  $340 \text{ pb}^{-1}$ . Это измерение позволило установить согласие величин масс t-кварков, полученных в одно-лептонной и двухлептонной модах распада и учтено в итоговой величине массы t-кварка, полученной CDF коллаборацией.

[a] A.Olchevski, “Precision Tests of The Standard Model”, Electroweak Review writeup, Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels,1995

[b] CDF and D0 Collaborations, and the Tevatron Electroweak Working Group: arXiv:hep-ex/0404010.

[c] M. Hashimoto, M. Tanabashi and K. Yamawaki, “Top mode standard model with extra dimensions”. Phys. Rev. D 64, 056003 (2001);

Изложенная в диссертации концепция и методика обработки и анализа редких процессов в больших информационных потоках найдет применение в экспериментах нового поколения на ЛНС.

Созданный при участии диссертанта триггер на вторичную вершину открыл принципиально новые возможности в экспериментах на адронных коллайдерах. Он позволяет проводить полномасштабную программу исследований по физике  $b, c$ -кварков, т.к. эффективно подавляет К.Х.Д. фон. В частности, применение данного триггера на коллайдере в ФЕРМИЛАБ позволило впервые в современной физике измерить значение параметра осцилляций  $B_s^0-\bar{B}_s^0$  мезонов.

#### Основные результаты, выносимые на защиту:

1. Измерение массы  $t$ -кварка в дилептонной моде распада на статистике  $340 pb^{-1}$  с помощью развитого нами так называемого РНІ метода:  $M_{top} = 169.7^{+8.9}_{-9.0} (stat.) \pm 4.0 (syst.) GeV/c^2$ . Результат принадлежит к числу наиболее точных независимых измерений массы  $t$ -кварка в “дилептонном” канале и вошел в сборник PDG (Particle Data Group, 2006 г.).
2. Предложение, оптимизация и применение на CDFII метода измерения массы  $t$ -кварка в дилептонной моде распада с реконструкцией событий при помощи сканирования матрицы азимутальных углов разлета двух нейтрино. Апробация метода на смоделированных событиях.
3. Оценка максимальной чувствительности к измерению параметра смешивания  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ -мезонов  $\Delta(m_s)$  на данных 1-го сеанса CDF:  $\Delta m_s^{sens} = 6.8 ps^{-1}$  на 95% уровне достоверности.
4. Применение SVT-триггера для впервые осуществленного измерения параметра смешивания  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ -мезонов на статистике  $1 fb^{-1}$   $\Delta m_s = 17.31^{+0.33}_{-0.18} (stat.) \pm 0.07 (syst.) ps^{-1}$ . Величина  $\Delta m_s$  соответствует ожиданиям стандартной модели.  
Применение SVT триггера для обнаружения  $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$  распада, первого измерения вероятности распада  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ ; улучшения среднемировых (PDG) данных по измерению масс  $B_s, \Lambda_b$  и разницы масс  $D_s^+ - D^+$ .
5. Разработка и создание, впервые на адронном коллайдере, совместно с коллегами, аппаратно-программного комплекса “триггер на прицельный параметр”, что открыло возможность эффективно отбирать чисто адронные распады частиц с  $c, b$ -кварками благодаря подавлению фона с фактором  $\approx 1000$ .
6. Изучение с помощью программ моделирования и экспериментально характеристик нового “вершинного триггера”.

Создание эффективной автоматической системы off-line контроля за основными параметрами вершинного триггера с определением координат области взаимодействия  $p\bar{p}$  пучков.

#### Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы представлены на международных конференциях и совещаниях: 4th International Conference on Large Scale Applications and Radiation Hardness of Semiconductor Detectors, Флоренция, Италия, 23-25 июня 1999; 5th International Conference on Position Sensitive Detectors (PSD 5), Лондон, Англия, 13-17 сентября 1999; 5th international conference on large scale applications and radiation hardness of semiconductor detectors, Флоренция, Италия, 4-6 июля 2001; 8th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALPCS 2001), San Jose, Калифорния, США, 27-30 ноября 2001; 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Villa Olmo, Como, Италия, 15-19 октября 2001; 10th International Workshop on Vertex Detectors (Vertex 2001), Brunnen, Швейцария, 23-28 сентября 2001; 9th Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d'Elba, Италия 25-31 мая 2003; ICFP05-International Conference on Flavour Physics 05, Jungli, Тайвань, 3-8 октября 2005; PANIC 05 - XVII Particles and Nuclei International Conference, Santa Fe, New Mexico 24-28 октября 2005; TOP 2006, International Workshop on Top Quark Physics, Coimbra, Португалия 12-15 января 2006.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-19].

#### Объем и структура диссертации

Диссертационная работа изложена на 140 страницах, состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 46 рисунков, 10 таблиц и список цитируемой литературы из 96 наименований.

#### Содержание диссертации

В первой главе приводится описание установки CDF<sup>[e]</sup> и ее основных элементов. На этой установке исследуется физика соударений на встречных протонных и антипротонных пучках, создаваемых с помощью ускорительного комплекса Тэватрон (ФЕРМИЛАБ), с общей энергией в системе центра масс (СЦМ) до 1.96 ТэВ.

Установка CDF, рисунок 1, является детектором общего назначения и спроектирована для изучения протон-антипротонных взаимодействий на ускорителе Тэватрон. Установка имеет цилиндрическую геометрию с осевой симметрией. Со времени ввода в эксплуатацию в 1992 г. установка CDF претерпела ряд суще-

[e] CDF II Collaboration, “Technical design report,” FERMILAB-Pub-96/390-E, October 1996.

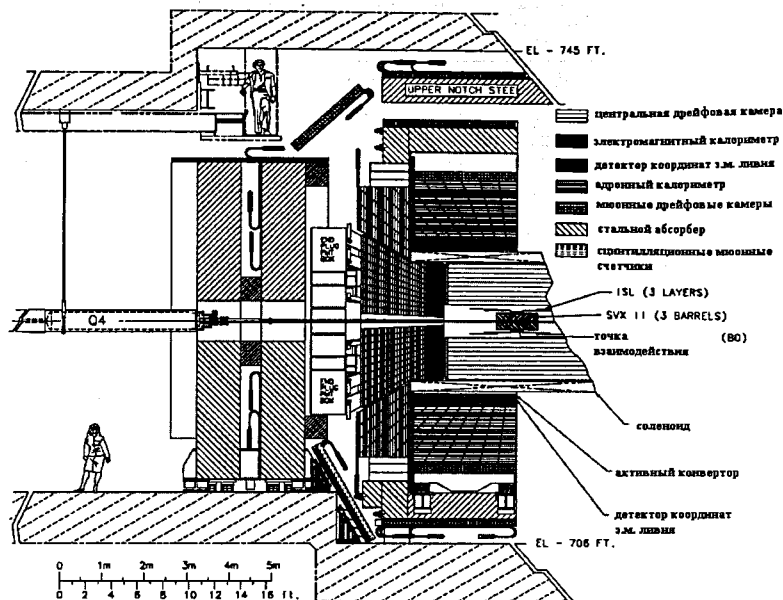


Рис. 1: CDFII детектор. Показаны внутренний кремниевый микростриповый детектор (SVXII), центральная дрейфовая камера (COT), электромагнитный и адронный калориметры и мюонные дрейфовые камеры со сцинтилляционными счетчиками.

ственных изменений. Так, например, увеличение числа банчей в пучке с 6 (RUN I) до 36 (RUN II) с одновременным уменьшением времени между ними с 350 нс (RUN I) до 396 нс (RUN II) вызвало необходимость в ряде усовершенствований. В частности, применена быстрая техника сбора данных, новая триггерная система, детектирующие системы улучшены или заменены на более быстрые и эффективные. Установка CDF имеет высокоточную систему регистрации треков заряженных частиц, калориметрический комплекс высокой сегментации и систему регистрации и идентификации мюонов. Применяется магнитное поле с максимальной индукцией  $B=1.5$  Т. Внутри соленоида, непосредственно вокруг вакуумной камеры, где происходят столкновения протон-антипротонных пучков, размещен кремниевый вершинный детектор. За кремниевым вершинным детектором расположена центральная газовая трековая система, которая вместе с кремниевым вершинным детектором образуют единую трековую систему.

За соленоидом расположена калориметрическая система, состоящая из от-

дельных электромагнитных и адронных калориметров. С ее помощью определяют энергии и координаты прохождения электронов, фотонов и адронных струй.

По периметру расположена мюонная система установки CDF II, которая состоит из сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер.

Система сбора данных установки CDF способна принимать входящую информацию от детекторов с частотой до 7.6 МГц при 132 нс интервалах между пересечениями банчей. Трехуровневая система триггеров позволяет отфильтровать поток событий и снизить конечную частоту записи на постоянный носитель (жесткие диски, носители на магнитных лентах) до 50 Гц.

Вторая глава посвящена описанию результатов разработки и применения триггера на вторичную вершину (SVT) в эксперименте CDF.

Отбор событий по признаку вторичной вершины эффективен для относительно долгоживущих  $B$  мезонов. Данный тип триггера позволяет эффективно изучать физику  $B$  и  $D$ -мезонов, а также отбирать события для изучения топ-кварков или поисков Хиггса.

Впервые в условиях адронного коллайдера триггер на вторичную вершину создан в CDF эксперименте. Это позволило провести уникальную программу изучения  $B$  и  $D$  мезонов.

Физическим обоснованием для применения SVT является способность выделить вершины распада  $B$ -мезонов путем отбора треков с большими прицельными параметрами. На CDF  $B$  мезоны имеют длину пробега порядка 500  $\mu\text{m}$ , а треки продуктов распада  $B$  мезонов обладают прицельными параметрами порядка 100  $\mu\text{m}$ . Это используется, чтобы уменьшить инклюзивный  $p\bar{p}$  фон, сечение которого превышает сечение рождения  $B$  мезонов приблизительно в 1000 раз. Моделирование показало, что при выделении в триггере прицельных параметров треков возможно использовать часть полосы пропускания триггера установки CDF и собрать существенную статистику различных видов чисто адронных  $B$  распадов, таких, как  $B \rightarrow \pi\pi$  и  $B_s \rightarrow D_s\pi$ , которые являются чрезвычайно интересными для изучения нарушения  $CP$ -четности и для  $B_s$  смешивания[6].

Вершинный триггер (SVT) - новый процессор для реконструкции треков заряженных частиц на 2-м уровне триггера CDF. SVT получает координаты хитов, т.е. координаты пересечения треками заряженных частиц пластин вершинного кремниевого детектора (SVX II) и параметры треков от быстрого триггера первого уровня (XFT), который восстанавливает треки в центральной дрейфовой камере (COT). SVT реконструирует треки в плоскости, поперечной к оси пучка [7]. Время выработки решения триггером 2-го уровня приблизительно 20  $\mu\text{s}$ . Столь малое время решения диктует для SVT параллельное выполнение

различных задач: восстановление координаты хита из распределения сигналов в соседних стрипах SVXII, распознавание дорожек треков и фитирование параметров треков с высокой точностью [8].

Типичный триггер на основе SVT требует наличия двух треков с  $P_T > 2 \text{ GeV}/c^2$  на 1-м уровне триггера от XFT с ожидаемой частотой  $\approx 30 \text{ кГц}$ , которая понижается до  $\approx 30 \text{ Гц}$  при включении требования на прицельные параметры треков  $d_1, d_2$ , типично  $100 \mu\text{m} < |d_1|, |d_2| < 1 \text{ mm}$ .

SVT разбит на 12 идентичных секторов, работающих параллельно и независимо [7]-[18]. Эта архитектура получается из геометрии SVX II детектора, который разделен на 12 идентичных клиньев по азимутальному углу. SVX II также сегментирован по съему информации на 6 полу-баррелей в направлении вдоль оси пучка (рисунок 2). Первый уровень триггера - это pipeline си-

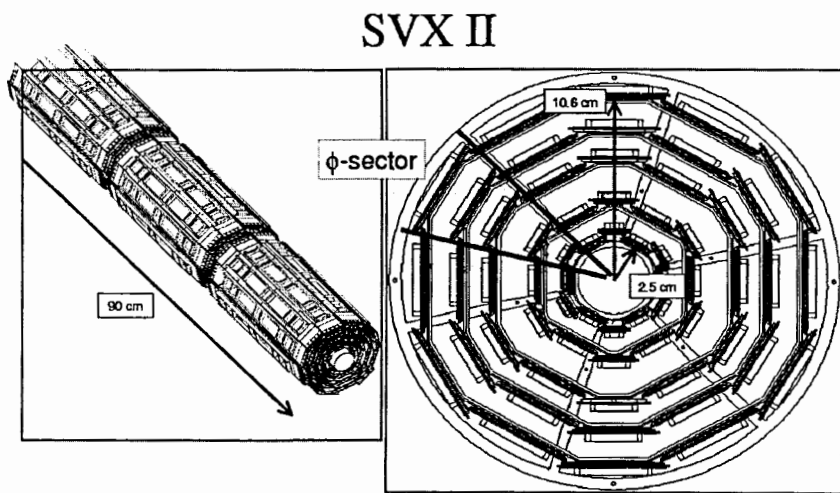
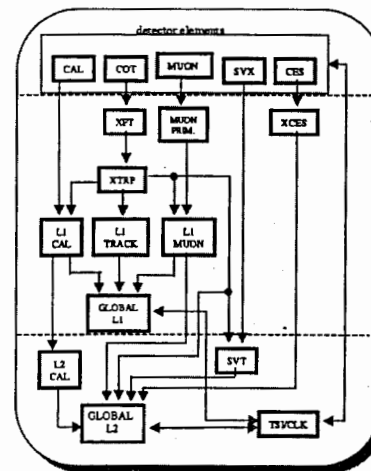


Рис. 2: SVXII - Вершинный детектор установки CDF

стема с задержкой  $5.5 \mu\text{s}$  и нулевым мертвым временем. Время считывания 40000 каналов кремниевого детектора составляет примерно  $3 \mu\text{s}$ , что делает невозможным использование этой информации на 1-м уровне триггера. С другой стороны, возможно использовать дрейфовую камеру (COT) на 1-м уровне триггера. Устройство, названное XFT (eXtremely Fast Tracker), разработано на базе COT для реконструкции 2-х мерных кандидатов в треки с импульсами более  $P_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ , с грубым восстановлением значений  $P_T$  и  $\phi$  (азимутальный угол). XFT треки далее используются на втором уровне SVT триггером совместно с информацией от кремниевого детектора (SVXII) для точного восстановления параметров треков:  $P_T$ ,  $d$  и  $\phi$ . SVT треки далее передаются на

## Блок-схема триггера установки CDF II



- трековая система
  - дрейфовая камера (COT)
  - кремниевый детектор (SVX II & ISL)
- 3-х уровневый триггер
  - L1:  $5.5 \mu\text{s}$  буфер
    - XFT: L1 2D COT трек
  - L2:  $\sim 20 \mu\text{s}$  время решения
    - 2 стадии по  $10 \mu\text{s}$
- SVT на первой стадии L2
  - SVX II считывание
  - поиск координат прохождения частиц
  - распознавание образов треков
  - определение параметров треков

Рис. 3: блок-схема триггера установки CDF

рассмотрение главному логическому элементу триггера 2-го уровня (GLOBAL LEVEL 2, рисунок 3) для принятия решения по поводу наличия В-адронов в событии.

2-й уровень триггера установки CDF является 4-х буферной системой с полным временем работы порядка  $20 \mu\text{s}$ , из которых около  $10 \mu\text{s}$  занимает работа блока GLOBAL LEVEL 2. Таким образом, на работу SVT триггера остается немногим более  $10 \mu\text{s}$  для обработки информации с кремниевого детектора и восстановление треков.

Для обеспечения высокой скорости и гибкости алгоритм работы SVT разделен на 2 стадии. Как показано на рисунке 4, распознавание образов треков выполняется ассоциативной памятью (АМ), которая одновременно сравнивает след от данного трека с шаблонами во всех ячейках памяти [9]. Основные функциональные блоки SVT это: Hit Finders, Associative Memory system, Hit Buffer и Track Fitter [10]. Associative Memory system выполняет предварительное распознавание образов треков для последующей точной обработки только тех комбинаций координат от SVXII и треков COT, которые прошли предварительный отбор и являются хорошими кандидатами на треки.

Это выполняется сравнением поступающих данных с набором образов треков, записанных в ассоциативной памяти. Сравнение производится парал-

## Блок-схема SVT триггера

- Распознавание образов треков и фитирование их параметров проводится раздельно и последовательно

Распознавание дорожек с помощью Ассоциативной Памяти (AM) параллельный алгоритм с грубым разрешением для уменьшения размера AM

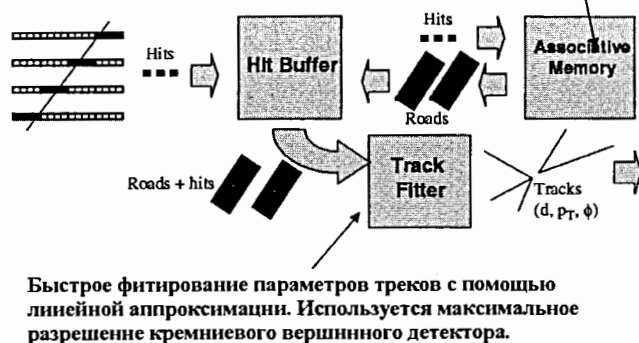


Рис. 4: логика работы SVT триггера

тельным способом - т.е. одновременно со всеми образами треков из ассоциативной памяти, что выполняется специализированным электронным блоком (AMchip)[8].

Образ трека определен как комбинация 5-ти номеров суперстрипов (объединение из 4-6 соседних стрипов, "SuperStrips", SS) с 5 различных слоев детектора, а именно: 4 номера суперстрипов соответствуют номерам суперстрипов вершинного детектора (SVXII), пересеченных треком заряженной частицы, а 5-й номер определен из функции, зависящей от кривизны и азимутального угла трека, восстановленного элементом триггера (XFT) для дрейфовой камеры (COT).

Результатом работы системы ассоциативной памяти (Associative Memory system) является список образов треков(дорожек) таких, где хотя бы одно совпадение номеров было найдено для каждого из 5 слоев. Для экономии памяти процесс распознавания образов треков выполняется с меньшим разрешением,

чем это возможно из сегментации вершинного детектора. Каждая дорожка может содержать более одной координаты трека в различных слоях, что приводит к комбинаторному возрастанию кандидатов в треки. Число образов треков (дорожек) ограничено размером памяти AM и составляет 32768 для каждого сектора вершинного детектора, что определяет эффективность нахождения треков 95%.

Возможно предположить, что можно сгенерировать и запомнить в AM все дорожки от реальных треков, пересекающих детектор. Однако, наличие конечного разрешения детектора ухудшает ситуацию: если любой измеренной координате хита разрешено флуктуировать в неограниченной области (в соответствии с распределением Гаусса), тогда, в принципе, любая комбинация SS будет возможной дорожкой, с соответствующей вероятностью.

В принципе, увеличить эффективность AM можно, увеличив размеры SS. Однако, больший размер SS приведет как к увеличению числа дорожек, найденных в каждом событии, так и к большей множественности кандидатов в треки внутри каждой дорожки. Оба этих фактора вызывают увеличение числа треков для последующего фитирования (Track Fitter) и, соответственно, времени работы SVT. Таким образом, необходимо найти компромисс между противоречивыми требованиями: высокой эффективности и малого вычислительного времени. Улучшения в работе SVT могут быть достигнуты оптимизацией набора дорожек с целью достижения наибольшей эффективности при фиксированных размерах AM и времени работы Track Fitter.

Обычный способ заполнения AM банка - это генерирование треков с соответствующими параметрами и заполнение AM банка дорожками, полученными на этих треках в порядке их поступления. Однако, согласно предыдущему обсуждению, мы сгенерировали число дорожек во много раз превышающее размер банка AM. Далее, упорядочили их в соответствии с геометрическим акцептансом  $a_i$  и заполнили банк максимально эффективными дорожками [16].

Дальнейшее увеличение эффективности банка AM получено нами оптимизацией формы дорожек при сохранении их объема (определяемого через произведение SS разных слоев детектора) для повышения геометрического акцептанса дорожек. Для SVT в соответствии с TDR(Technical Design Report)[9] заданы размеры SS по слоям  $\delta = 250\mu m, 250\mu m, 250\mu m, 250\mu m, 50mrad$ , а полученные нами оптимальные размеры составляют:  $\delta = 364\mu m, 249\mu m, 249\mu m, 364\mu m, 23.7mrad$ .

Применение оптимизированного набора дорожек привело к увеличению эффективности банка AM (32768 дорожек) с 93 % до 97 %, что показано на рисунке 5.

SVT триггер впервые был применен в октябре 2000 в тестовом сеансе на CDFII. Второй сеанс на ТЭВАТРОНЕ с применением SVT начался весной 2001.

[8] S.R. Amendolia et al., "The AMchip: a Full-custom CMOS VLSI Associative Memory for Pattern Recognition", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 39, pp. 795-797, 1992.



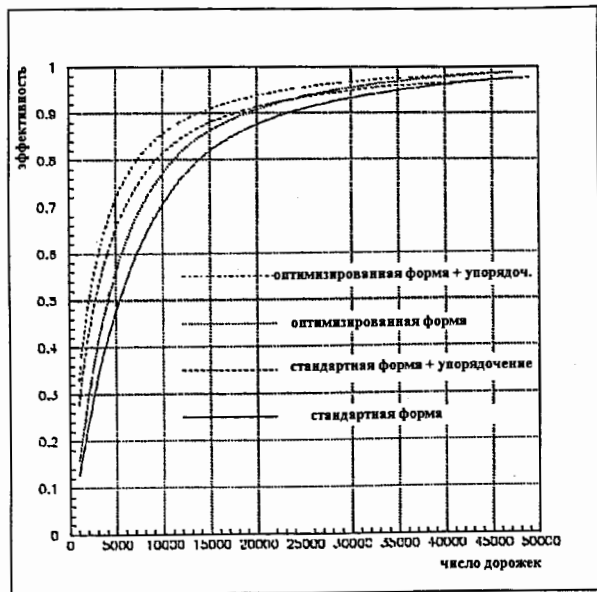


Рис. 5: Увеличение геометрической эффективности банка AM за счет оптимизации формы и упорядочения дорожек

SVT может функционировать в режиме использования информации только с кремниевого вершинного детектора (SVXII) - "silicon only". При этом не используются данные с триггерного процессора (XFT) дрейфовой камеры. По сравнению со стандартной конфигурацией "silicon only" конфигурация является менее точной из-за увеличения комбинаторного фона и худшего разрешения. В частности, определено, что разрешение по прицельному параметру составляет  $\approx 50 \mu\text{m}$  и разрешение  $P_T$  плохое, т.к. слои вершинного детектора SVXII расположены очень близко к вершине (между 2.5 и 8.7 см). Режим работы "silicon only" был полезен нам на начальной стадии запуска SVT триггера. В частности, была проверена способность SVT находить треки заряженных частиц [17].

При работе в стандартной конфигурации SVT использует как хиты с SVXII, так и данные с XFT.

Для правильного функционирования триггера необходимо учитывать поправку прицельного параметра, вызванную смещением оси пучка. На рисунке 6

показан график  $d-\phi$  корреляций для кандидатов треков, которые имеют  $\chi^2 < 10$ , перед выполнением поправок (a) и после применения поправок (b). Области без точек в районе  $\phi = 2.2$  и  $\phi = 4.2$  связаны с отсутствием секторов SVXII. Координаты центра оси пучка, определенные в поперечной плоскости, составляют  $x_0 = 0.0995$  см и  $y_0 = -0.3895$  см, с точностью  $\approx 3 \mu\text{m}$  как в направлении  $x$  так и  $y$ . В дополнение к наклону оси пучка установлены еще два основных ис-

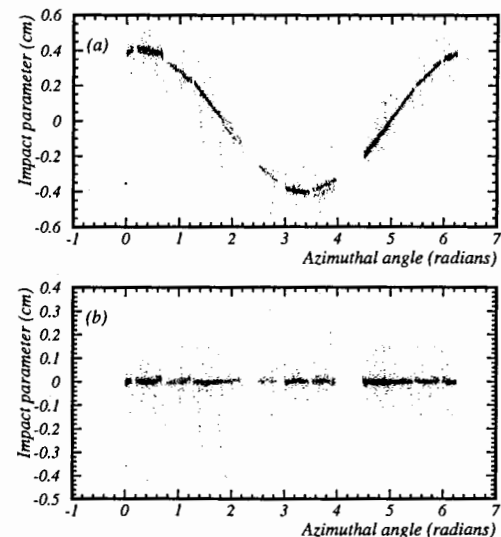


Рис. 6: Распределение по прицельным параметрам в зависимости от азимутального угла для кандидатов в треки с  $\chi^2 < 10$  для стандартной SVT конфигурации. (a) : перед поправкой на смещение пучка; (b) : после поправки на смещение пучка.

точника вклада в разрешение по прицельному параметру треков. Один из них - относительная неточность в координатном положении клиньев SVXII детектора. Эта неточность приводит к тому, что различные клинья SVXII "видят" пучок в различных местах. Этот эффект компенсируется тем, что определение положения оси пучка и соответствующие поправки для прицельного параметра производятся независимо для каждого клина.

Другой значительный эффект - так называемая нелинейность, которая возникает при линейной аппроксимации для восстановления параметров треков.

После коррекций на обсужденные выше эффекты нами получено распределение по прицельным параметрам треков, которое имело форму Гаусса с



$\sigma = 48 \mu\text{m}$  [16]. Это распределение происходит из свертки разрешения SVT по прицельным параметрам треков с плотностью распределения взаимодействий поперек оси пучка (профилем пучка). На рисунке 7 показано такое распределение для данных, набранных на CDF в октябре 2001. При использовании

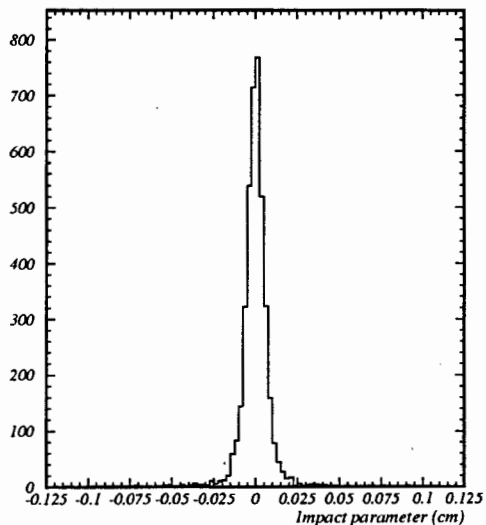


Рис. 7: Распределение по прицельным параметрам треков для данных, набранных в октябре 2001, для кандидатов в треки с  $\chi^2 < 10$  и  $P_T > 2 \text{ GeV}/c$ , после поправок на положение пучка, относительное расположение клиньев SVXII и нелинейность. При фитировании распределением Гаусса получено значение  $\sigma = 48 \mu\text{m}$ .

поднабора событий, в которых присутствует два трека, возможно определить истинный поперечный размер пучка ( $\sigma_B$ ) без влияния эффекта разрешения по прицельному параметру треков. Ковариация прицельных параметров двух треков пропорциональна косинусу разности их азимутальных углов,  $\Delta\phi$ :

$$\sigma_{d_1 d_2} = \langle d_1 \cdot d_2 \rangle = \sigma_B^2 \cdot \cos \Delta\phi \quad (1)$$

при предположении, что эти два трека произошли от одной вершины и ошибки измерения  $d_1$  и  $d_2$  не скоррелированы.

Так как полученное значение  $\sigma = 48 \mu\text{m}$  распределения по прицельным параметрам (рисунок 7) является сверткой поперечного размера пучка ( $\sigma_B = 33 \mu\text{m}$ ) и разрешения по прицельному параметру  $\sigma_d$ , получаем  $\sigma_d = 35 \mu\text{m}$ , что является проектным разрешением SVT. Таким образом, после учета поперечного

размера пучка и внесения необходимых поправок, нами достигнуто проектное разрешение SVT.

Весьма эффективная система off-line мониторинга SVT, описанная в диссертации, была создана нами в 2002-2003 г.г. Система контролирует основные рабочие параметры SVT ежедневно. Комплекс программ автоматически стартует каждую ночь и обрабатывает все новые данные, поступившие в контрольную директорию на диске, за последние 24 часа. Создаются и анализируются массивы основных величин (Ntuples) для каждого отдельного набора данных. Далее создаются графики и текстовый файл, которые записываются в специальную директорию. Текстовый файл содержит следующие данные:

- Число  $D^0$ , восстановленных в канале распада  $K\pi$ .
- Интегральную светимость набора данных и сечение рождения  $D^0$ .
- Положение оси пучка.
- Средняя эффективность работы SVT.
- Число сбоев в работе SVT (находится из сравнения с программой моделирования работы SVT).

Этот файл автоматически рассылается членам SVT-группы по окончании работы программы off-line мониторинга. Файлы с основными графиками копируются в специальную директорию и становятся доступными для просмотра с web страницы SVT. Если один из основных параметров SVT (положение оси пучка, эффективность SVT, доля сбоев SVT) вышел за пределы установленных границ, то дополнительные e-mails с предупреждениями рассылаются всем членам SVT группы.

Созданная система мониторинга показала высокую стабильность работы в автономном режиме, принята коллаборацией и помогает оперативно находить и устранять различные проблемы в работе SVT.

Наряду с созданием комплекса программ по off-line мониторингу нами был внесен существенный вклад в развитие on-line мониторинга SVT. В частности, были развиты:

1. Программа on-line контроля Objectmon для наблюдения во время набора данных на установке CDF за различными объектами "высокого уровня" - струями в калориметре, недостающей поперечной энергией,  $J/\psi$  и т.д. Программа была разработана включением нового, ранее отсутствующего, модуля для контроля за инвариантной массой и сечением рождения  $D^0$ , восстановленного на SVT треках. Пример слайда с дисплея комнаты контроля за набором данных на установке CDF приведен на рисунке 8.

- Программа on-line контроля TrigMon для наблюдения во время набора данных на установке CDF за различными объектами "низкого уровня". Введен, вычисляется и отображается статус текущего состояния SVT на мониторе для дежурных операторов установки CDF II.

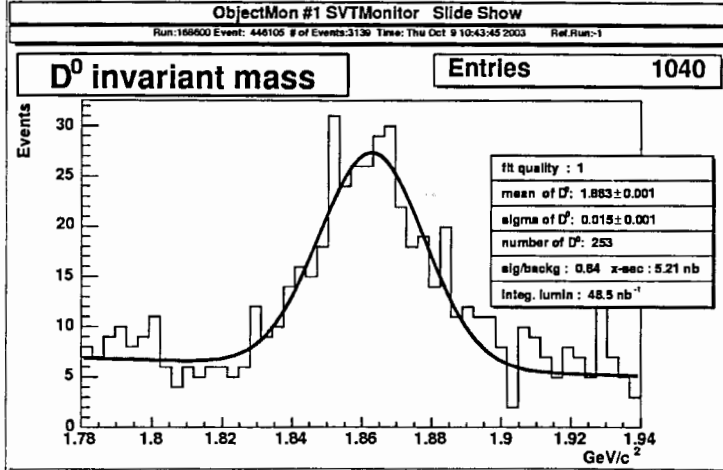


Рис. 8: Инвариантная масса  $D^0$ , восстановленного на SVT треках. Пример слайда с дисплея комнаты контроля за набором данных на установке CDF.

В результате произведен запуск триггера нового типа (SVT), исследованы его характеристики и создан комплекс программ мониторингования и оперативного контроля SVT.

В третьей главе рассмотрены физические результаты, достигнутые благодаря применению SVT триггера.

Оценка чувствительности к измерению параметра смешивания  $B_s^0 \bar{B}_s^0$  на данных первого сеанса [19] установки CDF стимулировала разработку аппаратно-программного комплекса "вершинный триггер" (описанного во 2 главе диссертации), сделавшего возможным набор чисто адронных мод распада  $B_s$  мезонов, что и позволило, в итоге, достичь основного результата: измерить  $\Delta m_s$  во втором сеансе CDF.

SVT впервые открыл новый тип триггера для чисто адронных распадов и расширил возможности полулептонного триггера:

- Полулептонный триггер.** Обычный триггер на адронных коллайдерах для изучения физики тяжелых кварков ( $b, c$ ) - это димьюонный триггер

для  $J/\psi$  и триггер для полулептонных  $b$  распадов. Модернизированный полулептонный триггер выделяет события с лептоном  $p_t > 4 \text{ GeV}/c$  и смещенным треком - треком с прицельным параметром  $100 \mu\text{m} < d_0 < 1 \text{ mm}$  с  $p_t > 2 \text{ GeV}/c$ . Реализация ранее недостижимого требования на смещенный трек позволила снизить порог на  $p_t$  лептона и увеличить выход нужных событий примерно в 5 раз.

- Чисто адронный триггер** сделал возможным отбор событий с по-крайней мере двумя смещенными треками противоположного заряда с поперечным импульсом  $p_t > 2 \text{ GeV}/c$  каждый и  $\sum p_t > 5.5 \text{ GeV}/c$ .

Осцилляции  $B$  мезонов ( $b\bar{q}$ , где  $q = d, s$  для  $\bar{B}_d^0, \bar{B}_s^0$ ) вызваны слабыми взаимодействиями, меняющими аромат.

Плотность вероятности  $P_+$  ( $P_-$ ) для  $\bar{B}_q^0$  мезона, рожденного во время  $t = 0$ , распасться как  $\bar{B}_q^0$  ( $B_q^0$ ) в момент времени  $t$  дается соотношением

$$P_{\pm}(t) = \frac{\Gamma_q}{2} e^{-\Gamma_q t} [1 \pm A \cos(\Delta m_q t)] \quad (2)$$

где  $\Delta m_q$  - разница масс между двумя массовыми состояниями  $B_{q,H}^0$  и  $B_{q,L}^0$  [h] а  $\Gamma_q$  - ширина распада, которая предполагается одинаковой для этих массовых состояний. Массовое различие  $\Delta m_d$  и  $\Delta m_s$  может быть использовано для определения фундаментальных параметров  $|V_{td}|$  и  $|V_{ts}|$  матрицы ККМ [1], которые связывают собственные состояния масс кварков с собственными состояниями ароматов кварков. Измерение  $\Delta m_s$ , объединенное с  $\Delta m_d = 0.505 \pm 0.005 \text{ ps}^{-1}$  [1] поможет определить отношение  $|V_{td}/V_{ts}|$  со значительно меньшей теоретической неопределенностью, что даст серьезный вклад в проверку унитарности матрицы ККМ.

Для оценок использован метод амплитудного фитирования [k], который позволяет объединять результаты по смешиванию, полученные с помощью различных экспериментов. В этом методе амплитуда  $A$  осцилляций  $B_s^0$  измеряется для каждого фиксированного значения  $\Delta m_s$  при помощи метода наибольшего правдоподобия, основанного на функции (2).

[h] C. Gay, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 50, 577 (2000).

[i] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).

[j] S. Eidelman et al., Phys. Lett. B 592, 1 (2004) and 2005 partial update for the 2006 edition available on the PDG WWW pages

[k] H.-G. Moser and A. Roussarie, "Mathematical methods for  $B^0 \bar{B}^0$  oscillation analyses", Nucl. Instr. and Methods A384 (1997) 491

Здесь знак минус при амплитуде соответствует вероятности наблюдения смешанных событий, а знак плюс описывает несмешанные события. С большой точностью можно считать статистическую неопределенность  $A$  распределенной по закону Гаусса<sup>[1]</sup>:

$$\sigma A = \frac{1}{\sqrt{\frac{N}{2} f_s (1 - 2\eta) D(\Delta m_s, \sigma_l, \sigma_p)}} \quad (3)$$

где  $N$  и  $f_s$  - число кандидатов и доля сигнала в рассматриваемом наборе,  $\eta$  - вероятность ошибочного мечения и  $D(\Delta m_s, \sigma_l, \sigma_p)$  - фактор подавления из-за конечного разрешения измерения времени жизни.

Для определения разрешения на измерение времени жизни использовалась параметризация:

$$\sigma(\sigma\tau) = \sqrt{\sigma_l^2 + (t\sigma_p)^2} \quad (4)$$

где  $\sigma_l$  - разрешение для длины пробега и  $\sigma_p$  - ошибка при восстановлении импульса  $B_s^0$ . Фактор подавления может быть записан в виде:

$$D(\Delta m_s, \sigma_l, \sigma_p) = \exp\left(-\frac{\sigma_l^2 \Delta m_s^2}{2}\right) r(\sigma_p, \Delta m_s). \quad (5)$$

Первый член этого выражения определяет ошибку в реконструкции длины пробега, а второй - погрешность при преобразованиях Лоренца. Согласно преобразованиям<sup>[1]</sup>:

$$r(\sigma_p, \Delta m_s) \approx \sqrt{\pi} Y \exp(Y^2) \text{ERFC}(Y), \quad (6)$$

с  $Y = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma}{\sigma_p \Delta m_s}$  и  $\text{ERFC}(Y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_Y^\infty e^{-t^2} dt$ . Точное измерение параметров  $\eta$ ,  $\sigma_l$  и  $\sigma_p$  важно для анализа смешивания.

Так как амплитуда  $A(\Delta m_s)$  имеет нормированное распределение Брейта-Вигнера то, следовательно,  $A=1$  при  $\Delta m_s = \Delta m_s^{\text{true}}$  и  $A=0$ , если  $\Delta m_s$  удалено от его правильного значения. Следовательно, процедура поиска  $\Delta m_s$  сводится к измерению амплитуды  $A(\Delta m_s)$  и ее ошибки  $\sigma_A(\Delta m_s)$  при каждом значении  $\Delta m_s$ . Величина  $\Delta m_s$  может быть исключена при 95% уровне достоверности если  $(A + 1.645\sigma_A) \leq 1$ . Нижний предел на значение  $\Delta m_s$  определяется, как наибольшее значение, ниже которого все величины  $\Delta m_s$  исключены. Если  $\Delta m_s^{\text{true}}$  имеет очень большое значение (т.е.  $A=0$ ), то ожидается, что все величины  $\Delta m_s$ , такие, что  $1.645\sigma_A(\Delta m_s) < 1$ , будут исключены на 95% С.Л. Из-за разрешения, зависящего от времени, величина  $\sigma_A(\Delta m_s)$  является возрастающей функцией от  $\Delta m_s$  и следовательно, возможно исключить значения  $\Delta m_s$  до  $\Delta m_s^{\text{sens}}$ , где  $\Delta m_s^{\text{sens}}$ , называемая чувствительностью анализа, определена как  $1.645\sigma_A(\Delta m_s^{\text{sens}}) = 1$ .

[1] ALEPH collaboration, "Combined limit on the  $B_s^0$  oscillation frequency", ICHEP96-PA08-020 (1996)

Различные измерения  $A$ , выполненные при данном значении  $\Delta m_s$ , можно легко усреднить. Так, для  $n$  независимых измерений средняя амплитуда будет<sup>[1]</sup>:

$$\bar{A} = \left( \frac{A_1}{\sigma(A)_1^2} + \frac{A_2}{\sigma(A)_2^2} + \dots + \frac{A_n}{\sigma(A)_n^2} \right) \sigma(\bar{A})^2, \quad (7)$$

с суммарной ошибкой:

$$\sigma(\bar{A}) = (\sigma(A)_1^{-2} + \sigma(A)_2^{-2} + \dots + \sigma(A)_n^{-2})^{-1/2}. \quad (8)$$

Соотношение (8) используем для вычисления комбинированного предела оценки чувствительности  $\Delta m_s$ .

Параметры каналов, использованные для наших оценок:  $N$ - число событий для набора  $B_s^0$ ,  $f_s$ - чистота набора  $B_s^0$ ,  $\eta$ - вероятность неправильного мечения,  $\sigma_l$  и  $\sigma_p$ - разрешения - представлены в таблице I.

Канал	Набор данных	$N$	$f_s$	$\eta$	$\sigma_l$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\sigma_p$
$B_s^0 \rightarrow \phi X l \nu$	дилептонный	3132	0.21	0.25	60	0.14
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$	инклюзивный лептонный	395	0.64	0.40	70	0.12
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^* K^+$	инклюзивный лептонный	277	0.65	0.40	70	0.12
	дилептонный	128	0.61	0.25	60	0.14
$D_s^+ \rightarrow \bar{K}_s^* K^+$	инклюзивный лептонный	59	0.69	0.40	70	0.12
	дилептонный	30	0.61	0.25	60	0.14
$D_s^- \rightarrow \phi \mu^- \nu$	дилептонный	610	0.34	0.40	70	0.12
$D_s^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$	инклюзивный лептонный	110	0.65	0.40	70	0.12
	дилептонный	51	0.61	0.25	60	0.14
$D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$	инклюзивный лептонный	132	0.64	0.40	70	0.12
	дилептонный	61	0.61	0.25	60	0.14
$D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \pi^-$	инклюзивный лептонный	198	0.64	0.40	70	0.12

Таблица I: Параметры каналов распада, рассмотренных для оценки чувствительности параметра  $\Delta m_s$  [19]

После объединения результатов всех рассмотренных каналов распада для инклюзивного лептонного и дилептонных триггеров оценена чувствительность к измерениям  $\Delta m_s$ , равная  $6.2 \text{ ps}^{-1}$  при 95% уровне достоверности. Этот результат может быть улучшен с применением техники мечения по заряду струи в инклюзивном лептонном наборе, что снизит вероятность неправильного мечения до

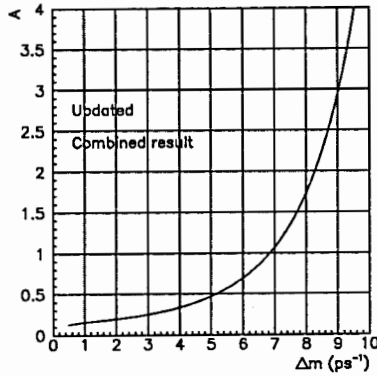


Рис. 9: Улучшенный объединенный результат по чувствительности ( $1.645\sigma_A(\Delta m_s^{sens})$ ) для всех каналов при вероятности ошибочного мечения  $\eta=0.3$  для инклюзивного лептонного триггерного набора.

$\eta=0.3$  и приведет к чувствительности  $\Delta m_s^{sens}=6.8 ps^{-1}$  при 95% уровне достоверности (рисунок 9). Итак: чувствительность к измерению параметра смешивания  $\Delta m_s$  получена для комбинации данных от различных каналов распада  $B_s^0$  на CDF. Мы рассмотрели различные каналы для дилептонного и инклюзивного лептонного триггерных наборов. В результате получена оценка максимальной чувствительности, доступной на данных 1-го сеанса CDF  $\Delta m_s^{sens}=6.8 ps^{-1}$  на 95% уровне достоверности.

Благодаря применению SVT триггера на CDF II достигнута статистика, достаточная для измерения частоты осцилляций  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ . Измерения проведены на статистике  $1 fb^{-1}$  на наборах из 3,600 полностью восстановленных адронных распадов  $B_s$  и 37,000 частично реконструированных полулептонных распадов  $B_s$  [6].

$B$ -адроны отобраны с помощью триггерной системы, которая восстанавливает треки заряженных частиц и отслеживает  $B$ -мезоны с большими пробегами. Основной компонент триггерной системы, позволивший провести данные измерения - это комплекс "SVT триггер", который отбирает события, содержащие  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$  и  $D_s^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  распады.

Для реконструкции кандидатов  $\bar{B}_s^0$  сначала отбирались события  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ ,  $K^*(892)^0 K^+$ , и  $\pi^+ \pi^- \pi^+$ , с  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  и  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ ; при этом требовали, чтобы  $\phi$  и  $K^{*0}$  кандидаты соответствовали известным массам и ширинам этих двух резонансов.  $D_s^+$  кандидаты объединялись с одной или тремя дополнительными заряженными частицами для образования  $D_s^+ \ell^-$ ,  $D_s^+ \pi^-$  и

$D_s^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  кандидатов. С помощью  $D_s^+$  и других продуктов распада  $\bar{B}_s^0$  определялась общая вершина рождения в трехмерном пространстве. Для конечного состояния  $K^*(892)^0 K^+$  были удалены кандидаты, совместимые с гипотезой распада  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ .

Аромат  $B_s$  во время рождения определяется двумя способами: определение аромата  $B_s$  с помощью измерения заряда сопутствующих каонов (same-side tag); измерение заряда лептона от полулептонного распада второго  $b$  адрона, рожденного в столкновении (opposite-side tag).

Эффективности применения этих способов мечения  $Q \equiv \epsilon D^2$  описываются посредством эффективности  $\epsilon$  - доли сигнальных событий с присвоенной меткой и "разбавления" (dilution)  $\mathcal{D} \equiv 1 - 2w$  - где  $w$  - вероятность того, что метка ошибочна.

Процедура максимального правдоподобия была использована для поиска  $B_s$  осцилляций. Функция наибольшего правдоподобия включает в качестве параметров массу, время жизни, разрешение по времени жизни и информацию о метке для каждого кандидата, а также содержит члены для сигнала и разных типов фона. Фитирование производится в три этапа. Во-первых, выполняется совместный фит для массы и времени жизни, для отделения сигнала от фона и для определения массы и временных характеристик распадов. Совместный фит для массы  $B_s$  и ширины распада для адронного набора событий и ширины распада для полулептонного набора показал значения, совместимые с данными PDG [7]. Далее, асимметрии в определении ароматов измеряются для различных компонент фона. На последнем этапе проводится фитирование для определения параметров  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  осцилляций; масса, временные характеристики распадов и фоновые асимметрии фиксируются со значениями, определенными на предыдущих этапах фитирования. Сигнальные функции плотности вероятности (ФПВ) записываются в общем виде [6]:

$$S_{\pm}(t_i, \sigma_{t_i}, \mathcal{D}_i) = \epsilon(t_i) \int \frac{\Gamma_s}{2} e^{-\Gamma_s t'} [1 \pm \mathcal{A} \mathcal{D}_i \cos(\Delta m_s t')] \mathcal{G}(t_i - t', \sigma_{t_i}) dt'$$

где  $\mathcal{D}_i$  - dilution для  $i$ -го кандидата, а  $t_i$ ,  $\sigma_{t_i}$ ,  $\mathcal{G}$  и  $\epsilon(t)$  были определены ранее. В соответствии с методом [8], отфитирована амплитуда осцилляций  $\mathcal{A}$  в зависимости от значения  $\Delta m_s$ . При правильном учете значений ( $\mathcal{D}_i, \sigma_{t_i}$ ) предполагается, что амплитуда осцилляций совместима с  $\mathcal{A} = 1$  при значении  $\Delta m_s$ , соответствующем истинной частоте осцилляций, и амплитуда осцилляций соответствует  $\mathcal{A} = 0$  при значениях  $\Delta m_s$ , удаленных от истинной частоты осцилляций. На рисунке 10 (вверху) показано значение отфитированной амплитуды в зависимости от частоты осцилляций. Чувствительность измерения определена макси-

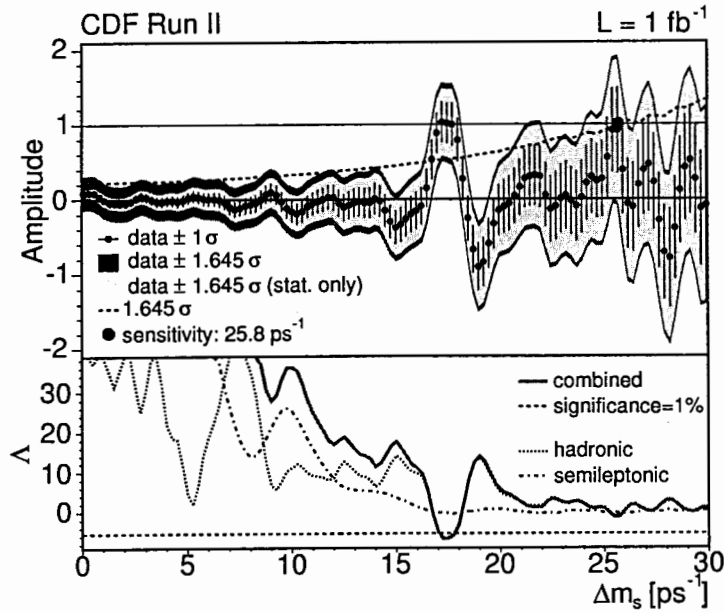


Рис. 10: (Вверху) Измеренные значения амплитуды и ошибки в зависимости от  $B_s^0\text{-}\bar{B}_s^0$  частоты осцилляций  $\Delta m_s$ . При значении частоты  $17.3 \text{ ps}^{-1}$  амплитуда соответствует единичному значению и отлична от нуля на 3.7 стандартных отклонений. Полосы, показанные светло серым и темно серым соответствуют одностороннему 95% уровню достоверности для статистических ошибок и для полных ошибок (статистических + систематических) соответственно.

(Внизу) Логарифм отношения функций наибольшего правдоподобия для амплитуды, равной нулю и амплитуды, равной единице,  $\Lambda = \log[\mathcal{L}^{A=0}/\mathcal{L}^{A=1}(\Delta m_s)]$ , в зависимости от частоты осцилляций. Наиболее глубокий минимум соответствует  $\Delta m_s = 17.3 \text{ ps}^{-1}$ , где значение  $\Lambda = -6.75$ . Штрихованная горизонтальная линия указывает значение  $\Lambda$ , которое соответствует вероятности в 1% для случая данных, меченных случайным образом.

мальным значением  $\Delta m_s$ , где  $A = 1$  исключена на 95% уровне достоверности для случая, если бы измеренное значение  $A$  равнялось нулю. Чувствительность CDF II составляет  $25.8 \text{ ps}^{-1}$  и превышает объединенную чувствительность всех предыдущих экспериментов<sup>[1]</sup>. При значении  $\Delta m_s = 17.3 \text{ ps}^{-1}$ , наблюдаемая амплитуда составляет  $A = 1.03 \pm 0.28(\text{stat.})$ , что совместимо с единицей и указывает на наличие осцилляций  $B_s^0\text{-}\bar{B}_s^0$  на этой частоте. А для амплитуды имеем

$A/\sigma_A = 3.7$ , где  $\sigma_A$  - ошибка измерения  $A$ . Отрицательные значения амплитуд, измеренные при частотах, немного выше и немного ниже пиковой, вызваны ограниченной областью измерения пробегов  $B_s$ , которая определяется триггерными условиями и критериями отбора событий. Систематическая ошибка  $A$  вызвана неопределенностями для измерений  $\sigma_i$  и  $D_i$ . Так как влияние этих неопределенностей на  $A$  и  $\sigma_A$  скоррелировано, то отношение  $A/\sigma_A$  имеет пренебрежимую систематическую ошибку.

В итоге проведено первое измерение  $\Delta m_s$ . Точность этого измерения лучше 2%. Величина  $\Delta m_s$  соответствует ожиданиям стандартной модели<sup>[c]</sup> и находится в пределах предсказанных границ. Измерение  $\Delta m_s$  позволило определить  $|V_{td}/V_{ts}|$  с наивысшей точностью и может быть использовано для уточнения параметров унитарности ККМ матрицы и для теоретических спекуляций, вовлекающих новую физику.

Далее в третьей главе рассмотрены другие важные результаты, полученные с помощью SVT триггера<sup>[m]</sup>, в частности, впервые наблюден  $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$  распад, впервые измерена вероятность распада  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$

$$\frac{Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)}{Br(B^0 \rightarrow D^- \pi^+)} = 2.2 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.3(\text{syst}) \quad (9)$$

Улучшены среднемировые(PDG) данные по измерению масс  $B_s, \Lambda_b$  (рисунок 11) и разницы масс  $D_s^+ - D^+$ :  $m(D_s^\pm) - m(D^\pm) = 99.41 \pm 0.38(\text{stat}) \pm 0.21(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$ .

частица	измерения CDF II (MeV/c <sup>2</sup> )	PDG 2002 масса (MeV/c <sup>2</sup> )
$B^+$	$5279.32 \pm 0.68(\text{stat}) \pm 0.94(\text{syst})$	$5279.0 \pm 0.5$
$B^0$	$5280.30 \pm 0.92(\text{stat}) \pm 0.96(\text{syst})$	$5279.4 \pm 0.5$
$B_s^0$	$5365.50 \pm 1.29(\text{stat}) \pm 0.94(\text{syst})$	$5369.6 \pm 2.4$
$\Lambda_b$	$5620.4 \pm 1.6(\text{stat}) \pm 1.2(\text{syst})$	$5624 \pm 9$

Рис. 11: Измерения масс  $b$ - адронов на CDFII

<sup>[m]</sup> M.Bishai, for the CDF II collaboration, "Beauty and charm physics at CDF Run II "Eur Phys J C 34, s01, s347-s357 (2004)

Четвертая глава посвящена измерению массы топ-кварка в дилептонной моде распада на установке CDF.

На ТЭВАТРОНЕ во 2-м сеансе при энергии  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ  $p\bar{p}$ -столкновений топ-кварки рождаются парами  $t\bar{t}$ , главным образом, через  $q\bar{q}$  аннигиляцию ( $\simeq 85\%$ ) и глюон-глюонное слияние. Из-за большой ширины распада и соответственно короткого времени жизни ( $\simeq 4 \times 10^{-25}$  s), топ-кварк распадается перед адронизацией; таким образом, "свободный кварк" может быть изучен без усложнения от низкоэнергетичных эффектов КХД.

По стандартной модели топ-кварк распадается в основном на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк;  $b$ -кварк адронизуется в струю частиц, а  $W$  распадается либо на  $q\bar{q}$ , либо на лептон-нейтринную пару. Таким образом, распад  $W$ -бозонов определяет характеристики  $t\bar{t}$ -события и стратегию отбора событий.

Дилептонная мода распада определяется случаем, когда оба  $W$  распадаются на лептоны:  $t\bar{t} \rightarrow \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell b\ell^+\nu_\ell$ . Хотя эта "dilepton" мода составляет всего  $\simeq 5\%$  от  $t\bar{t}$  событий (не считая распады на тау-лептоны), измерения массы топ-кварка в этой моде очень важны: они позволяют уменьшить общую неопределенность массы топ-кварка. Кроме того, независимые дилептонные измерения служат для проверки соответствия масс топ-кварка, измеренных в других модах, т.к. дилептонная мода содержит другие источники фоновых событий и представляет другой набор событий.

Результаты, полученные и анализируемые в диссертации, основаны на данных с установки CDF, накопленных во втором сеансе Тэватрона (март 2002 - август 2004).

Сигнатура  $t\bar{t}$ -распадов в дилептонном канале определяется двумя струями от  $b$ -кварков, двумя лептонами с большими поперечными импульсами и большой недостающей энергией (из-за 2-х нейтрино) от распадов  $W$ , а также возможными дополнительными кварк-глюонными струями в начальном и конечном состоянии. Основной фон для дилептонных  $t\bar{t}$ -событий происходит от процессов Дрелл-Яна ( $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ );  $W(\rightarrow \ell\nu)$ +jets- так называемых fakes событий, где струя имитирует наличие второго лептона; а также от рождения двух бозонов ( $WW, WZ, ZZ$ ).

Данные набраны с помощью инклюзивных лептонных триггеров на электрон, попавший в центральный калориметр, с поперечной энергией  $E_T \equiv E \sin \theta > 18$  GeV, и на мюон в области  $|\eta| < 1.1$  с поперечным импульсом  $p_T \equiv p \sin \theta > 18$  GeV/c. Для электронов в "end plug" калориметре требуется  $E_T > 20$  GeV. События должны обладать также недостающей поперечной энергией  $\cancel{E}_T > 15$  GeV, определенной из векторной суммы  $-\sum_i E_T^i \vec{n}_i$ , где  $\vec{n}_i$  - единичный вектор в азимутальной плоскости, который направлен от оси пучка к  $i^{\text{th}}$  башне калориметра. В событии требуются по крайней мере две струи, ко-

Таблица II: Светимость, ожидаемые числа сигнальных и фоновых событий (с полными неопределенностями) и наблюдаемое число событий. Сечение рождения  $t\bar{t}$  предполагается равным 6.1 pb.

Светимость	$340\text{pb}^{-1}$
Ожидаемое число $t\bar{t}$	$15.7 \pm 1.3$
Дрелл-Ян	$5.5 \pm 1.2$
$W(\rightarrow \ell\nu)$ +jets ложные	$3.5 \pm 1.4$
Дибозоны	$1.6 \pm 0.3$
Суммарный фон	$10.5 \pm 1.9$
Суммарное ожидаемое	$26.2 \pm 2.3$
Наблюдаемое на данных	33

торые определяются по кластерам энерговыделения в калориметре с размером конуса  $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$

В таблице II приведены светимость и ожидаемые числа сигнальных и фоновых событий, а также число отобранных экспериментальных событий. Акцептанс сигнальных  $t\bar{t}$  событий вычислялся с помощью программ полного моделирования детектора CDF и PUTHIA в предположении сечения рождения пары топ-кварков 6.1 pb, что соответствует массе топ-кварка  $178 \text{ GeV}/c^2$ [<sup>а</sup>]. Числа фоновых событий для категорий Дрелл-Ян,  $W(\rightarrow \ell\nu)$ +jets fakes и дибозонов оценены на данных и с помощью программ моделирования: PUTHIA, ALPGEN+HERWIG. Полные неопределенности для ожидаемого выхода событий включают как статистические неопределенности наборов Монте-Карло, так и систематические ошибки от идентификации частиц, измерения энергий струй и моделирования сигнальных  $t\bar{t}$  и фоновых событий.

На экспериментальных данных, отобранных с помощью инклюзивного лептонного триггера, найдено 33 кандидата в  $t\bar{t}$  события.

Для кинематической реконструкции массы топ-кварка в дилептонном событии не хватает уравнений связи. Так, для lepton+jets моды распада две компоненты недостающей энергии  $\cancel{E}_T$ , предположение о равенстве масс  $t$  и  $\bar{t}$  кварков и построение инвариантной массы  $\ell\nu$  для  $W$ , позволяют использовать кинематический фит события несмотря на наличие одного нейтрино. Для дилептонной моды распада имеем два нейтрино, что делает невозможным прямое использование кинематического фита в данном типе событий.

Точнее можно сказать, что для каждого  $t\bar{t}$  события кинематика полностью

[<sup>а</sup>] M. Cacciari et al., J. High Energy Phys. 404, 068 (2004).

определяется 24 величинами: 4-импульсами 6-ти частиц в конечном состоянии. Двенадцать 3-импульсов для двух  $b$ -кварков и 2 лептонов измеряются детектором вместе с двумя компонентами  $\cancel{E}_T$ . Величины масс для  $b$ -кварков и 2 лептонов известны, а два нейтрино предполагаются безмассовыми. Делая три дополнительных предположения о распадах  $t\bar{t}$  и  $W$  бозона получаем:

$$m(b\ell^+\nu) = m(\bar{b}\ell^-\bar{\nu}) \quad (10)$$

$$m(\ell^+\nu) = m(W^+) \quad (11)$$

$$m(\ell^-\bar{\nu}) = m(W^-) \quad (12)$$

В результате имеем только 23 известных и предполагаемых компонент системы. Следовательно, масса топ-кварка не может быть прямо реконструирована из  $t\bar{t}$  дилептонного распада: требуются дополнительные кинематические предположения для восстановления массы топ-кварка.

Практически для каждого события проведено интегрирование по неизменяемому кинематическим переменным для получения распределений, дающих относительную вероятность различных значений масс топ-кварка. Моделирование распадов  $t\bar{t}$  и оптимизация метода на больших наборах различных масс топ-кварков выполнены с помощью HERWIG генератора с CTEQ5L<sup>[°]</sup> функциями распределения партонов.

Развитый в диссертации метод реконструкции массы топ-кварка назван "Neutrino  $\phi$  Weighting Method (PHI)" [5] и признан сотрудничеством CDF. С помощью дополнительных предположений об азимутальных углах  $\phi$  нейтрино реконструированы дилептонные распады путем минимизации  $\chi^2$  функционала для выбора одного значения массы топ-кварка в событии. Масса топ-кварка, полученная в диссертации, измерена на статистике 340 pb<sup>-1</sup>.

Минимизируем  $\chi^2$  функционал:

$$\chi^2 = \sum_{\ell=1}^2 \frac{(p_T^\ell - \widetilde{p}_T^\ell)^2}{\sigma_{p_T}^{\ell 2}} + \sum_{j=1}^2 \frac{(p_T^j - \widetilde{p}_T^j)^2}{\sigma_{p_T}^{j 2}} + \sum_{i=1}^N \frac{(UE^i - \widetilde{UE}^i)^2}{\sigma_{UE}^{i 2}} \quad (13)$$

$$+ \frac{(m_{\ell_1\nu_1} - m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{\ell_2\nu_2} - m_W)^2}{\Gamma_W^2} + \frac{(m_{j_1\ell_1\nu_1} - \widetilde{m}_t)^2}{\Gamma_t^2} + \frac{(m_{j_2\ell_2\nu_2} - \widetilde{m}_t)^2}{\Gamma_t^2}.$$

Здесь первый член обозначает суммирование по поперечным импульсам лепто-

[°] H.L. Lai et al., Eur. Phys. J. C12, 375 (2000).

нов  $p_T^\ell$ , а разрешение детектора для электронов и мюонов берется равным<sup>[°]</sup>:

$$\frac{\sigma_{p_T}^e}{p_T^e} = \sqrt{\frac{0.135^2}{p_T^e} + 0.02^2} \quad (14)$$

$$\frac{\sigma_{p_T}^\mu}{p_T^\mu} = 0.0011 \cdot p_T^\mu. \quad (15)$$

Второй член в соотношении (13) описывает суммирование по поперечным импульсам  $p_T^j$  двух лидирующих струй. Величина  $UE$  (с неопределенностью  $\sigma_{UE}$ ) в третьем  $\chi^2$  члене обозначает некластеризованную энергию в калориметре, просуммированную по ( $i = 1, N$ ) башням, которая не связана с лептонами и кластерами от лидирующих струй, а включает в себя дополнительные струи с  $E_T > 8 \text{ GeV}/c^2$  and  $|\eta| < 2.5$ . Величины  $m_{\ell\nu}$  и  $m_{j\ell\nu}$  в соотношении 13 обозначают реконструированные инвариантные массы продуктов распада  $W$ -бозона и топ-кварка соответственно. Для ширины распада  $W$ -бозона и топ-кварка использованы среднемировые значения. Переменные с тильдой обозначают величины, полученные в результате процедуры минимизации. Величина  $\widetilde{m}_t$  - параметр фита, "возвращенный" процедурой минимизации в качестве реконструированной массы топ-кварка.

Для нахождения импульса нейтрино от распадов  $W$ -бозонов (соотношение 13) требуются дополнительные предположения. Предположим, что известны азимутальные углы для обоих нейтрино ( $\phi_{\nu_1}, \phi_{\nu_2}$ ), тогда поперечные импульсы нейтрино связаны с недостающей энергией  $\cancel{E}_T$

$$p_T^{\nu_1} \cdot \cos(\phi_{\nu_1}) + p_T^{\nu_2} \cdot \cos(\phi_{\nu_2}) = \cancel{E}_x \quad (16)$$

$$p_T^{\nu_1} \cdot \sin(\phi_{\nu_1}) + p_T^{\nu_2} \cdot \sin(\phi_{\nu_2}) = \cancel{E}_y$$

что дает решения:

$$p_x^{\nu_1} \equiv p_T^{\nu_1} \cdot \cos(\phi_{\nu_1}) = \frac{\cancel{E}_x \cdot \sin(\phi_{\nu_2}) - \cancel{E}_y \cdot \cos(\phi_{\nu_2})}{\sin(\phi_{\nu_2} - \phi_{\nu_1})} \cdot \cos(\phi_{\nu_1}) \quad (17)$$

$$p_y^{\nu_1} \equiv p_T^{\nu_1} \cdot \sin(\phi_{\nu_1}) = \frac{\cancel{E}_x \cdot \sin(\phi_{\nu_2}) - \cancel{E}_y \cdot \cos(\phi_{\nu_2})}{\sin(\phi_{\nu_2} - \phi_{\nu_1})} \cdot \sin(\phi_{\nu_1})$$

$$p_x^{\nu_2} \equiv p_T^{\nu_2} \cdot \cos(\phi_{\nu_2}) = \frac{\cancel{E}_x \cdot \sin(\phi_{\nu_1}) - \cancel{E}_y \cdot \cos(\phi_{\nu_1})}{\sin(\phi_{\nu_1} - \phi_{\nu_2})} \cdot \cos(\phi_{\nu_2})$$

$$p_y^{\nu_2} \equiv p_T^{\nu_2} \cdot \sin(\phi_{\nu_2}) = \frac{\cancel{E}_x \cdot \sin(\phi_{\nu_1}) - \cancel{E}_y \cdot \cos(\phi_{\nu_1})}{\sin(\phi_{\nu_1} - \phi_{\nu_2})} \cdot \sin(\phi_{\nu_2}).$$

Проведение процедуры минимизации(13) для всех возможных величин  $\phi$  нейтрино создает набор решений для плоскости ( $\phi_{\nu_1}, \phi_{\nu_2}$ ).

В результате оптимизации по величине  $\phi$ -сегментации выбрана матрица из 12  $\times$  12 точек в плоскости ( $\phi_{\nu_1}, \phi_{\nu_2}$ ) таким образом, чтобы избежать точек



$\sin(\phi_{\nu 1} - \phi_{\nu 2}) = 0$ , при которых система уравнений 17 становится неопределенной. Для каждой точки существует 8 решений из-за 2-ной неопределенности в продольных компонентах импульса каждого нейтрино и двух возможных комбинаций лептон-струя. Следовательно,  $12 \times 12 \times 8 = 1152$  минимизации соотношения (13) выполнялись для каждого события, результатами каждой из которых являлись восстановленная масса топ-кварка  $m^{\text{rec}}$  и  $\chi^2$ . Для каждой точки выбиралось решение с минимальным  $\chi^2$  среди 8 полученных. В результате на каждое событие получен массив из 144 пар  $\chi_{ij}^2$  и  $m_{ij}^{\text{rec}}$  величин, где ( $i = 1, 12; j = 1, 12$ ) обозначают  $(\phi_{\nu 1}, \phi_{\nu 2})$  точки плоскости. Каждое решение взвешивается по величине  $\chi^2$  согласно:

$$w_{ij} = \frac{\exp(-\chi_{ij}^2/2)}{\sum_{i=1}^{12} \sum_{j=1}^{12} \exp(-\chi_{ij}^2/2)} \quad (18)$$

для построения плотности распределения вероятности, нормированной на единицу.

Выполнен ряд тестов методом Монте-Карло для проверки работоспособности развитого метода. Для этого использовались наборы сгенерированных событий с топ-кварками различной массы.

Далее возникает вопрос об "извлечении" одной массы топ-кварка на событие или работа с полным распределением функции плотности вероятности (ф.п.в.). Этот вопрос изучен на моделировании. Оптимизация показала - наилучшим выбором является усреднение массива  $m_{ij}^{\text{rec}}$  с весами (18) после применения порога в 30% от наиболее вероятного значения функции плотности вероятности.

На рисунке 12 показано распределение плотности вероятности для одного HERWIG Монте-Кало  $t\bar{t}$  события с  $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$ .

Техника измерения массы топ-кварка в отдельном событии, описанная выше, приводит к созданию распределения масс топ-кварков на данных CDFII. Однако, упомянутое распределение является смесью сигнальных  $t\bar{t}$  и фоновых событий. Для окончательного определения массы топ-кварка это распределение сравнивалось с ф.п.в. массы топ-кварка для сигнальных и фоновых событий с помощью функции наибольшего правдоподобия. Ф.п.в. определены с помощью параметризации распределений масс топ-кварков  $\equiv$  (шаблонов), полученных для сигнальных  $t\bar{t}$  и фоновых событий из Монте-Карло.

Для выделения сигнала использовались  $t\bar{t}$  дилептонные события, сгенерированные с помощью HERWIG для масс топ-кварка от 130 до 230  $\text{GeV}/c^2$  с шагом 5  $\text{GeV}/c^2$ . Структурные функции CTEQ5L<sup>[9]</sup> применены для моделирования импульсного распределения партонов в начальном состоянии. Сигнальные распределения (шаблоны), полученные из такого моделирования, параметризованы суммой функций Гаусса и гамма. Эта параметризация дает сигнальную ф.п.в.,

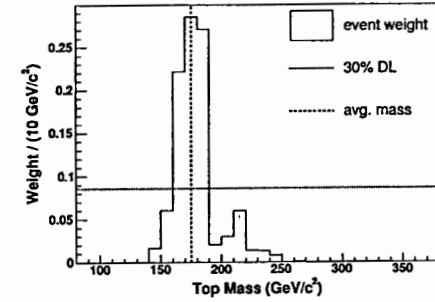


Рис. 12: Распределение плотности вероятности для HERWIG Монте-Кало  $t\bar{t}$  события с  $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$ . Результирующая масса топ-кварка получена усреднением распределения после применения 30% порога от наиболее вероятного значения функции плотности вероятности.

$P_s(m; m_t)$ , представляющую вероятность реконструкции массы топ-кварка  $m$  в случае, когда "истинная" масса будет  $m_t$ :

$$P_s(m; m_t) = \alpha_5 \frac{\alpha_2^{1+\alpha_1}}{\Gamma(1+\alpha_1)} (m - \alpha_0)^{\alpha_1} \exp(-\alpha_2(m - \alpha_0)) \quad (19)$$

$$+ (1 - \alpha_5) \frac{1}{\alpha_4 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m - \alpha_3)^2}{2\alpha_4^2}\right).$$

Шесть параметров  $\alpha_i$  в соотношении 19 предполагаются линейно зависимыми от сгенерированной массы топ-кварка, так что фактически выполняется 12-параметрический фит для  $p_i$  для всех шаблонов одновременно с:

$$\alpha_i = p_i + (m_t - 175 \text{ GeV}/c^2) p_{i+6}. \quad (20)$$

На рисунке 13 показаны сигнальные шаблоны с соответствующими параметризованными функциями фита (19).

Для фоновых событий создан один итоговый шаблон, который включает в себя вклады от каждого источника фона согласно их ожидаемому выходу, отраженному в таблице II. Шаблоны для различных фоновых процессов реконструированы из смоделированных процессов: Дрелл-Яна (PYTHIA),  $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$  "fakes" (ALPGEN+HERWIG), и дибозонов (PYTHIA и ALPGEN+HERWIG). Фоновые ф.п.в.  $P_b(m)$  получаем с помощью фитирования объединенного фонового шаблона функцией, аналогичной той, что использована для сигнальных шаблонов (19), однако теперь параметры фита не зависят от "истинной" массы топ-кварка  $m_t$ .

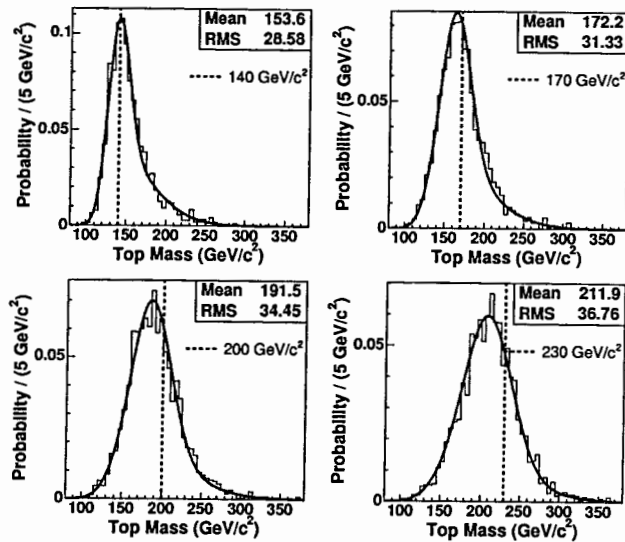


Рис. 13: Примеры сигнальных шаблонов в зависимости от массы топ-кварка для значений 140, 170, 200 and 230 GeV/c<sup>2</sup>. Показана параметризация функциями (19). Вертикальные линии соответствуют генерированной массе топ-кварка.

Последний шаг в дилептонном шаблонном анализе - определение массы топ-кварка на наборе данных путем аппроксимации функцией наибольшего правдоподобия. С помощью процедуры наибольшего правдоподобия находим вероятность того, что данные описываются смесью фоновых и сигнальных событий  $t\bar{t}$  для определенного значения массы топ-кварка. В качестве входных величин используем значения массы топ-кварка, восстановленные в каждом событии на данных и параметризованные ф.п.в. для сигнальных и фоновых событий, полученные из моделирования.

Общая функция правдоподобия выглядит:

$$\mathcal{L}(m_t) = \mathcal{L}_{\text{shape}}(m_t) \times \mathcal{L}_{n_b} \quad (21)$$

где

$$\mathcal{L}_{\text{shape}}(m_t) = \frac{e^{-(n_s+n_b)} (n_s+n_b)^N}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{n_s P_s(m_i; m_t) + n_b P_b(m_i)}{n_s + n_b} \quad (22)$$

и

$$-\ln \mathcal{L}_{n_b} = \frac{(n_b - n_b^{\text{exp}})^2}{2\sigma_{n_b}^2}. \quad (23)$$

Функция наибольшего правдоподобия “возвращает” значение массы топ-кварка ( $m_t$ ), количества сигнальных ( $n_s$ ) и фоновых ( $n_b$ ) событий. Определяется вероятность, что каждое событие ( $i$ ) является сигнальным событием и что оно является фоновым событием. Сигнальные и фоновые вероятности присваиваются при сравнении измеренной в одном событии массы топ-кварка  $m_i$  с параметризованными ф.п.в. для сигнальных  $P_s$  и фоновых  $P_b$  событий. Находятся вероятности, что функция наибольшего правдоподобия определяет число фоновых событий  $n_b$ , совместимое с априорной оценкой  $n_b^{\text{exp}}$ , и что полное число сигнальных ( $n_s$ ) и фоновых событий совместимо с числом наблюдаемых событий  $N$ . Число фоновых событий должно описываться функцией Гаусса со средним значением  $n_b^{\text{exp}}$  (с ошибкой, равной ожидаемой неопределенности в числе фоновых событий  $\sigma_{n_b}$ ), а сумма  $n_s$  и  $n_b$  подчиняться распределению Пуассона. Таким образом, число сигнальных событий, оцененное функцией правдоподобия, не зависит от ожидаемого числа сигнальных событий, основанного на предполагаемом сечении  $t\bar{t}$ . Итоговое значение массы топ-кварка ( $m_t$ ) получаем из минимума функции  $-\ln(\mathcal{L})$ .

Статистическая неопределенность для  $m_t$  определяется из разницы между массой в минимуме функции правдоподобия и массой при  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}}) + 0.5$ .

В анализе использовано большое число смоделированных ансамблей данных или псевдоэкспериментов, для проверки того, что метод измерения массы топ-кварка, описанный выше, возвращает ожидаемое значение массы топ-кварка. Перед тем, как применить развитый метод на данных CDFII, показана работоспособность метода на смоделированных наборах событий с неизвестными значениями масс топ-кварков.

Таблица III: Результаты восстановления массы топ-кварка. Указаны: полное число наблюдаемых событий, число событий, для которых найдены массы топ-кварков, ожидаемое число фоновых событий, результаты фита функцией наибольшего правдоподобия при фиксированном и свободном количестве фоновых событий.

метод	данные			фон фиксирован			фон не фиксирован
	$N_{\text{tot}}$	$N_{\text{sol}}$	$n_b^{\text{exp}}$	$n_s$	$n_b$	$m_t$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_t$ (GeV/c <sup>2</sup> )
PHI	33	33	10.5 ± 1.9	24.4 ± 5.9	10.0 ± 1.9	169.7 <sup>+8.9</sup> <sub>-9.0</sub>	169.2 ± 6.4

Метод применен к 33 отобраным дилептонным событиям, соответствующим 340 pb<sup>-1</sup>. В работе использованы алгоритм реконструкции событий и процедура наибольшего правдоподобия, описанные в предыдущих разделах. При этом применялось ожидаемое число фоновых событий, указанное в таблице II. Как указано в таблице III, фит функцией наибольшего правдоподобия вернул число

фоновых событий, совместимое с ожидаемым значением. Так же полное число событий, определенное функцией наибольшего правдоподобия согласуется с наблюдаемым.

Верхний график на рисунке 14 показывает реконструированную массу топ-кварка на данных, нормализованную форму фона и сигнала + фона и изменения  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\max})$  как функцию массы топ-кварка. В качестве измеренной массы

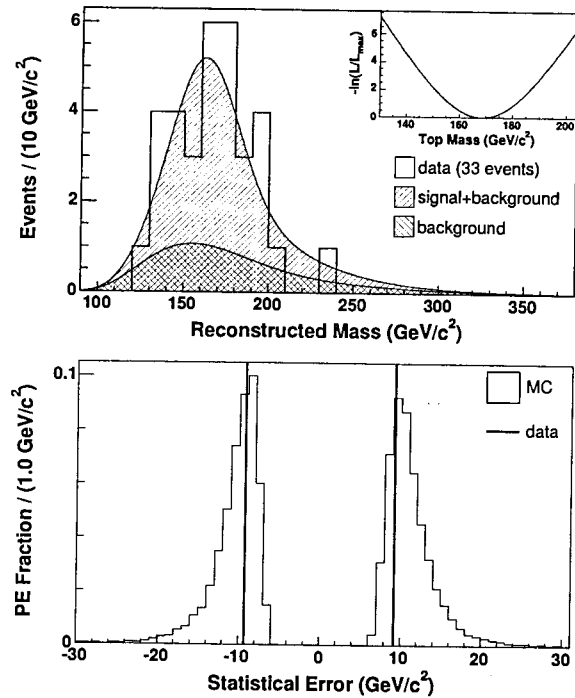


Рис. 14: Результаты РНИ-метода на экспериментальных данных. Верхний график: реконструированная масса топ-кварка на данных (гистограмма) с нормализованными фоновой и сигнальной+фоновой зависимостями (ф.п.в.) и функцией наибольшего правдоподобия (вставка). Нижний график: сравнение экспериментальных статистических погрешностей (вертикальные линии) с погрешностями, определенными в псевдоэкспериментах для  $170 \text{ GeV}/c^2$ .

топ-кварка берем значение  $m_t$ , соответствующее минимуму функции правдоподобия. Статистические неопределенности получены с помощью определения ширины при  $-\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\max}) + 0.5$ , и поправки на недооценку погрешностей, полу-

Таблица IV: Систематические ошибки измерения массы топ-кварка в  $\text{GeV}/c^2$ . Итоговая ошибка получена квадратичным сложением ошибок от различных источников.

источник систематической ошибки	РНИ метод
Восстановление энергии в калориметре	3.5
Восстановление энергии $b$ -струй	0.7
MC генератор	0.7
PDF's	0.6
ISR	0.6
FSR	0.4
Форма фона	1.5
Итоговая ошибка	4.0

ченную с помощью ошибок пулов. В таблице III приведены измеренная масса топ-кварка и статистические ошибки, поправленные на коррекции для ширины пулов.

Нижний график на рисунке 14 показывает сравнение измеренных статистических ошибок с ошибками от псевдоэкспериментов для  $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$  при использовании в каждом псевдоэксперименте числа событий, равному наблюдаемому на данных. Вероятность получения наблюдаемой статистической ошибки определена, равной 19%. Для дальнейшей проверки снято ограничение на число фоновых событий в функции наибольшего правдоподобия (т.е. член  $\mathcal{L}_b$  в соотношении 21). В результате такой фит показал число фоновых событий, близкое к нулю, что подтверждается псевдоэкспериментами для РНИ-метода в 20% случаев для набора  $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$ .

Кроме статистических неопределенностей при измерении массы топ-кварка, возникающих из-за ограниченного набора экспериментальных данных, существует несколько источников систематических ошибок: неопределенности в моделировании  $t\bar{t}$  и фоновых событий, неточное моделирование отклика детектора на лептоны и струи и различные предположения, сделанные при реализации метода измерения массы топ-кварка. Большинство систематических ошибок оценено соответствующим изменением входных величин в моделировании и построением новых шаблонов масс топ-кварков. Далее, выполнены псевдоэксперименты с использованием этих новых шаблонов масс и сравнены полученные значения медиан распределения массы топ-кварка с медианами от штатных распределений. Источники систематических ошибок предполагаются нескоррелированными, таким образом, полная систематическая ошибка определялась как квадратичная сумма от различных ошибок, см. таблицу IV.

В результате определена масса топ-кварка  $169.7^{+8.9}_{-9.0} (\text{stat.}) \pm 4.0 (\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ .

В заключении изложены основные результаты диссертационной работы:

1. Измерена масса  $t$ -кварка в дилептонной моде распада на статистике 340  $pb^{-1}$  с помощью РНМ-метода, развитого в работе:  $M_{top} = 169.7^{+8.9}_{-9.0} (stat.) \pm 4.0 (syst.) GeV/c^2$ . Достигнутый результат принадлежит к числу наиболее точных независимых измерений массы  $t$ -кварка в “дилептонном” канале.
2. Предложен, оптимизирован и экспериментально применен впервые на CDFII РНМ-метод измерения массы  $t$ -кварка в дилептонной моде распада с реконструкцией событий при помощи сканирования матрицы азимутальных углов разлета двух нейтрино. Метод успешно прошел апробацию на “контрольных наборах” событий и одобрен коллаборацией для массовой обработки экспериментальных данных.
3. SVT успешно применен для впервые осуществленного измерения параметра смешивания  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ -мезонов на статистике 1  $fb^{-1}$ :  $\Delta m_s = 17.31^{+0.33}_{-0.18} (stat.) \pm 0.07 (syst.) ps^{-1}$ . Величина  $\Delta m_s$  соответствует ожиданиям стандартной модели.  
К числу результатов, достигнутых с помощью SVT, также относятся: обнаружение распада  $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ , первое измерение вероятности распада  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$ , улучшение среднемировых (PDG) данных по измерению масс  $B_s$ ,  $\Lambda_b$  и разницы масс  $D_s^+ - D^+$ .
4. Получена оценка максимальной чувствительности к измерению параметра смешивания  $B_s^0-\bar{B}_s^0$ -мезонов  $\Delta(m_s)$  на данных 1-го сеанса CDF:  $\Delta m_s^{sens} = 6.8 ps^{-1}$  на 95% уровне достоверности.
5. Впервые на адронном коллайдере разработан и создан, совместно с коллегами, аппаратно-программный комплекс SVT - “триггер на прицельный параметр” (требование наличия трека с прицельным параметром  $> 100 \mu m$ ). Это открыло ранее отсутствовавшие возможности эффективно отбирать чисто адронные распады частиц с  $c, b$ -кварками благодаря подавлению фона с фактором  $\simeq 1000$ . Принципиальная часть этого комплекса - созданная и оптимизированная библиотека образов треков для ассоциативной памяти вершинного триггера, обеспечившая принятие решения триггером в течение запланированного интервала времени - 14  $\mu s$  (L2-триггер).
6. Изучены с помощью программ моделирования и экспериментально исследованы характеристики нового SVT триггера (разрешение, эффективность). Показано, что разрешение триггера  $\sigma_d = 35 \mu m$  соответствует проектному.

Создана ранее отсутствовавшая на CDF эффективная автоматическая система off-line контроля за основными параметрами вершинного триггера с определением положения области взаимодействия  $p\bar{p}$  пучков.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- 1] Ю.А.Будагов, В.В.Глаголев, И.А.Суслов, “Обзор по измерению массы топ кварка на установке CDF в протон-антипротонных столкновениях при  $\sqrt{S} = 1.96$  ТэВ.” ЭЧАЯ, 2007, том 38, выпуск 3.
- 2] A.Abulencia,...V.Glagolev et al., “Measurement of the top quark mass using template methods on dilepton events in p anti-p collisions at  $s^{*}(1/2) = 1.96$  TeV.”, Phys.Rev.D73:112006,2006.  
PDG, “Review of Particle Physics”, Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics. Vol.33, July 2006 p.520.
- 3] A.Abulencia,...V.Glagolev et al., “Top Quark Mass Measurement from Dilepton Events at CDF II”, Phys.Rev.Lett. 96 (2006) 152002.
- 4] G.Bellettini,...V.Glagolev et al., “Measurement of the Top Quark Mass using the Minuit Fitter in Dilepton Events at CDF”, FERMILAB-pub-05-564-e-td, сообщение ОИЯИ JINR-E1-2005-18, 11pp., 2005.
- 5] G.Bellettini,...V.Glagolev et al., “Measurement of the Top Quark Mass using Neutrino Phi Weighting Method in Dilepton Events at CDF”, CDF/anal/top/public/7759, сообщение ОИЯИ JINR-E1-2005-129, 10pp., 2005.
- 6] A. Abulencia,...V.Glagolev... et al., “Measurement of the Bs-Bsbar Oscillation Frequency”, Phys.Rev.Lett. 97 (2006) 062003.
- 7] W. Ashmanskas, A. Bardi,... V.Glagolev et al., “The CDF Silicon Vertex Tracker: online precision tracking of the CDF Silicon Vertex Detector”, IL Nuovo Cimento, vol. 112 A, no. 11, pp. 1239-1243, 1999.
- 8] W. Ashmanskas, A. Bardi,... V.Glagolev et al., “Silicon Vertex Tracker: A fast precise tracking trigger for CDF”, Nucl. Instr. Meth., vol. A 447, pp. 218-222, 2000.
- 9] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., “The CDF silicon vertex tracker”, FERMILAB-CONF-99-158-E, proceedings of 6th International Workshop on New Computing Techniques in Physics Research: Software Engineering, Artificial Intelligence Neural Nets, Genetic Algorithms, Symbolic Algebra, Automatic Calculation (AIHENP 99), Heraklion, Crete, Greece, 12-16 Apr 1999.

- [10] S. Belforte, J. Budagov,... V.Glagolev et al., "THE CDF SILICON VERTEX TRIGGER FOR B PHYSICS STUDY", Сообщение ОИЯИ JINR-E1-2001-19, 9pp., Mar 2001.
- [11] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "The CDF silicon vertex tracker", Nucl.Instrum.Meth.A477:451-455,2002.
- [12] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "The CDF online silicon vertex tracker", FERMILAB-CONF-01-291-E, 6pp., Nov 2001., 5th international conference on large scale applications and radiation hardness of semiconductor detectors, Firenze, Italy, Jul 4-6, 2001.
- [13] A. Bardi,... V.Glagolev et al., "The CDF 2 online silicon vertex tracker", 8th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS 2001), San Jose, California, 27-30 Nov 2001. Published in eConf C011127:THBT003,2001, Also in "San Jose 2001, Accelerator and large experimental physics control systems" 448-452.
- [14] A. Bardi,... V.Glagolev et al., "The CDF online silicon vertex tracker", Nucl.Instrum.Meth.A485:178-182,2002.
- [15] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "Performance of the CDF online silicon vertex tracker", IEEE Trans.Nucl.Sci.49:1177-1184,2002.
- [16] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "CDF Silicon Vertex Tracker: Tevatron Run II preliminary results", Письма в ЭЧАЯ 5[114]-2002, pp.12-24, 2002.
- [17] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "Initial experience with the CDF SVT trigger", Nucl.Instrum.Meth.A501:201-206, 2003.
- [18] W. Ashmanskas,... V.Glagolev et al., "THE CDF SILICON VERTEX TRACKER", Nucl. Instrum. Meth. A518:532-536, 2004.
- [19] F.Bedeschi, J.Budagov, G.Chlachidze, V.Glagolev, T.Miao, "Estimation of the sensitivity to  $\Delta m_s$  from combination of various  $B_s^0$  decay channels in CDF RUN I", Сообщения ОИЯИ JINR-E1-99-180.

Получено 1 февраля 2007г.