



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2005–23

На правах рукописи

Слабоспицкий Сергей Ростиславович

**ЕДИНЫЙ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ
ПОДХОД К ОПИСАНИЮ
ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ
С ТЯЖЕЛЫМИ КВАРКАМИ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2005

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

Научный консультант – доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН РФ В.Ф. Образцов

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Б.А. Арбузов, доктор физико-математических наук А.В. Киселев, доктор физико-математических наук В.Н. Красников.

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

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2005 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, г. Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2005 г.

Ученый секретарь
специализированного совета Д 034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2005

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Современная физика высоких энергий прекрасно описывается двумя фундаментальными взаимодействиями — электрослабой теорией и квантовой хромодинамикой (КХД). Эти два фундаментальных взаимодействия принято называть Стандартной Моделью (СМ). Детальное изучение СМ и поиск эффектов новой физики предполагает поиски хиггсовских частиц, супермультиплетов, прямое измерение трехбозонной электрослабой вершины и т.п. на коллайдерах сверхвысоких энергий (LEP-2, Тэватрон, HERA, LHC, CLIC), а также изучение эффектов нарушения CP -инвариантности и измерение фундаментальных параметров электрослабой теории (прежде всего в секторе тяжелых кварков).

В ближайшее десятилетие основные экспериментальные исследования по реализации этой программы будут проводиться, в частности, в области физики тяжелых кварков. Выделение эффектов, связанных с высокими значениями шкалы энергий, будет в значительной мере определяться точностью теоретических и эмпирических знаний о механизмах взаимодействий кварков, обусловленных динамикой КХД. В связи с этим особое значение приобретают экспериментальные исследования процессов с участием тяжелых c -, b -, t -кварков.

В последние годы достигнут существенный прогресс в описании процессов образования и адронизации кварков, особенно сектора тяжелых кварков. В частности, суммирование ряда теории возмущений КХД в ведущем и следующем порядках по константе связи α_s позволяет вычислить полные и дифференциальные сечения рождения тяжелых кварков на уровне $\sim 10\%$. Существенный прогресс получен также в описании процессов адронизации кварков. Например выяснено, что описание адронизации тяжелых кварков, образованных в адрон-адронных столкновениях, отличается от соответствующего описания в e^+e^- -аннигиляции. Также отличаются механизмы адронизации в рождении адронов с большими и малыми поперечными импульсами. В настоящее время поддаются теоретическому вычислению процессы образования мезонов, состоящих из тяжелых кварков (J/ψ , χ_c , Υ , χ_b , B_c , ...). Развитые методы позволяют единым образом проводить описание процессов рождения таких адронов в различных взаимодействиях с привлечением минимальных предположений о роли непертурбативных эффектов в процессах адронизации кварков. С этой точки зрения, исследование процессов с тяжелыми кварками позволяет выделять и изучать непертурбативные эффекты КХД, описывающие адронизацию кварков, используя тяжелые кварки наподобие “меченых” атомов.

Кроме того, детальное понимание процессов рождения тяжелых кварков весьма важно с точки зрения поиска эффектов “новой физики” вне рамок Стандартной Модели. Различные возможные проявления “новой физики” (новые тяжелые частицы, новые типы взаимодействий) часто приводят к предсказанию существования новых типов реакций с тяжелыми кварками в конечном состоянии.

Таким образом, развитие подхода, позволяющего единым образом описывать процесс рождения и адронизации тяжелых кварков, является **актуальнейшей** задачей для физики высоких энергий.

Основные цели диссертации — развитие единого подхода к описанию процессов образования тяжелых кварков при высоких энергиях в рамках теории возмущений и проведение вычислений и моделирования процессов образования тяжелых кварков в различных взаимодействиях.

На защиту выносятся следующие положения диссертационной работы:

- Теоретическая модель, описывающая процессы образования $(c\bar{c})$ - или $(b\bar{b})$ -мезонов ($J/\psi, \psi', \chi_c, \Upsilon, \dots$), основанная на рассмотрении диаграмм теории возмущений КХД в низших порядках по константе связи α_s .
- Феноменологическая модель адронизации тяжелых кварков с учетом рекомбинации (взаимодействия в конечном состоянии) вновь рожденных тяжелых кварков с кварками из начальных адронов.
- Объяснение (в рамках механизма рекомбинации) эффекта лидирования в рождении D - и \bar{D} -мезонов, а также Λ_c - и $\bar{\Lambda}_c$ -барионов в $\pi^\pm p$ - и pp -столкновениях.
- Предсказание (с последующим подтверждением в эксперименте) асимметрии в инклюзивном образовании очарованных $D(c\bar{q})$ - и $D(\bar{c}q)$ -мезонов и $\Lambda(cqq)$ - и $\bar{\Lambda}(cqq)$ -адронов в процессах $K^\pm p$ - и $\Sigma^- p$ -столкновений.
- Детальные исследования реакций образования пары тяжелых $t\bar{t}$ -кварков в pp -соударениях при энергиях УНК коллайдера ($\sqrt{s} = 2.2$ ТэВ).
- Детальное исследование процесса рождения одиночных t -кварков за счет электрослабых взаимодействий в протон-протонных столкновениях и возможность измерения элемента матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскава $|V_{tb}|$.
- Предложение изучения аномальных взаимодействий t -кварков при энергиях e^+e^- коллайдера LEP-2 за счет аномальных взаимодействий с нейтральными токами с нарушением аромата.
- Полученное ограничение на константы связи FCNC-взаимодействий топ-кварка с глюонами из анализа сечения образования $t\bar{t}$ -кварков на $\bar{p}p$ -коллайдере Тэватрон.
- Новый механизм парного рождения пары топ-кварков (или пары антитоп кварков) на адронных коллайдерах.
- Исследование процессов рождения $t\bar{t}$ -кварков с последующими редкими распадами топ-кварков за счет аномальных взаимодействий $t \rightarrow \gamma q, t \rightarrow Z q, t \rightarrow g q$.

- Детальное исследование роли заряженного бозона Хиггса в процессе электрослабого рождения $t\bar{b}$ -пары кварков на ускорителе ЛНС.
- Изучение образования H^\pm -бозона в процессе s -канальной аннигиляции легких кварков.
- Создание генератора событий TopReX для детального моделирования процессов с тяжелыми кварками, W - и Z -бозонами.

Научные результаты и новизна работы

1. Впервые и независимо от других авторов предложен механизм, позволяющий описывать процессы образования $(c\bar{c})$ - или $(b\bar{b})$ -мезонов ($J/\psi, \psi', \chi_c, \Upsilon, \dots$), основанный на рассмотрении диаграмм теории возмущений КХД в низших порядках по константе связи α_s .
2. Впервые и независимо от других авторов предложен и развит механизм адронизации тяжелых кварков с учетом рекомбинации (взаимодействия в конечном состоянии) вновь рожденных тяжелых кварков с кварками из начальных адронов.
3. В рамках механизма рекомбинации получено объяснение эффекта лидирования в рождении D - и \bar{D} -мезонов, а также Λ_c - и $\bar{\Lambda}_c$ -барионов в $\pi^\pm p$ - и pp -столкновениях. Вычисленные распределения находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов.
4. Была предсказана и впоследствии получила экспериментальное подтверждение асимметрия в инклюзивном образовании очарованных $D(c\bar{q})$ - и $D(\bar{c}q)$ -мезонов и $\Lambda(cqq)$ - и $\bar{\Lambda}(\bar{c}qq)$ -барионов в процессах $K^\pm p$ - и $\Sigma^- p$ -столкновений.
5. Проведены детальные исследования реакций образования тяжелых t -кварков в pp -столкновениях при энергиях УНК коллайдера ($\sqrt{s} = 2.2$ ТэВ). Были вычислены полные сечения образования пары $t\bar{t}$ в pp -столкновениях и инклюзивные дифференциальные распределения t -кварков и продуктов их распада. Исследована (с учетом условий экспериментальной установки) возможность выделения сигнала от t -кварков на фоне образования W^\pm -бозонов в сопровождении адронных струй.

6. Впервые детально изучена возможность и показана реальность выделения сигнала от t -кварков в чисто адронной моде распада $t\bar{t}$ -пары (т.е. $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow 6jet$).
7. Впервые и независимо от других авторов было проведено вычисление сечения рождения одиночных t -кварков за счет электрослабых процессов в протон-протонных столкновениях. Показано, что этот процесс является уникальной возможностью измерения элемента матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскава $|V_{tb}|$.
8. Впервые рассмотрена возможность изучения аномальных взаимодействий t -кварков при энергиях e^+e^- -коллайдера LEP-2 за счет аномальных взаимодействий с нейтральными токами с нарушением аромата (FCNC-взаимодействия). Показано, что исследование процесса одиночного рождения топ-кварков на e^+e^- -коллайдере LEP-2 позволяет улучшить ограничения на параметры аномальных взаимодействий топ-кварка с Z -бозоном по сравнению с результатами $\bar{p}p$ -коллайдера Тэватрон.
9. Впервые получено ограничение на константы связи FCNC-взаимодействий топ-кварка с глюонами из анализа сечения образования $t\bar{t}$ -кварков на $\bar{p}p$ -коллайдере Тэватрон.
10. Впервые предложен и исследован новый механизм парного рождения пары топ-кварков (или пары антитоп-кварков) на адронных коллайдерах за счет аномальных взаимодействий.
11. Впервые и независимо от других авторов проведено детальное моделирование (с учетом возможностей детектора CMS на LHC) процессов рождения $t\bar{t}$ кварков с последующими редкими распадами топ-кварков за счет аномальных взаимодействий: $t \rightarrow \gamma q$, $t \rightarrow Z q$, $t \rightarrow g q$. Показано, что на ускорителе LHC возможно получить существенно лучшие ограничения на параметры аномальных взаимодействий топ-кварков с фотоном, Z -бозоном и глюоном по сравнению с коллайдером Тэватрон или будущим e^+e^- -коллайдером.
12. Впервые и независимо от других авторов детально проанализирован вклад от заряженного бозона Хиггса (H^\pm) в процесс электрослабого рождения $t\bar{b}$ -пары кварков на адронных кол-

лайдерах. Проведено моделирование сигнальных и фоновых процессов с учетом реальных возможностей детектора CMS на LHC.

13. Впервые и независимо от других авторов исследовано рождение H^\pm -бозона с последующим распадом на $\tau^\pm\nu_\tau$ в процессе s -канальной аннигиляции легких кварков при больших значениях параметра $\text{tg } \beta$ ($= 20 \div 50$) и относительно легких заряженных бозонов Хиггса ($M_H = 200 \div 400$ ГэВ). Получена оценка области параметров (M_H и $\text{tg } \beta$), возможной для исследования на будущем ускорителе LHC.
14. Создан генератор событий TopReX, позволяющий проводить вычисление полных и дифференциальных сечений процессов с тяжелыми кварками, W - и Z -бозонами.

Практическая ценность работы

Исследованы механизмы и предложены модели, описывающие процессы образования адронов с тяжелыми кварками, которые играют важную роль в понимании динамики реакций при высоких энергиях. Полученные результаты позволяют интерпретировать и предсказывать различные процессы с рождением адронов с тяжелыми кварками на существующих и планируемых ускорителях У-70, ЦЕРН (SPS, LEP и LHC), ФНАЛ, ДЕЗИ, СЛАК.

Предложена теоретическая модель, позволяющая описывать процессы образования $(c\bar{c})$ - или $(b\bar{b})$ -мезонов ($J/\psi, \psi', \chi_c, \Upsilon, \dots$). Предложен и развит механизм адронизации тяжелых кварков с учетом рекомбинации (взаимодействия в конечном состоянии) вновь рожденных тяжелых кварков с легкими кварками из начальных адронов. В рамках механизма рекомбинации получено объяснение эффекта лидирования в рождении D - и \bar{D} -мезонов, а также Λ_c - и $\bar{\Lambda}_c$ -барионов в $\pi^\pm p$ - и pp -столкновениях. Была предсказана и впоследствии получена экспериментальное подтверждение асимметрии в инклюзивном образовании очарованных $D(c\bar{q})$ - и $D(\bar{c}q)$ -мезонов и $\Lambda(cqq)$ - и $\bar{\Lambda}(\bar{c}qq)$ -адронов в процессах $K^\pm p$ - и $\Sigma^- p$ -столкновений.

В рамках разработки программы физических исследований на ускорительно-накопительном комплексе в ИФВЭ (УНК коллайдер)

были проведены детальные исследования реакций образования тяжелых t -кварков в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 2.2$ ТэВ и с учетом условий экспериментальной установки. Впервые была детально изучена возможность и показана реальность выделения сигнала от t -кварков в чисто адронной моде распада $t\bar{t}$ -пары (т.е. $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow 6jet$). Было проведено вычисление сечения рождения одиночных t -кварков за счет электрослабых процессов в протон-протонных столкновениях. Исследована уникальная возможность измерения элемента $|V_{tb}|$ матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскава в этих процессах.

Впервые был исследован процесс одиночного рождения t -кварков при энергиях e^+e^- -коллайдера LEP-2 за счет аномальных взаимодействий с нейтральными токами с нарушением аромата. Показано, что эта реакция позволяет получить ограничения на аномальные константы связи FCNC-взаимодействий топ-кварка с Z -бозоном более лучшие, чем аналогичные ограничения, полученные на $\bar{p}p$ -коллайдере Тэватрон.

В рамках разработки программы физических исследований на большом адронном коллайдере в ЦЕРН было предложено исследовать различные процессы с тяжелыми топ-кварками, проходящие за счет аномальных взаимодействий t -кварков. Был развит механизм парного рождения пары топ-кварков (или пары антитоп-кварков) на адронных коллайдерах за счет аномальных FCNC-взаимодействий. Было проведено детальное моделирование с учетом возможностей детектора CMS процессов рождения $t\bar{t}$ кварков с последующими аномальными распадами за счет FCNC-взаимодействий, $t \rightarrow \gamma q$, $t \rightarrow Z q$, $t \rightarrow g q$.

Впервые детально проанализированы различные процессы рождения заряженного бозона Хиггса при аннигиляции легких кварков. Получена оценка области параметров (M_H и $\text{tg}\beta$), возможной для исследования на будущем ускорителе LHC.

Был создан генератор событий TopReX, позволяющий проводить вычисление полных и дифференциальных сечений процессов с тяжелыми кварками, W - и Z -бозонами.

Апробация диссертации и публикации

Результаты, полученные в диссертации, обсуждались на семинарах Отдела теоретической физики Института физики высоких энергий, на общеинститутских семинарах ИФВЭ, на семинаре Научно-исследовательского института ядерной физики (МГУ), на семинарах ФНАЛ, ЦЕРН, рабочих совещаниях сотрудничества CMS (ЦЕРН), докладывались на сессии Отделения ядерной физики РАН РФ (1979г.), на II, XIII и XIV международных семинарах по проблемам физики высоких энергий и теории поля (Протвино, 1979, 1990, 1991 гг.), на Рабочем совещании по программе экспериментальных исследований на УНК (Протвино, 1987 г.), на Международной конференции “HADRON-89” (1989 г.), на Международной конференции НИИЯФ МГУ (2001 г.), на рабочих совещаниях “Standard Model Physics (and more) at the LHC” (1999 г.), и “Monte Carlo tools for the LHC” (2003 г.).

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в российских и зарубежных журналах (20 статей), в трудах 4 международных конференций и в виде препринтов (см. Список литературы автореферата [1-34]).

Структура диссертации

Диссертация изложена на 186 страницах основного текста, состоит из введения, 5 глав, заключения и двух приложений, а также содержит 30 таблиц, 93 рисунка и список литературы, включающий в себя 172 наименования.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, показаны научная новизна представленных исследований и их практическая ценность, а также кратко изложены содержание работы и ее апробация на конференциях и семинарах.

В **Главе 1** кратко описывается партонная модель и формулируется модель “жесткого обесцвечивания”, которая последовательно применяется в дальнейших вычислениях. В таком подходе предполагается

ся, что ниже порога образования H_Q -адронов (т.е. при $M_{Q\bar{Q}} \leq 2M(Q\bar{q})$) только синглетная по цвету система кварк-антикварк ($Q\bar{Q}$) может перейти в связанное состояние – $M(Q\bar{Q})$ -мезон.

В низшем порядке по константе α_s только глюон-глюонная аннигиляция ($gg \rightarrow c\bar{c}$) может приводить к образованию $c\bar{c}$ -пары в синглетном по цвету состоянии. В этом случае $c\bar{c}$ -пара имеет зарядовую четностью $C = +1$ и, следовательно, может перейти только в χ_{c0} и χ_{c2} состояния чармония. В результате, в модели “жесткого обесцвечивания” инклюзивное дифференциальное сечение образования χ_c -резонанса имеет вид [1, 2]

$$x^* \frac{d\sigma}{dx}(hh \rightarrow \chi_c X) = w(\chi_c) \int_{4m_Q^2}^{M_0^2} \hat{\sigma}^{(S)}(gg \rightarrow c\bar{c}) L_{gg}^{hh}(x_1, x_2) \frac{d\hat{s}}{\hat{s}}, \quad (1)$$

где $w(\chi_c)$ — вероятность синглетного по цвету состояния с зарядовой четностью $C = +1$ перейти в χ_c -мезон.

Сечение рождения J/ψ -частиц (с учетом перехода $\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma$) имеет вид [1, 2]

$$x^* \frac{d\sigma}{dx}(hh \rightarrow J/\psi X) = \bar{B} \int_{4m_Q^2}^{M_0^2} \hat{\sigma}^{(S)}(gg \rightarrow c\bar{c}) L_{gg}^{hh}(x_1, x_2) \frac{d\hat{s}}{\hat{s}}, \quad (2)$$

где $\bar{B} \approx 5\%$ — средняя вероятность перехода зарядово-четной $c\bar{c}$ -пары в χ_c с последующим распадом в $J/\psi + \gamma$ [1, 2].

Однако такой подход описывает образование только χ_c -частиц, что предполагает рождение всех J/ψ -мезонов в сопровождении γ -квантов. Поэтому появляется необходимость учета вклада от октетных по цвету состояний системы $c\bar{c}$ в сечение образования частиц со скрытым очарованием. Действительно, “обесцвечивание”, т.е. переход октетных состояний $c\bar{c}$ -пары в синглетные состояния (с зарядовой четностью $C = -1$), посредством излучения тормозного глюона дает новый источник частиц со скрытым очарованием [1, 2]. В результате J/ψ -мезон может рождаться за счет двух механизмов:

$$\begin{aligned} gg &\rightarrow (c\bar{c})_{C=+1}^{(S)} \rightarrow \chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma, \\ gg &\rightarrow (c\bar{c})_{C=-1}^{(S)} + g \rightarrow J/\psi (\psi') + g. \end{aligned}$$

В этом случае инклюзивные спектры J/ψ - и ψ' -мезонов описываются следующими зависимостями:

$$x^* \frac{d\sigma}{dx}(J/\psi) = \bar{B} \int_{4m_Q^2}^{M_0^2} \hat{\sigma}^{(S)}(gg \rightarrow c\bar{c}) L_{gg}^{hh}(x_1, x_2) \frac{d\hat{s}}{\hat{s}}, \quad (3)$$

$$+ A_{J/\psi} \int_{4m_Q^2}^{M_0^2} \hat{\sigma}(gg \rightarrow (c\bar{c})_-^{(S)} + g) L_{gg}^{hh}(x_1, x_2) \frac{d\hat{s}}{\hat{s}},$$

$$x^* \frac{d\sigma}{dx}(\psi') = A_{\psi'} \int_{4m_Q^2}^{4m_0^2} \hat{\sigma}(gg \rightarrow (c\bar{c})_-^{(S)} + g) L_{gg}^{hh}(x_1, x_2) \frac{d\hat{s}}{\hat{s}}, \quad (4)$$

где $A_{J/\psi}(A_{\psi'})$ — вероятность перехода $c\bar{c}$ -пары (c $C = -1$) в $J/\psi(\psi')$ -мезон.

В развитом подходе можно вычислить относительные выходы $J/\psi + \gamma$ - и ψ' -мезонов, хорошо согласующиеся с данными эксперимента [1, 2]:

$$R_\gamma = \frac{\sigma(J/\psi + \gamma)}{\sigma(J/\psi)}, \quad R_\gamma^{\text{теор}} \approx 0.52, \quad R_\gamma^{\text{эксп}} = 0.47 \pm 0.08,$$

$$R_{\psi'} = \frac{\sigma(\psi')}{\sigma(J/\psi)}, \quad R_{\psi'}^{\text{теор}} \approx 0.12, \quad R_{\psi'}^{\text{эксп}} = 0.14 \pm 0.04.$$

Примеры описания экспериментальных инклюзивных спектров J/ψ -мезонов в рамках развитой модели представлены на рис. 1 и 2 [1, 2].

В последнем параграфе главы рассмотрена возможность изучения поляризации начальных глюонов и кварков в адронах с помощью процесса рождения C -четных χ_c -состояний чармония с последующими распадами на фотон и $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ [6]:

$$q\bar{q}(gg) \rightarrow \chi_c \rightarrow \gamma J/\psi, \quad J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-. \quad (5)$$

Были вычислены соответствующие дифференциальные распределения подпроцессов (5) для случая произвольной поляризации начальных партонов [6]. Показано, что поляризационные эффекты проявляют себя лишь при поляризации обоих начальных партонов (кварков или глюонов). В случае аннигиляции глюонов эффекты поляризации в основном проявляются только в виде тривиального множителя в угловых распределениях продуктов распада. Нетривиальным образом поляризация глюонов проявляется лишь в совместном угловом распределении γ -кванта и лептона от распада $\chi_c(2^{++})$ -мезона.

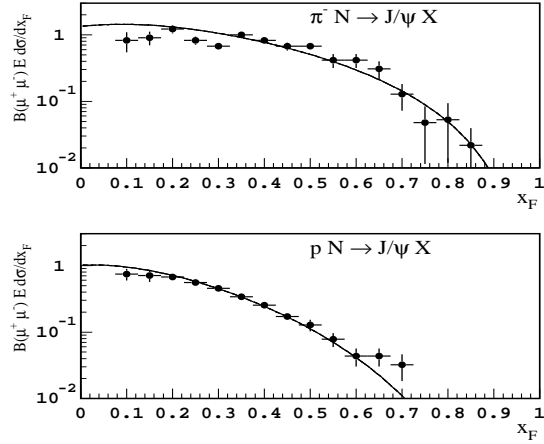


Рис. 1. Дифференциальные спектры J/ψ -мезонов, образованных в реакциях $\pi N \rightarrow J/\psi X$ и $p N \rightarrow J/\psi X$ при $P_{LAB} = 225$ ГэВ. Сечение $E d\sigma/dx_F$ — в ГэВ·мкб/нуклон.

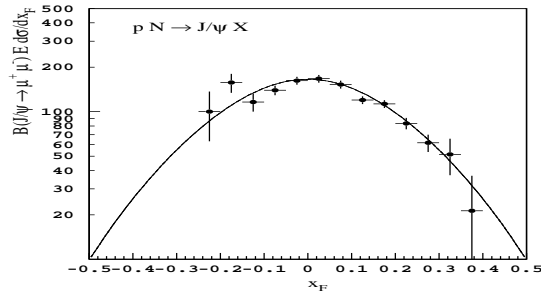


Рис. 2. Дифференциальный спектр J/ψ -мезонов, образованного в реакции $p N \rightarrow J/\psi X$ при энергии $P_{LAB} = 400$ ГэВ.

Глава 2 посвящена описанию процессов рождения $(Q\bar{q})$ -адронов с тяжелыми кварками с небольшими поперечными импульсами. В параграфе 2.2 описывается модель фрагментации кварков в адроны. В этой модели, в частности, предсказываются одинаковые инклю-

живные спектры рождения $H(Q\dots)$ - и $\bar{H}(\bar{Q}\dots)$ -адронов, что противоречит экспериментальным данным. Действительно, в эксперименте наблюдается заметная асимметрия в выходах очарованных $D(c\bar{q})$ - и $\bar{D}(\bar{c}q)$ -мезонов. Величину такой асимметрии принято характеризовать отношением

$$A(x) = \frac{\frac{d\sigma}{dx}(L) - \frac{d\sigma}{dx}(NL)}{\frac{d\sigma}{dx}(L) + \frac{d\sigma}{dx}(NL)}, \quad (6)$$

где символы L (NL) обозначают D -мезоны, содержащие (или не содержащие) валентные кварки из начального адрона. Естественным объяснением такой асимметрии является предположение о том, что в процессе адронизации рожденные тяжелые c -кварки сильным образом взаимодействуют (рекомбинируют) с кварками из начальных адронов (см. рис. 3) [7]).

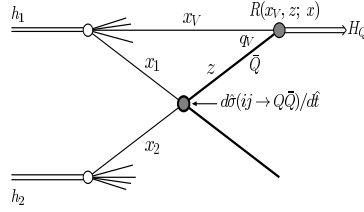


Рис. 3. Рождение $M(\bar{Q}q)$ -мезона в результате рекомбинации кварка-наблюдателя q_v и тяжелого кварка \bar{Q} при столкновении двух адронов.

В модели рекомбинации инклюзивный спектр $D(c\bar{q})$ -мезона имеет вид [7, 8, 10–12]:

$$x^* \frac{d\sigma^R}{dx} = \int \frac{dx_V}{x_V} \frac{dz}{z} R(\xi_V, \xi_z) \times \sum_{ij} \int dp_{\perp}^2 \int_{\frac{z_+}{(1-z_-)}^{1-x_v}} \frac{dx_1}{x_1 - z_+} \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dt} x_1 f_{V_i}^h(x_V, x_1) x_2 f_j^{h_2}(x_2), \quad (7)$$

где $R(\xi_1, \xi_2)$ — функция рекомбинации кварков q_1 и q_2 в мезон (фактически — плотность вероятности обнаружить мезон, состоящий из двух валентных кварков). Она имеет вид

$$R(\xi_1, \xi_2; x) = \frac{\Gamma(2 - \alpha_1 - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_1)\Gamma(1 - \alpha_2)} \xi_1^{(1-\alpha_1)} \xi_2^{(1-\alpha_2)} \delta(1 - \xi_1 - \xi_2), \quad (8)$$

$$\int R(\xi_1, \xi_2; x) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} = 1, \quad (9)$$

где $f^h(x_V, x_1)$ — двухчастичная функция распределения q_V - и q -кварков в начальном адроне [7, 8, 10, 11]:

$$f_{VS}(x_V, x_1) = \gamma_s \frac{\Gamma(2 + m - \alpha_v)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + m)} x_v^{-\alpha_v} x_1^{-1} (1 - x_v - x_1)^m. \quad (10)$$

В модели рекомбинации можно получить предсказания для x -зависимости мезона, образованного при рекомбинации валентного (q_V)- или морского (q_S)-кварка с очарованным кварком [7]:

$$x^* \frac{d\sigma^R}{dx}(q_V + \bar{c} \rightarrow \bar{D})|_{x \rightarrow 1} \propto \begin{cases} (1-x)^3 & \text{для } \pi N \text{ столкновений} \\ (1-x)^5 & \text{для } N N \text{ столкновений} \end{cases}$$

$$x^* \frac{d\sigma^R}{dx}(q_S + \bar{c} \rightarrow \bar{D})|_{x \rightarrow 1} \propto \begin{cases} (1-x)^5 & \text{для } \pi N \text{ столкновений} \\ (1-x)^7 & \text{для } N N \text{ столкновений} \end{cases}$$

В результате, суммарное дифференциальное сечение рождения очарованного H -адрона можно представить в виде суммы двух вкладов ($\frac{d\sigma^R(H)}{dx}$ — рекомбинация c -кварка с валентными кварками, $\frac{d\sigma^F(H)}{dx}$ — фрагментация c -кварк [7, 8, 10–12, 21, 23, 26–28]):

$$\frac{d\sigma(H)}{dx} = \frac{d\sigma^R(H)}{dx} + \frac{d\sigma^F(H)}{dx}. \quad (11)$$

В параграфе 2.6 рассматриваются распределения партонов в π^\pm и K^\pm -мезонах и Σ^- -барионе. С точки зрения партонной модели, распределения валентных странных кварков в адроне должны отличаться от соответствующих распределений u - и d -кварков. Одна

из простейших параметризаций функции распределения кварка q_1 в мезоне $M(q_1\bar{q}_2)$ с валентными кварками q_1 и \bar{q}_2 имеет вид [3, 7, 8, 11]

$$V_{q_1}^{M(q_1\bar{q}_2)}(x) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_1 - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_1)\Gamma(1 + \gamma_m - \alpha_2)} x^{-\alpha_1} (1 - x)^{\gamma_m - \alpha_2}, \quad (12)$$

где α_i — пересечение ведущей редже-траектории кварка q_i , а γ_m — некоторый параметр. Например:

$$\alpha_u = \alpha_d = 1/2, \quad \alpha_s = 0, \quad \alpha_c \simeq -2.2 .$$

С помощью выражения (12) распределения валентных кварков в π^\pm - и K^\pm -мезонах и Σ^- -барионе можно записать в виде [8, 10, 11, 28]

$$V_u^K \sim \frac{(1-x)^{3/2}}{\sqrt{x}}, \quad V_s^K \sim (1-x)^1, \quad V_d^\Sigma \sim \frac{(1-x)^{3.5}}{\sqrt{x}}, \quad V_s^\Sigma \sim (1-x)^3. \quad (13)$$

Как видно, валентные s -кварки уносят чуть больший импульс, чем валентные u - и d -кварки.

В параграфе 2.7 представлены предсказания модели для рождения очарованных адронов в π^\pm , K^\pm и Σ^- пучках. Так, рис. 4 иллюстрирует различную x -зависимость рекомбинационного и фрагментационного вкладов. Поведение асимметрии $A(x)$ в π^-p -столкновениях в развитой модели “фрагментация + рекомбинация” [8, 21, 23, 26] представлено на рис. 5.

Сравнение предсказаний развитой модели [11, 27, 28] с экспериментальными данными по инклюзивным спектрам очарованных Λ_c^- и $\bar{\Lambda}_c^-$ -барионов, рожденных в Σ^-N -столкновениях при $P_{LAB} = 600$ ГэВ представлено на рис. 6. Как видно, предсказания развитой модели удовлетворительным образом согласуются с данными экспериментов.

Таким образом, предложенная модель адронизации тяжелых кварков в механизме рекомбинации удовлетворительным образом описывает не только инклюзивные спектры таких адронов, но также и асимметрию в выходах очарованных частиц.

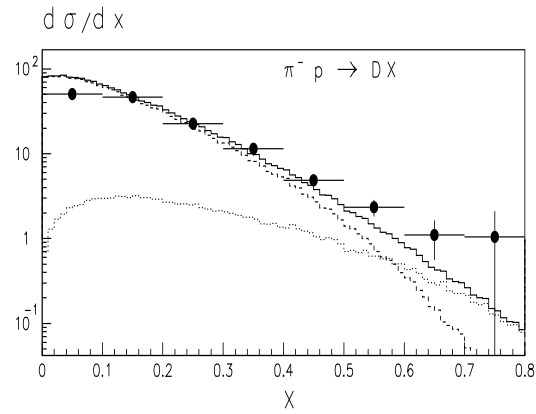


Рис. 4. Дифференциальные распределения $\frac{d\sigma}{dx}$ при $E_\pi = 250$ ГэВ. Точечная и пунктирная кривые соответствуют рекомбинационному и фрагментационному вкладам. Сечение — в мкб.

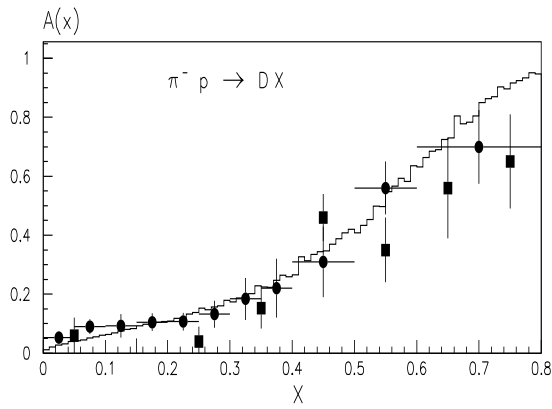


Рис. 5. Описание асимметрии $A(x)$ в π^-p столкновениях в развитой модели “фрагментация + рекомбинация”.

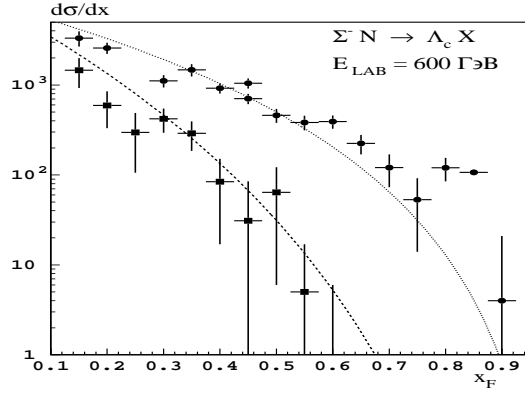


Рис. 6. Сравнение предсказаний развитой модели [11, 27, 28] с экспериментальными данными по инклюзивным спектрам очарованных Λ_c (верхняя кривая) и $\bar{\Lambda}_c$ (нижняя кривая) барионов, рожденных в $\Sigma^- N$ -столкновениях при $P_{LAB} = 600$ ГэВ.

В Главе 3 представлены результаты исследования процессов рождения t -кварков в протон-протонных столкновениях при энергиях УНК коллайдера ($\sqrt{s} = 2.2$ ТэВ и интегральная светимость $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10^3$ пб $^{-1}$) [14–20]. Для физических исследований на этом ускорителе предполагалось создание “Многомюонного спектрометра” (установка ММС) [16]. Прделанный анализ был проведен на “партонном” уровне, т.е. при моделировании сигнальных и фоновых событий все конечные кварки и глюоны рассматривались как адронные струи без учета эффектов адронизации. Учет возможностей детектирования событий в установке ММС [16] осуществлялся путем введения простых кинематических обрезаний, а также B -мечения адронных стуй.

Физика t -кварков играет важную и выделенную роль в рамках Стандартной Модели. Все основные свойства t -кварка (резко отличающиеся от аналогичных свойств более легких кварков) определяются

его уникально большой массой: $m_t = (178.3 \pm 4.3)$ ГэВ. В частности, время жизни t -кварка примерно на порядок меньше типичного времени “адронизации” кварков ($1/\Lambda_{\text{КХД}}$). Следовательно, t -кварк должен распадаться слабым образом, не успев адронизоваться.

В рамках СМ t -кварк распадается по каналу $t \rightarrow bW^\pm$ с последующим распадом W^\pm -бозона на кварковую ($W^\pm \rightarrow q\bar{q}'$)- или лептонную ($W^\pm \rightarrow \ell^\pm\nu$)-пары. В адронных взаимодействиях основным процессом образования t -кварков является рождение $t\bar{t}$ -пары в сильных (КХД) взаимодействиях, что приводит к трем различным наблюдаемым конечным состояниям [14, 15, 17]:

$$h h \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow \begin{cases} \ell^+ \ell^- & 2jet & (\nu\bar{\nu}) & X, & \text{BR} = 45\% \\ \ell^\pm & 4jet & (\nu) & X, & \text{BR} = 7\% \\ 6jet & & & X, & \text{BR} = 4.8\%. \end{cases} \quad (14)$$

Такие реакции приводят к характерным “наблюдаемым” объектам: двум или более адронным струям с большой поперечной энергией (E_T); двум B -струям (от b -кварков); одному или двум изолированным заряженным лептонам (e или μ); большой “потерянной” энергии (нейтрино).

Основными фоновыми процессами к рождению топ-кварков являются образование КХД струй ($pp \rightarrow 6(jet) X$), рождение W^\pm - и Z -бозонов в сопровождении адронных струй, процесс $pp \rightarrow W^\pm b\bar{b}X$, а также парное рождение калибровочных W^\pm - и Z -бозонов.

В параграфе 3.3 представлены общие характеристики рождения $t\bar{t}$ -пары кварков: полные сечения в зависимости от массы t -кварка, дифференциальные распределения топ-кварков и продуктов распада [14–17].

В параграфе 3.4 рассматривается образование $t\bar{t}$ -пары кварков в конечном состоянии с одним изолированным лептоном [15]:

$$pp \rightarrow \ell^\pm \nu n(jet) X. \quad (15)$$

Описана процедура вычисления сечений фоновых процессов рождения W^\pm -бозонов в сопровождении 2 (или 3-4) адронных струй.

При моделировании выделения сигнальных событий от t -кварков с учетом установки ММС предполагалось наличие в конечном состоянии одного изолированного лептона (e^\pm или μ^\pm) с $p_T \geq 10$ ГэВ

и $|\eta - \eta_{\max}| \leq 1.5$, потерянной поперечной энергии ($E_T^{\text{miss}} \geq 10$ ГэВ) трех или более адронных струй с $E_{Tj} \geq 10$ ГэВ. Эти критерии были дополнены двумя требованиями: образование по суммарной поперечной энергии ($H_T \geq 100$ ГэВ) и наличие двух B -струй (от b -кварков).

Применение всех этих критериев позволяет выделить сигнал от топ-кварков вплоть до масс $m_t < 200$ ГэВ (см. рис. 7 и 8).

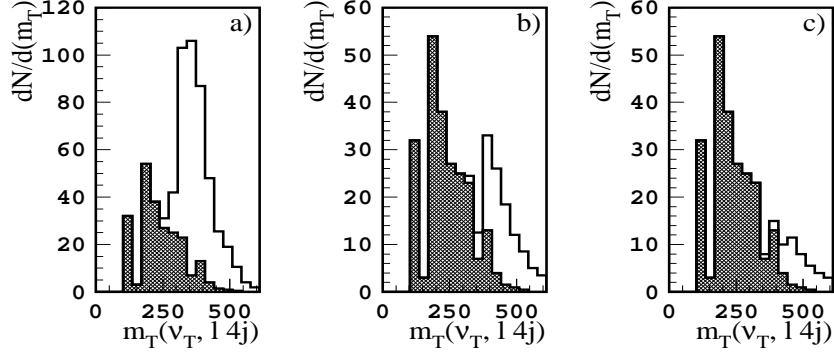


Рис. 7. Распределение событий в моде $W + 4jet$ по переменной $m_T(\nu_T, \ell + j_1 + j_2 + j_3 + j_4)$. Заштрихованная область — вклад фоновых процессов, светлая — сигнал от t -кварков. Гистограммы (a), (b) и (c) отвечают массам $m_t = 150, 175, 200$ ГэВ. m_T — в ГэВ, нормировка — в произвольных единицах.

В параграфе 3.5 рассматривается рождение пары $t\bar{t}$ -кварков с последующими чисто адронными модами распада t -кварков [18]:

$$pp \rightarrow t\bar{t}X \rightarrow W^+bW^-\bar{b}X \rightarrow 6jets X. \quad (16)$$

С одной стороны, вероятность распада $t\bar{t} \rightarrow 6jets$ составляет около 45%, что значительно повышает статистику событий. С другой стороны, такие события характеризуются очень большим фоном от рождения КХД струй в подпроцессах:

$$gg \rightarrow 6g, \quad gg \rightarrow 4g q\bar{q}, \quad gq \rightarrow gq4g, \quad q\bar{q} \rightarrow 6g. \quad (17)$$

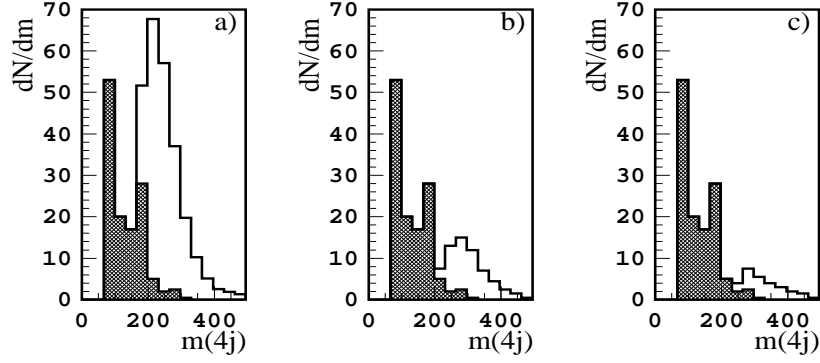


Рис. 8. Распределение событий в моде $W + 4jet$ по инвариантной массе 4 струй $m(j_1 + j_2 + j_3 + j_4)$. Гистограммы (a), (b) и (c) отвечают массам $m_t = 150, 175, 200$ ГэВ. $m(4j)$ — в ГэВ, нормировка — в произвольных единицах.

Для вычисления сечений этих фоновых подпроцессов использовалось приближение “эффективной структурной функции” [18]. Для подавления фоновых событий использовались следующие критерии: наличие шести адронных струй (с $E_{Tj} \geq 10 - 25$ ГэВ, $|\eta_j| \leq 2$, $\Delta R_{jj} \geq 0.5$); наличие двух W -бозонов в конечном состоянии ($|M(jj) - M_W| \leq 20$ ГэВ); требование примерного равенства двух масс реконструированных топ-кварков ($|M(j_1 j_2 j_3) - M(j_4 j_5 j_6)| \leq 20$ ГэВ). Самым существенным критерием, позволяющим выделить сигнал из фоновых процессов, является требование наличия двух B -струй. Пример применения указанных критериев представлен на рис. 9 [18].

Процесс электрослабого (“одиночного”) рождения t -кварков, рассмотренный в параграфе 3.6 [19, 20], играет важную роль в исследовании физики топ-кварков. Действительно, сечение электрослабого рождения t -кварков сравнимо с сечением парного рождения $t\bar{t}$ -кварков. Однако более важно то, что этот процесс содержит электрослабую вершину $tW^\pm b$. Тем самым, исследование одиночного образования t -кварков позволяет исследовать как структуру этой вершины, так спиновые свойства t -кварка.

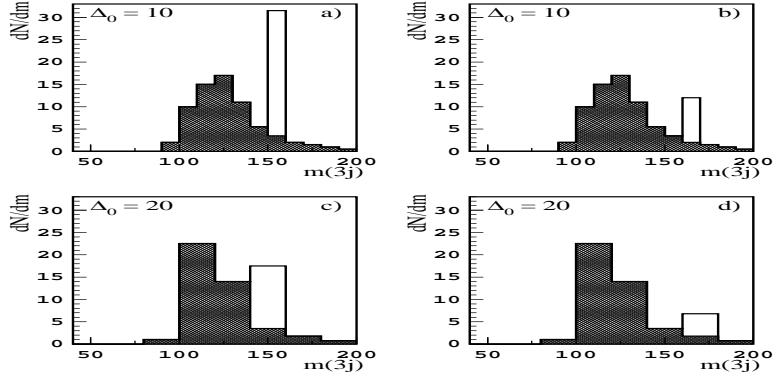


Рис. 9. Распределение событий по инвариантной массе трех струй ($m(3j)$) для фоновых (темная область) и сигнальных (светлая область) процессов. Гистограммы (a, c) и (b, d) отвечают массам $m_t = 150$ ГэВ и 175 ГэВ. $m(3j)$ — в ГэВ, нормировка — в произвольных единицах.

Кроме того, сечение такого процесса прямым образом зависит от величины элемента матрицы Каббиво-Кобаяши-Маскава V_{tb} ,

$$\sigma_{EW}(t) \propto |V_{tb}|^2,$$

что, фактически, обеспечивает единственную возможность прямого измерения этого параметра.

В рамках СМ электрослабое рождение t -кварков описывается тремя подпроцессами:

$$\text{“}Wg\text{“} : qb \rightarrow q't + qg \rightarrow q't\bar{b}, \quad (18)$$

$$\text{“}tW\text{“} : gb \rightarrow tW, \quad (19)$$

$$\text{“}W^*\text{“} : q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}. \quad (20)$$

В работах [19, 20] исследовался Wg -механизм ($qg \rightarrow q't\bar{b}$) рождения топ-кварков:

$$pp \rightarrow qt\bar{b} X \Rightarrow \mu^\pm \nu b_t \bar{b} q X. \quad (21)$$

В этом случае основным источником фона является рождение W^\pm -бозонов в сопровождении трех струй и пары $t\bar{t}$ -кварков. Для выделения сигнала предполагалось использовать кинематические критерии: наличие “изолированного” мюона с $p_T \geq 10$ ГэВ; наблюдение E_T^{miss} (“потерянная” энергия — нейтрино) ≥ 10 ГэВ; две адронные струи с поперечной энергией $E_{Tj} \geq 10$ ГэВ и $\Delta R_{jj} \geq 1.4$.

Кроме того, для подавления фона от парного образования $t\bar{t}$ -кварков в работах [19, 20] было предложено использовать разность в выходах одиночных t - и \bar{t} -кварков ($\sigma_{Wg}(t)/\sigma_{Wg}(\bar{t}) \approx 2$). Такая асимметрия объясняется отсутствием валентных антикварков в начальных протонах и тем, что число валентных u -кварков примерно вдвое больше, чем валентных d -кварков. В то же время для парного рождения $t\bar{t}$ -кварков выходы и распределения t - и \bar{t} -кварков одинаковы. Поэтому в разности распределений для событий с “изолированными” лептонами разных знаков (т.е. ℓ^+ и ℓ^-) вклад от парного рождения $t\bar{t}$ -кварков полностью вычитается (с точностью до статистических ошибок). Оставшиеся события будут содержать сигнал от рождения одиночных t -кварков и фоновых процессов образования ($W + 3\text{jets}$). Для подавления этого фона естественно требовать выделение адронных B -струй от b -кварков. Выделение таких струй проводилось по наличию в таких струях “неизолированного” мюона (от распадов B -адронов). После применения всех этих критериев типичное распределение событий по $M(\mu\nu b)$ для разности событий с изолированными лептонами разных знаков ($d[N(\mu^+) - N(\mu^-)]/dM(\mu\nu b)$) для двух значений масс топ кварков, $m_t = 150$ ГэВ (а) и 200 ГэВ (б), показано на рис. 10.

Из проведенного анализа следует, что при интегральной светимости $\mathcal{L} = 10^3$ пб $^{-1}$ число событий с одиночным рождением топ-кварков составляет 10–15, что соответствует статистической погрешности в определении параметра матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскава примерно [19, 20]:

$$\delta(V_{tb}) \approx 20\%$$

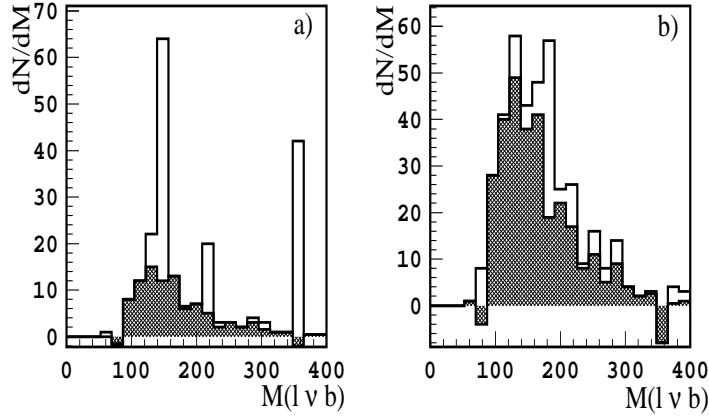


Рис. 10. Распределения событий по $M(\mu\nu b)$ для разности событий с изолированными лептонами разных знаков, т.е. $d[N(\mu^+) - N(\mu^-)]/dM(\mu\nu b)$ для $m_t = 150$ ГэВ (а) и 200 ГэВ (б), полученные после применения всех обрезаний (1)–(7). Заштрихованная область — вклад фоновых процессов, светлая — сигнал от t -кварков. Нормировка — в произвольных единицах.

В **Главе 4** рассматривается возможность поиска редких аномальных взаимодействий топ-кварков с глюонами, фотонами и Z -бозонами за счет нейтральных токов с нарушением аромата [24, 25, 32].

В рамках Стандартной Модели взаимодействие топ-кварков с другими полями однозначно фиксируется калибровочным принципом, структурой поколений и требованием наименьшей размерности операторов взаимодействия. Заметим, что физические характеристики процессов с t -кварками (полные ширины и вероятности распадов, сечения рождения и дифференциальные распределения) вычисляются в рамках теории возмущений СМ без привлечения дополнительных параметров с очень хорошей точностью. Поэтому процессы с t -кварками уникально чувствительны к возможным проявлениям новой физики вне рамок Стандартной Модели.

В СМ на древесном уровне отсутствуют вершины, отвечающие нейтральным токам с нарушением аромата (FCNC-взаимодействиям):

$$tVq, \quad V = g, \gamma Z \quad q = c, u. \quad (22)$$

Только учет “петлевых” вкладов делает возможными такие процессы, что приводит к очень небольшим вероятностям редких распадов: $B(t \rightarrow q\gamma(Z, g)) < \mathcal{O}(10^{-10})$. В тоже время в различных расширениях СМ предсказывается существенное усиление таких аномальных взаимодействий. Поэтому наблюдение FCNC-процессов с участием t -кварков явным образом свидетельствовало бы о нарушении СМ.

В этой главе аномальные взаимодействия t -кварков описывались модельно-независимым образом с помощью эффективного лагранжиана (см. параграф 4.2). Статус современных ограничений на аномальные FCNC взаимодействия t -кварков кратко представлен в параграфе 4.3. Эти ограничения получены из низкоэнергетических данных, прямых поисков редких распадов t -кварков, отклонений от предсказаний СМ для образования $t\bar{t}$ и поисков одиночного образования t -кварков на e^+e^- -коллайдере LEP-2 и ep -коллайдере HERA (см. табл. 1).

Таблица 1. Современные экспериментальные ограничения на аномальные FCNC-взаимодействия, представленные в виде ограничений на вероятности распадов t -кварка. Последняя колонка — соответствующие ограничения на аномальные константы связи.

$t \rightarrow$	CDF	LEP-2	HERA	
gq	$\leq 29\%$			$\kappa_q^g/\Lambda \leq 0.47 \text{ ТэВ}^{-1}$
γq	$\leq 3.2\%$		$\leq 0.7\%$	$\kappa_u^\gamma < 0.36$
Zq	$\leq 32\%$	$\leq 7.0\%$		$\kappa_q^Z < 0.20$

В параграфе 4.4 рассмотрен процесс одиночного образования t -кварка в e^+e^- -аннигиляции в результате FCNC-взаимодействий [24] (см. рис. 11).

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^*(Z^*) \rightarrow t \bar{c}(\bar{u}). \quad (23)$$

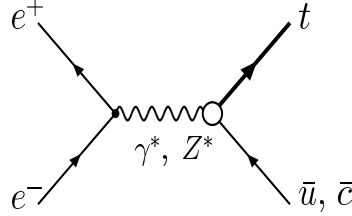


Рис. 11. Процесс одиночного рождения t -кварков на коллайдере LEP-2.

В работе [24] были вычислены выражения, описывающие как полные, так и дифференциальные сечения процесса (23), с учетом последующего распада топ-кварка $t \rightarrow bW \rightarrow bl\nu$. Заметим, что при энергии LEP-2 коллайдера ($\sqrt{s} \approx 200$ ГэВ) энергии конечных частиц фактически определяются кинематикой процесса и слабо зависят от параметров модели:

$$E_t \simeq m_t, \quad E_W \simeq \frac{m_t^2 + m_W^2}{2m_t}, \quad E_b \simeq \frac{m_t^2 - m_W^2}{2m_t}, \quad E_{c(u)} \simeq \sqrt{s} - m_t. \quad (24)$$

Проведенное исследование аномального одиночного рождения t -кварков [24] стимулировало изучение таких процессов на коллайдере LEP-2. Совместный анализ результатов всех четырех экспериментов (ALEP, DELPHI, L3 и OPAL) позволил получить наилучшее на сегодняшний день ограничение на аномальное нейтральное с нарушением аромата взаимодействие t -кварков с Z -бозоном (при 95%-ом уровне достоверности):

$$\text{B}(t \rightarrow Z u) + \text{B}(t \rightarrow Z c) < 7\% \quad \implies \quad \kappa_q^Z < 0.20. \quad (25)$$

В параграфе 4.5 получено ограничение на константу аномального взаимодействия топ-кварков с глюонами, $|\kappa^g|$, из анализа данных Тэватрон коллайдера [25]. Действительно, такие аномальные FCNC-взаимодействия приводят к дополнительным вкладам в амплитуду процессов парного рождения $t\bar{t}$ -кварков (см. рис. 12).

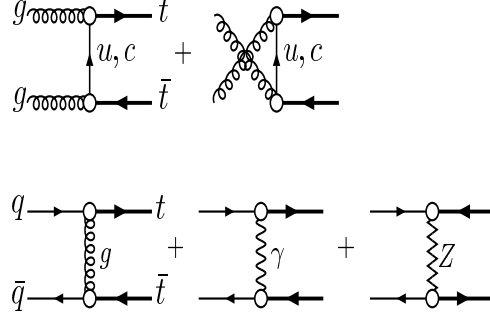


Рис. 12. Диаграммы, описывающие вклад аномальных FCNC-взаимодействий в подпроцессы рождения пары $t\bar{t}$ -кварков $gg \rightarrow t\bar{t}$ и $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

Исходя из требования $|\sigma_{t\bar{t}}^{\text{exp}} - \sigma(bW^+\bar{b}W^-)| \leq 2\Delta$ (Δ — комбинация экспериментальных и теоретических неопределенностей), можно получить ограничения на аномальные FCNC константы [25]

$$|\kappa_q^g/\Lambda| \leq 0.47 \text{ ТэВ}^{-1}. \quad (26)$$

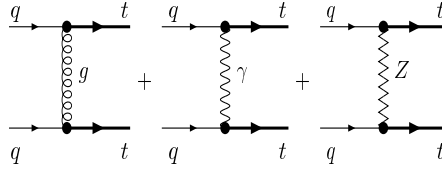


Рис. 13. Диаграммы, описывающие рождение пары tt -кварков за счет FCNC-взаимодействий.

Рождение пар топ-кварков (tt или $\bar{t}\bar{t}$) на адронных коллайдерах рассмотрено в параграфе 4.6. Аномальные FCNC-взаимодействия могут приводить к новым процессам образования топ-кварков, отсутствующим в рамках СМ. В частности, такие взаимодействия приводят к процессам **двойного** образования пар tt - или $\bar{t}\bar{t}$ -кварков [25] (см. рис. 13).

Из-за необходимости определения знака t -кварков (т.е. чтобы отличить образование $tt(\bar{t}\bar{t})$ от КХД образования $t\bar{t}$ -пары) поиск таких событий естественно проводить в чисто лептонной моде распада топ-кварков:

$$pp \rightarrow tt(\bar{t}\bar{t})X \rightarrow bbl^\pm \ell^\pm \nu\nu X \quad (27)$$

Основными фоновыми процессами в этом случае являются

$$q\bar{q}' \rightarrow W^\pm t\bar{t}, \quad qq \rightarrow W^\pm W^\pm q'q'. \quad (28)$$

В работе [25] были вычислены матричные элементы процессов (27) и (28). Для реалистичных оценок возможности исследования таких процессов на LHC коллайдере (pp -столкновения, $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, $\mathcal{L} = 10^3$ фбн $^{-1}$) моделирование отклика детектора проводилось с использованием программы ATLFAST. Для выделения сигнальных событий требовалась регистрация двух изолированных заряженных лептонов одного знака, а также наличие двух адронных струй от b -кварков. Из проделанного анализа следует, что при интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt = 100$ фбн $^{-1}$ будет возможным достичь следующего ограничения на параметры аномального FCNC-взаимодействия с глюонами [25]:

$$|\kappa^g/\Lambda| \leq 0.091 \text{ ТэВ}^{-1}, \text{BR}(t \rightarrow g(c+u)) \leq 7.4 \times 10^{-3}. \quad (29)$$

В параграфе 4.7 рассмотрена возможность поиска редких FCNC-распадов топ-кварков на LHC коллайдере [32]. А именно, рассматривалось образование пары $t\bar{t}$ -кварков ($pp \rightarrow t\bar{t}X$) с последующим распадом одного из топ-кварков по FCNC-каналу

$$t \rightarrow q\gamma, \quad t \rightarrow qZ, \quad t \rightarrow qg, \quad q = u \text{ или } c, \quad (30)$$

а второго — по SM-каналу: $t \rightarrow bW$. В этом случае основными фоновыми процессами являются следующие:

$$t\bar{t}, \text{EW топ}, Wb\bar{b}, W/Z + j, W^+W^-, W^\pm Z, ZZ, W/Z + \gamma, \dots$$

В работе [32] моделирование сигнальных и некоторых фоновых процессов проводилось с помощью развитого генератора событий TopReX [31], а для моделирование отклика детектора CMS использовался пакет CMSJET. Условия выделения сигнальных событий включали требования регистрации изолированного фотона, Z -бозона, или адронной струи (в зависимости от FCNC-канала распада). Достижимые ограничения на вероятности редких FCNC-распадов топ-кварков приведены в ниже [32]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(t \rightarrow q\gamma) &= 2.5 \times 10^{-5}, \\ \text{BR}(qZ) &= 1.6 \times 10^{-4}, \quad \text{BR}(qg) = 1.5 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (31)$$

В **Главе 5** рассматривается возможность поиска заряженного бозона Хиггса на будущем LHC коллайдере [29, 30, 33, 34].

Стратегия поиска рождения H^\pm -бозона определяется, в частности, его массой. Для относительно легких H^\pm -бозонов (с массой меньшей, чем масса t -кварка, $M_H < m_t$) наиболее перспективным является исследование рождение пары $t\bar{t}$ -кварков с последующим распадом одного t -кварка на H^\pm - и b -кварк, $t \rightarrow H^\pm b$. В случае тяжелого заряженного бозона Хиггса ($M_H > m_t$) его поиск возможен в процессах ассоциированного рождения H^\pm и топ-кварка: $gb \rightarrow tH^\pm$, $gg \rightarrow tH^\pm \bar{b}$.

В работах [29, 30, 33, 34] был рассмотрен другой дополнительный подпроцесс s -канального рождения H^\pm -бозона в результате аннигиляции пары легких кварков из начальных адронов (см. Рис. 14):

$$q\bar{q}' \rightarrow H^\pm \rightarrow f\bar{f}', \quad q = d, u, s, c, b$$

где $f\bar{f}' = t\bar{b}$ или $\tau^\pm\nu_\tau$.

Хотя этот процесс имеет меньшее сечение рождения чем ассоциированное рождение H^\pm -бозона, однако более простое конечное состояние делает его вполне перспективным для поиска таких частиц.

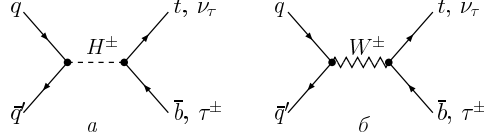


Рис. 14. Диаграммы Фейнмана для подпроцесса $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow (H^\pm + W^\pm) \rightarrow t\bar{b}, (\tau^\pm \nu_\tau)$

Взаимодействие H^\pm -бозона с фермионами описывалось в общей модели с двумя хиггсовскими дублетами, в которой два свободных параметра, M_H (масса) и $\text{tg } \beta$ (отношение вакуумных средних), определяют все взаимодействия и свойства H^\pm -бозона. Сигнальные и фоновые события вычислялись с помощью генератор событий TopReX [31] с последующим использованием пакета PYTHIA для описания адронизации кварков и глюонов. Для соответствующего моделирования отклика детектора использовался пакет CMSJET.

В параграфе 5.2 приведены результаты по исследованию поиска H^\pm -бозона при рождении $t\bar{b}$ -пары [33]. Вычислен квадрат матричного элемента такого процесса с учетом дальнейшего распада конечного топ-кварка:

$$q_1 \bar{q}_2 \rightarrow (H^+ + W^+) \rightarrow \bar{b}t (\rightarrow bW^+) \rightarrow \bar{b}\bar{\ell}^+ \nu_l. \quad (32)$$

Вычисления показывают, что при малых и больших значениях $\text{tg } \beta$ вклад H^\pm -бозона приводит к существенной модификации рождения $t\bar{b}$ -пар. В то же время дифференциальные распределения для случаев обмена H^+ и W^+ практически совпадают по форме.

Однако при малых значениях параметра $\text{tg } \beta$ (≤ 1) для выделения вклада заряженного бозона Хиггса возможно использовать различие в поляризации рожденных топ-кварков, образованных при обмене W^\pm - и H^\pm -бозонами. Это, в свою очередь, приводит к различным угловым распределениям продуктов распада t -кварков. Основными фоновыми процессами к процессу (32) является рождение топ-кварков, $Wb\bar{b}$, а также образование W -бозонов в сопровождении струй [33].

Для подавления фоновых процессов вводились кинематические обрезания, выделяющие в конечном состоянии один изолированный лептон, потерянную энергию (нейтрино) и две B -струи (с различными поперечными импульсами $p_T(b_1) < 100$ ГэВ и $p_T(b_2) > 75$ ГэВ). Для выделения H^\pm -бозона исследовались распределения по $\cos\theta_l^*$, которые должны быть различными из-за противоположной поляризации t -кварка, рожденного в СМ (обмен только W) и через обмен $W^\pm + H^\pm$

$$\frac{dN}{d\cos\theta_l^*} \propto 1 + \alpha \cos\theta_l^*. \quad (33)$$

Соответствующие распределения только для СМ вклада (т.е. обмен только W -бозоном) и вкладов от H^\pm , W^\pm и фоновых процессов фитировались этой зависимостью (см. рис. 15). В результате получены два значения параметра [33]:

$$\alpha(\text{СМ}) = -0.29 \pm 0.06, \quad \alpha(\text{СМ} + H^\pm) = +0.21 \pm 0.05. \quad (34)$$

Следовательно, учет H^\pm существенно изменяет угловые распределения, что позволяет обнаружить вклад заряженного бозона Хиггса.

В параграфах 5.3 представлены результаты по исследованию рождения заряженного бозона в распаде на лептонную пару: $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$ [29, 30, 34]:

$$q\bar{q}' \rightarrow H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau \quad (35)$$

В этом процессе возможно одновременно измерить как массу заряженного бозона Хиггса, так и параметр $\text{tg}\beta$. В работе [34] были вычислены сечения указанного процесса, а также сечения КХД поправок:

$$q\bar{q}' \rightarrow H^\pm g, qg \rightarrow H^\pm q'$$

Выделение сигнала из фоновых событий ($q\bar{q}' \rightarrow W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$) и кинематические обрезания (только одна адронная струя от τ -лептона (τ -струя), “потерянная” поперечная энергия E_T^{miss} и отсутствие адронных струй) описаны в параграфе 5.4.

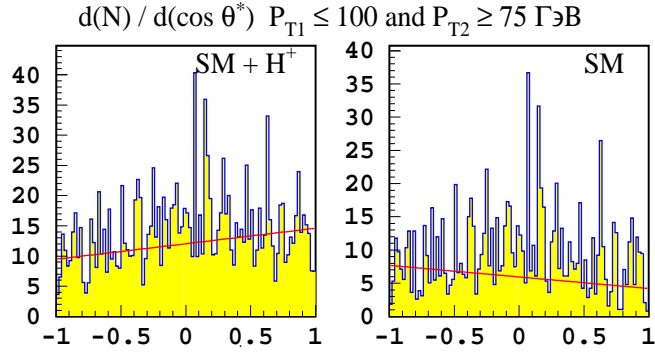


Рис. 15. Распределения $d\sigma/d\cos\theta^*$ по $\cos\theta^*$ для заряженного лептона. Левая гистограмма соответствует вкладу $(H^\pm + W^\pm)$ -бозонов, правая — вкладу только стандартной модели. Результаты подгонки линейной зависимостью (33) показаны прямой линией.

В параграфе 5.5 рассматривается метод определения массы H^\pm -бозона из распределения по “поперечной массе” системы из τ -струи и “потерянной” энергии:

$$M_\tau^2(j, E_T^{miss}) = (E_\tau(j) + E_T^{miss})^2 - (\vec{p}_\tau(j) + \vec{E}_T^{miss})^2. \quad (36)$$

Предложена параметризация такого распределения в виде интеграла от теоретического $m_\tau(\tau, \nu)$ -распределения и функции “фрагментации” рожденного τ -лептона в наблюдаемую τ -струю. Показано, что использование предложенной зависимости $M_\tau(j, E_T^{miss})$ (в интегральной форме) позволяет с хорошей точностью определить массу H^\pm -бозона для широкого интервала масс.

Детальное описание выделения сигнала из фона и извлечение значения массы H^\pm -бозона описано в параграфе 5.6. На рис. 16 представлено распределение по $M_\tau(j, E_T^{miss})$ для сигнальных и фоно-

вых событий, а также описание таких распределений предложенной параметризацией.

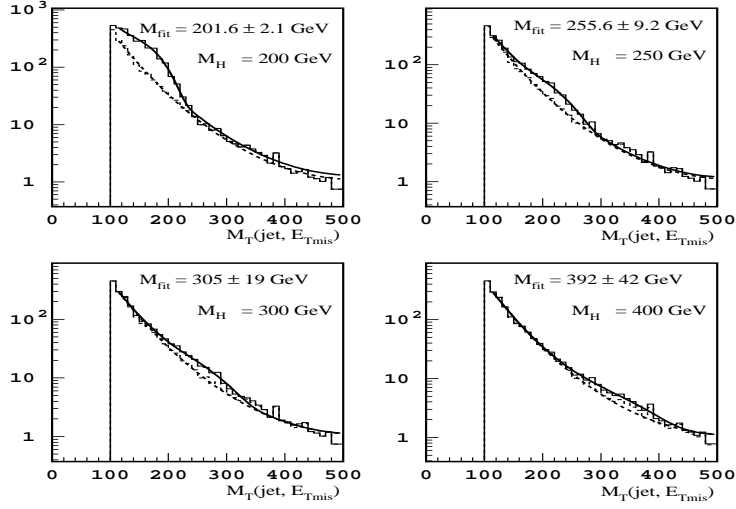


Рис. 16. Распределение событий по переменной $M_T(j, E_T^{miss})$ для совместной выборки сигнальных и фоновых событий.

В результате показано, что для широкого диапазона значений параметров M_H ($M_H = 200 - 300$ ГэВ) и $\tan\beta$ ($\tan\beta = 15 - 50$) процесс (35) позволяет извлечь значения этих параметров с хорошей точностью.

В Заключение сформулированы результаты диссертации, представленные к защите.

В **Приложении П.1** приведены формулы, описывающие процессы рождения W^\pm -бозонов в сопровождении нескольких (0,1,2,3) струй, а также процедура вычисления сечений подпроцессов $gg \rightarrow bg$ и $gg \rightarrow 4gQ\bar{Q}$.

В **Приложении П.2** приводится краткое описание развитого генератора событий TopReX [31], который используется для численного моделирования процессов рождения топ-кварков с последующими распадами на различные конечные состояния, а также некоторых других реакций, исследованных в представленной диссертации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. “Рождение D - и J/ψ - мезонов в адронных столкновениях”. *ЯФ*, **28**, 1315 (1978).
- [2] Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. “Рождение очарованных частиц в адронных взаимодействиях”. *Труды II Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и теории поля.* – Протвино, с. 226-250, (1979).
- [3] Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. “Адронное рождение мезонов, содержащих тяжелые кварки”. *ЯФ*, **32**, 236 (1980), ИИЯИ Preprint 79-112, Serpukhov, 1979.
- [4] Герштейн С.С., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. “Инклюзивные спектры очарованных частиц в процессах фоторождения”. *ЯФ*, **34**, 227 (1981), Препринт ИФВЭ 80-162, Серпухов, 1980.
- [5] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. , Толстенков А.Н. “Инклюзивное фоторождение очарованных адронов в модели доминантности векторных мезонов”. *ЯФ*, **35**, 1240 (1982), ИИЯИ Preprint 81-110, Serpukhov, 1981.
- [6] Батунин А.В., Слабоспицкий С.Р. “ χ_c -чармоний – инструмент для исследования поляризации глюонов”. *ЯФ*, **44**, 1551 (1986), *Phys.Lett.*, **V188**, 269 (1987), ИИЯИ Preprint 86-80, Serpukhov, 1986.

- [7] Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “К вопросу об адронном рождении очарованных частиц”.
ЯФ, **33**, 832 (1981), Preprint ИФВЭ 80-76, Serpukhov, 1980.
- [8] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р., Суслов М.В.
 “Рождение очарования в *pp* взаимодействиях в партонной модели”.
ЯФ, **38**, 727 (1983), Препринт ИФВЭ 82-126, Серпухов, 1982.
- [9] Андрицин А.М., Ардашев Е.Н., Бабинцев В.В., Боголюбский М.Я., Бумажнов В.А., Вишняков И.А., Волков А.А., Галляев Н.А., Закамский Л.Л., Запольский В.Н., Кирюнин А.Е., Котова А.И., Ломакин О.В., Маляев В.Х., Минаенко А.А., Моисеев А.М., Митрофанов Г.Я., Наавгуст Г.Н., Никитин Я.П., Паршин Е.Н., Плескач А.В., Плескач В.В., Селиванов Г.И., Слабоспицкий С.Р., Уханов М.Н., Филиппов В.С., Хмельников В.А., Чекулаев С.В., Якубов Ю.Р., Буклей А.Е., Волков В.Ю., Гилев В.И., Ермолов П.Ф., Козлов В.В., Крамаренко В.А., Ларичев А.Н., Лефлат А.К., Руковичкин В.П., Шкуренок А.В., Ярба Ю.В., Базиладзе С.Г., Суворов В.В., Шукин Ю.Д., Элов О.З., Батюня Б.В., Богуславский И.В., Граменицкий И.М., Григорьев А.И., Зернин Ю.Д., Мальцев Э.И., Морозов Б.А., Пугачевич В.П., Толмачев В.Т., Хренов Ю.В., Шафранов М.Д.
 “Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях Серпуховского ускорителя (проект эксперимента)”. Препринт ИФВЭ 84-03, Серпухов, 1984.
- [10] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “Ядерные эффекты в адронном рождении очарованных частиц”.
 Препринт ИФВЭ 84-76, Серпухов, 1984.
- [11] Киселев В.В., Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “Образование очарованных адронов в Σ пучке”.
 Препринт ИФВЭ 86-45, Серпухов, 1986.
- [12] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “Тяжелые кварки при высоких энергиях”.

Материалы рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. – Протвино, 14-19 сентября 1987. Серпухов, 1988.

- [13] Баталов А.А., Кистенев Э.П., Лиходед А.К., Мохов Н.В., Слабоспицкий С.Р., Холоденко А.Г., Шувалов Р.С.
“Измерение сечения характеристик образования тяжелых кварков в эксперименте с инструментированным пучковым поглотителем (вершинный калориметр) на УНК”.
Препринт ИФВЭ 91-191, Протвино, 1991.
- [14] Kiselev V.V., Likhoded A.K., Petrov V.A., Slabospitsky S.R.
“Top quark production at UNK energies. General characteristics”.
ИИЕР Preprint 89-218, Serpukhov, 1989.
- [15] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
“Рождение t -кварков при энергиях коллайдера УНК. Анализ фоновых процессов”.
ЯФ, **52**, 1106 (1990), Препринт ИФВЭ 90-46, Протвино, 1990.
- [16] Abramov V.V., Ajinenko I.V., Antipov Yu.M., Balbekov V.I., Bezzubov V.A., Baldin B.Yu., Buzulutskov A.F., Denisov D.S., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N., Eroshin O.V., Efimov A.O., Fenyuk A.B., Gerdyukov L.N., Gershtein S.S., Glebov V.Yu., Gorin Yu.P., Gurshev A.N., Gurov G.G., Kartasheva V.G., Konoplyannikov A.K., Korneev Yu.P., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Likhoded A.K., Mandrichenko I.V., Myznikov K.P., Nosochkov Yu.M., Petrovykh L.P., Petrukhin A.I., Podstavkov V.M., Rybin A.M., Slabospitsky S.R., Stoyanova D.A., Sulyaev R.M., Tchikilev O.G., Turchanovich L.K., Volkov A.A., Akhobadze K., Chikovani L., Gabuniya L., Gogiberidze G., Khuskivadze T., Ivanova A.V., Ioramashvili E., Kharchilava A., Mailian E.S., Mandzhavidze I., Mikhailov V.A., Pirtskhalava R., Rapava B., Roinishvili N., Roinishvili V., Shtaerman A.Yu., Sokolov V.N., Garuchava E., Kartvelishvili V., Kvatadze R., Makharadze T., Metreveli Z., Toivtoivadze E., Tomaradze A., Shoshiashvili Sh., Gushin E.M., Lebedev A.N.,

- Somov S.V., Timofeev M.K., Tipografshchik G.I.
 “Study of multimueon events in 0.4×3.0 TeV proton-proton collisions with multimueon spectrometer – MMS. (Proposal of experiment on UNK collider)”. IHEP Preprint 90-93, Protvino, 1990.
- [17] Likhoded A.K., Petrov V.A., Slabospitsky S.R.
 “The possibilities of the t -quarks search at the future UNK collider”.
Труды XIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и теории поля. – Протвино, с. 262, 1990.
- [18] Слабоспицкий С.Р., Шевлягин М.В.
 “Поиск t -кварков в многоструйных событиях при энергиях УНК-коллайдера”.
ЯФ, **53**, 1082 (1991), IHEP Preprint 90-155, Protvino, 1990.
- [19] Джикия Г.В. и Слабоспицкий С.Р. “Одиное рождение t -кварков на адронном коллайдере УНК”. *ЯФ*, **55**, 2491 (1992); *Phys. Lett.*, **B295**, 136 (1992).
- [20] Слабоспицкий С.Р.
 “Рождение одиных топ кварков на адронных коллайдерах”.
Труды XIV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и теории поля. – Протвино, с. 364, 1991.
- [21] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “Эффект лидирования в адронном рождении очарованных мезонов в партонной модели”. *ЯФ*, **60**, 1097 (1997).
- [22] Mangano, M.L., Slabospitsky S.R.
 “The Contribution of B_c Mesons to the Search for $B \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ Decays at LEP.” *Phys.Lett.*, **B410**, 299 (1997),
 Preprint CERN-TH-97-150, CERN. [arXiv:hep-ph/9707248].
- [23] Likhoded A.K., Slabospitsky S.R. “On Mechanism of charmed c -quarks fragmentation in hadronic collisions”.
 IHEP Preprint 97-66, Protvino, 1997. [arXiv:hep-ph/9710476].

- [24] Obraztsov V.F., Slabospitsky S.R., Yushchenko O.P.
 “Search for Anomalous Top-Quark Interaction at LEP-2 Collider”.
Phys.Lett., **B426**, 393 (1998).
- [25] Gouz Yu.P., Slabospitsky S.R.
 “Double top production at hadronic collisions”.
Phys.Lett., **B457**, 177 (1999). [arXiv:hep-ph/9811330].
- [26] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “О механизме адронизации очарованных кварков в адронных столкновениях”. *ЯФ*, **62**, 742 (1999).
- [27] Likhoded A.K., Slabospitsky S.R.
 “Charmed hadrons production in high-energy Σ^- beam”.
 arXiv:hep-ph/0002202.
- [28] Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р.
 “Асимметрия в рождении очарованных частиц в Σ^- пучке”.
ЯФ, **65**, 132 (2002). [arXiv:hep-ph/0008230].
- [29] Denegri D., Drollinger V., Kinnunen R., Lassila-Perini K., Lehti S.,
 Moortgat F., Nikitenko A., Slabospitsky S., Stepanov N.
 “Summary of the CMS discovery potential for the MSSM SUSY Higgses”.
 CMS NOTE-2001/032 (2001), arXiv:hep-ph/0112045.
- [30] Abdullin S., Banerjee S., Bellucci L., Charlot C., Denegri D.,
 Dittman M., Drollinger V., Dubinin M.N., Dzelalija M., Green D.,
 Iashvili I., Ilyin V.A., Kinnunen R., Kunori S., Lassila-Perini K.,
 Lehti S., Mazumdar K., Moortgat F., Muller Th., Nikitenko A.,
 Puljak I., Salmi P., Seez C., Slabospitsky S., Stepanov N., Vidal R.,
 Wu W., Yildiz H.D. Zeyrek M.,
 “Summary of the CMS Potential for the Higgs Boson Discovery”.
Eur.Phys.J., **C39S2**, 41 (2005).
- [31] Slabospitsky S.R. and Sonnenschein L.
 “TopReX generator (version 3.25): Short manual”.
Comput. Phys. Commun., **148**, 87 (2002). [arXiv:hep-ph/0201292].

- [32] Gianotti F., M.L. Mangano M.L, Virdee T., Abdullin S., Azuelos G., Ball A., Barberis D., Belyaev A., Bloch P., Bosman M., Casagrande L., Cavalli D., Cittolin S., Dasu S., De Roeck A., Ellis N., Farthouat P., Fournier D., Hansen J.B., Hinchliffe I., Hohlfeld M., Huhtinen M., Jakobs K., Joram C., Mazzucato F., Mikenberg G., Miagkov A., Moretti M., Moretti S., Niinikoski T., Nikitenko A., Nisati A., Paige F., Palestini S., Papadopoulos C.G., Piccinini F., Pittau R., Polesello G., Richter-Was E., Sharp P., Slabospitsky S.R., Smith W.H., Stapnes S., Tonelli G., Tsismelis E., Usubov Z., Vacavant L., van der Bij J., Watson A., Wielers M., “Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade”. arXiv:hep-ph/0204087.
- [33] Мурашев Д.А., Слабоспицкий С.Р., Фурса М.В. “Вклад заряженного бозона Хиггса в рождение $t\bar{b}$ -пары кварков в адронных столкновениях” *ЯФ*, **67**, 368 (2004). [arXiv:hep-ph/0008198].
- [34] Слабоспицкий С.Р. “Рождение заряженного бозона Хиггса на коллайдере LHC при аннигиляции легких кварков”. *ЯФ*, **67**, 346 (2004). [arXiv:hep-ph/0203094].

Рукопись поступила 14 июня 2005 г.

С.Р. Слабоспицкий.

Единый феноменологический подход к описанию процессов рождения адронов с тяжелыми кварками при высоких энергиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **И^ATeX**.

Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 17.06.2005. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 2,3. Уч.-изд.л. 1,95. Тираж 100. Заказ 63.
Индекс 3649.

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

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2005–23, И Ф В Э, 2005
