МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет
імені Тараса Шевченка

На правах рукопису

ГОГОТА ОЛЬГА ПЕТРІВНА

УДК 539.171

Народження c та b кварків в $p\bar{p}$ зіткненнях на колайдері Tevatron при $E_{цм}$=1.96 ТеВ

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук
за спеціальністю 01.04.16 — фізика ядра,
елементарних частинок і високих енергій

Науковий керівник

доктор фіз.-мат. наук
Аушев Володимир Єгорович

Київ — 2016

Зміст

ВСТУП **6**

1. Теоретичні відомості **18**

1.1. Стандартна модель 18

1.2. Квантова хромодинаміка 20

1.2.1. Основи квантової хромодинаміки 20

1.2.2. Квантова хромодинаміка в теорії збурень. Константа сильного зв'язку, асимптотична свобода, конфайнмент 21

1.3. Структура протону 25

1.3.1. Кінематика процесів в лептон-адронних та адрон-адронних зіткненнях 26

1.3.2. Кварк-партонна модель 28

1.3.3. Структурні функції протону 29

1.3.4. Факторизація та густина розподілу партонів 31

1.3.5. Мультипартонне розсіювання 32

1.4. c- та b-кварки 34

2. Експериментальна установка та Монте-Карло симуляції . . **36**

2.1. Експериментальна установка DØ 36

2.1.1. Прискорювальний комплекс Теватрон 36

2.1.2. Детекторна система DØ 38

2.1.3. Корекція енергії адронних струменів 50

2.2. Експериментальна установка ZEUS 53

2.2.1. Опис прискорювача HERA 53

2.2.2. Опис детекторної установки ZEUS 55
2.3. Монте-Карло симуляції 63
2.3.1. Монте-Карло симуляція детекторної системи 63
2.3.2. Огляд Монте-Карло генераторів 63
2.3.3. Теоретичні передбачення 68

3. Вимірювання диференціальних перерізів утворення W-бозонів та адронних струменів від c та b кварків 71
3.1. Ідентифікація об'єктів, критерії відбору даних, ефективності, систематичні похибки 72
3.2. Результати вимірювань поперечних перерізів утворення W-бозонів у кореляції із адронними струменями 79
3.3. Висновки до розділу 3 86

4. Дослідження одночасного зіткнення двох пар партонів з утвореннням різних станів кварконію 87
4.1. Ідентифікація мюонів та J/ψ частинок 88
4.2. Події з народженням одного J/ψ мезону 90
4.3. Події з одночасним народженням двох J/ψ мезонів 93
4.4. Події з народженням Υ мезонів 98
4.5. Події з одночасним народженням Υ та J/ψ мезонів 99
4.6. Результати вимірювань перерізів з народженням кварконіїв . . . 101
4.7. Висновки до розділу 4 105

ВИСНОВКИ 107

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 109

Додаток А 121

Додаток Б 129

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

BSM – фізика поза межами Стандартної моделі;

КХД – квантова хромодинаміка;

ППР, DPS, DP – одночасне розсіювання двох пар партонів;

ОПР, SPS, SP – розсіювання однієї пари партонів;

ФРГП, PDF – функція густини розподілу партонів;

MC, МК – Монте-Карло моделювання;

ME – матричні елементи;

p_T – поперечна складова імпульсу;

SMT – кремнієвий мікростріповий детектор;

CFT – центральний волоконний детектор;

CPS – центральний попередній зливовий детектор;

FPS – передній попередній зливовий детектор;

CC – центральний калориметр;

ICR – міжкріостатний простір;

ICD – міжкріостатний детектор;

EC – кінцевий калориметр;

PDT – пропорційні дрейфові трубки;

JES – jet energy scale, поправка на енергію адронного струменю;

MVD – мікровершинний детектор;

CTD – центральний трековий детектор;

UCAL – компенсаційний урановий калориметр;

FCAL –передній калориметр;

BCAL – бочкоподібний калориметр;

RCAL – тиловий калориметр;

HES – адронно-електронний сепаратор;

SRTD – тиловий трековий детектор;

ПЗ – протилежного знаку;

ОЗ – однакового знаку;

CKM матриця – матриця Кабібо — Кобаяші — Маскави;

LO – перший порядок наближення;

NLO – другий порядок наближення;

NNLL – другий порядок логарифмічного наближення;

M_{SV} – маса вторинної вершини взаємодії;

b-NN – штучна нейронна мережа для відбору подій з b -кварками;

JLIP(Jet Lifetime Impact Parameter) –алгоритм, що забезпечує з певною ймовірністю, що всі треки адронного струменю йдуть з первинної вершини;

BL – вихід нейронної мережі b-NN;

D_{MJL} – комбінована змінна для розділення подій з адронними струменями від різних кварків;

KC, CS –синглетно-кольорова модель народження J/ψ мезонів;

KO, CO – октетно-кольорова модель народження J/ψ мезонів.

ВСТУП

Актуальність теми

Від часів Демокріта, який перший припустив, що матерія складається з неподільні частинок або атомів в четвертому столітті до нашої ери, філософи намагалися описати склад і структуру оточуючого нас Світу. В 17-18 столітті хімікам вдалося підтвердити цю ідею, показавши, що хімічні речовини вступають в реакції між собою в певних пропорціях, що можна пояснити лише на основі атомарної структури матерії. Термодинаміка та статистика теж свідчили, що теплові властивості тіл можна описати рухом атомарних частинок. На рубежі 19-го і 20-го століть фізики відкрили електрон, а дещо пізніше — атомне ядро, тим самим показавши, що атом не є неподільним. Тільки в 20-му столітті математичний і технологічний інструменти стали настільки розвинуті, щоб можна було почати досліджувати глибоко всередині атома. Це зрештою призвело до відкриття структурних елементарних частинок речовини(ферміонів, які розділяють на лептони та кварки) та носіїв взаємодії(калібрувальних бозонів).

Протягом останніх десятиліть виникла теорія, яка описує відомі на сьогоднішній день взаємодії, яка називається "Стандартною моделлю". Вона включає в себе електромагнітну, слабку та сильну взаємодії. На жаль, поки що гравітація не включена до неї. У квантовій теорії гравітації взаємодія передається гіпотетичною частинкою, гравітоном. Але на сьогоднішній день цей носій взаємодії ще не знайдений. Взаємодія між ферміонами відбувається завдяки обміну фотонами та глюонами, — що є калібрувальними бозонами. Лептони, кварки, та відповідні їм античастинки поділяють на 3 родини. Лептонам характерна електро-магнітна та слабка взаємодія, якщо мова йде про нейтрино — то тільки слабка взаємодія. Сильну взаємодію описує квантова хромодинаміка (КХД). Відповідно їй, завдяки обміну носіями взаємодій — глюонами, взаємодіють між собою шість видів кварків(u,d,s,c,b та t).

Всебічна експериментальна перевірка положень Стандартної моделі на прискорювачах різних типів не виявила концептуальних розбіжностей з її передбаченнями. Але є низка факторів, які зумовлюють пошуки більш загальної моделі, яка б, наприклад, описувала причину наявності асиметрії матерії та антиматерії, спектр мас елементарних частинок, осциляції нейтрино та інше. Перевірка положень і висновків Стандартної моделі на сьогоднішній день є однією з найпріорітетніших завдань експериментів фізики високих енергій. Процеси утворення та адронізації кварків, що досліджував та аналізував дисертант, розглядалися в цій роботі в рамках Стандартної моделі.

В даній дисертаційній роботі автором досліджувалися явища з народженням важких кварків (c та b) у протон-антипротонному зіткненні на колайдері Теватрон. Робота проводилася в двох напрямках: вимірювання перерізів народження адронних струменів, які походять від відповідних кварків у кореляції з утворенням W бозонів та утворення кварконіїв, які містять ті самі види кварків, як в одиночному партонному розсіянні, так і в подвійному, тобто одночасній взаємодії двох пар партонів в одному зіткненні.

Проведені в роботі дослідження націлені на перевірку квантової хромодинаміки та дослідження партонної структури протона. Переріз утворення W бозонів та n адронних струменів пропорційний α_s^n в нижчих порядках наближень теоретичних передбачень. Не менш актуальною є перевірка схеми кластеризації, що можливо при великій кількості адронних струменів. Також важливо більш детальне дослідження розщеплення глюона на кварк-антикваркову пару c-кварку. Актуальним є питання дослідження функції густини розподілу s-кварку у випадку народження W бозону з адронними струменями з c-кварку, так як вона досі має досить велику похибку у своєму визначенні. А також ця тематика є важливою у зв'язку з вивченням фізики топ-кварку(який був відкритий на Теватроні у 1995 році) та бозону Хігса (відкритим на Великому Адронному Коллайдері в 2012 році), для яких ва-

жливу роль при оцінці конкурючих процесів відіграє народження W бозону з кореляцією з адрониими струменями від c та b кварків.

Одночасне розсіяння двох пар партонів при зіткненні протона з антипротоном несе важливу інформацію про структуру протона, особливо про просторовий розподіл партонів в протоні, і має свої особливості та проблеми, які відсутні в описі розсіювання однієї пари партонів. Вони виникають через кореляції між двома партонами всередині протона і при наявності інтерференції між двома одночасними жорсткими процесами взаємодії. До суттєвих параметрів, що описують взаємодію, належать такі квантові числа як: колір, аромат і спін партонів. При опису цих явищ використовується такий параметр, як ефективний поперечний переріз σ_{eff}, який є мірою поперечного розподілу партонів всередині адронів, що зіштовхуються, та їхнього перекриття під час зіткнення.

На даний час, не зважаючи на важливість дослідження багатопартонних взаємодій, одержано ще досить мало експериментальної інформації. Причина полягає в тому, що такі процеси характеризуються низькими перерізами, високим фоном, необхідністю реконструкції в одній події різних частинок з відмінною кварковою структурою. Подібні дослідження ведуться також на Великому Адронному колайдері в ЦЕРНі, до якого прикута увага теоретиків, і результати з Теватрону органічно доповнюють ці експерименти. Здебільшого, дослідження одночасного розсіяння двох пар партонів до цього часу проводилися у процесах з народженням кількох адронних струменів та калібрувальних бозонів. На початку виконання даної дисертаційної роботи процеси з виходом двох J/ψ мезонів або ж J/ψ та Υ мезонів в одній взаємодії не були дослідженні взагалі. Є суттєві розбіжності, між значеннями σ_{eff}, що використовується теоретиками, та значеннями, виміряними в різних експериментах (Таб. 1.1).

Значна частина роботи спрямована на дослідження багатопартонної взаємодії із акцентом на розщеплення глюонів на кварк-аникваркову пару, а

також на перевірку теорії піонної хмари, що передбачає менший середній глюонний поперечний розмір нуклону, ніж для синглетного кварку.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконана в Київському Національному Університеті імені Тараса Шевченка на кафедрі ядерної фізики у відповідності з тематичним планом №11БФ051-01 "Фундаментальні дослідження в галузі фізики конденсованого стану і елементарних частинок, астрономії і матеріалознавства для створення основ новітніх технологій", підрозділ 5: "Модернізація експериментальної установки для генерування та формування спектрів нейтронів та комплексні дослідження властивостей частинок, атомних ядер для фундаментальних і прикладних застосувань"(номер державної реєстрації №0111U004954). Експеримент проводився в Національній Лабораторії імені Енріко Фермі (м. Батавія, США) на прискорювачі Tevatron в міжнародній колаборації DØ в рамках співпраці КНУ ім. Т.Шевченка з науковою лабораторією Fermilab, де кафедра ядерної фізики є офіційним учасником.

Мета і задачі дослідження

Метою дослідження дисертанта було перевірка передбачень Стандартної моделі та квантової хромодинаміки, особливо опис структури протона в процесах за участю глюонів та c- і b-кварків. Для досягнення цієї мети було проведено вимірювання в експерименті DØ на прискорювачі Теватрон з енергією в системі центру мас 1.96 ТеВ перерізів народження J/ψ мезонів, парного народження J/ψ мезонів, Υ мезонів, а також одночасного народження в події J/ψ та Υ мезонів з метою визначення параметру багатопартонних розсіянь, такого як ефективний переріз, що характеризує просторовий розподіл партонів у нуклоні. Дослідження було доповнено вимірюванням диференціальних перерізів народження W бозонів в кореляції зі струменями від важких кварків(c та b).

Об'єкт дослідження — утворення кварк-антикваркових систем (J/ψ та Υ мезонів), W бозонів із асоційованими адронними струменями в протон-антипротонних зіткненнях.

Предмет дослідження — повні і диференціальні поперечні перерізи вище вказаних процесів у експериментально досяжних кінематичних діапазонах.

У завдання роботи входило:

- розробка програмних кодів мовою C++ для аналізу подій з народженням адронних струменів, W бозона, а також мезонів, що містять c та b кварки. Аналіз проводився в програмному середовищі ROOT, розробленому в ЦЕРНі для аналізу експериментальних даних у фізиці високих енергій;
- розробка програмних кодів на основі сучасних теорій і моделей засобами мов Fortran77 та C++ для одержання теоретичних передбачень народження адронних струменів і визначення поправки на багатопартонну взаємодію та адронізацію (так звані "непертурбативні поправки", non-perturbative corrections);
- реконструкція J/ψ та Υ мезонів в каналі розпаду на два мюони;
- реконструкція W бозону в мюонному каналі розпаду $W \to \mu\nu$ та асоційованих адронних струменів;
- обчислення аксептансу детектора та ефективності відбору подій детектора методами Монте-Карло симуляцій;
- розділення сигналу J/ψ на пряму ("prompt") та непряму складові ("non-prompt"), тобто такі, вершини розпаду яких у самій точці $p\bar{p}$ зіткнення, та такі, для яких точка розпаду була розташована за кілька сотень мкм від вершини $p\bar{p}$ взаємодії;
- визначення поправок на енергію адронних струменів, завдяки аналізу подій з народженням фотонів та адронних струменів як в експериментальних даних, так і в подіях, згенерованих методами Монте- Карло;

- обчислення інтегральної світимості для набору мюооних тригерів, які використовувалися при дослідженні подій з народженням J/ψ та Υ мезонів;
- розділення сигналу одночасного народження J/ψ мезонів на дві категорії подій — частина від двопартонного та одиночного партонного розсіянь;
- вимірювання перерізів досліджуваних процесів та обчислення систематичної та статистичної похибки.

Методи дослідження

Протони та антипротони прискорювалися до енергії 980 ГеВ у кільці прискорювача Tevatron в експерименті DØ . Внаслідок їхніх зіткнень народжувалися сотні і тисячі частинок, які реєструвалися завдяки спеціалізованим складним детекторним системам, розрахованих приймати сигнали по величезній кількості каналів. Кожна підсистема детектору відповідала за збір конкретних параметрів, які з різних сторін характеризують взаємодію.

Отримані дані оброблялись програмним забезпеченням розробленим колаборацією протягом всього часу проведення експерименту і з використанням власних програм дисертанта написаних в програмному середовищі ROOT.

Важливу роль при вимірюванні відіграють розрахунки методом Монте-Карло(MC), які проводяться на рівні генерування процесів, адронізації та симуляції детекторної системи. Завдяки ним симулюються фізичні процеси на основі існуючих теоретичних моделей, і потім пропускаються крізь повну симуляцію детекторної системи, яка повинна максимально відповідати існуючій експериментальній установці з урахуванням процесів адронізації. Завершальним етапом роботи було порівняння одержаних результатів з сучасними теоретичними розрахунками, для отримання висновків щодо фізики досліджуваних процесів.

Наукова новизна одержаних результатів

До початку ери Великого Адронного Колайдеру Теватрон був найпотужнішим адрон-адронним прискорювачем. Висвітлені в даній роботі результати були отримані на детекторній установці DØ в період набору даних RunIIb з інтегральною світимістю 8.7 фб$^{-1}$. За особистою участю дисертанта було одержано наступні нові наукові результати:

- вперше спостережено на прискорювачі Теватрон одночасне народження двох J/ψ мезонів в одному протон-атипротонному зіткненні з метою дослідження явищ з багатопартонною взаємодією. Ці процеси відокремлювались від процесів, зумовлених розсіянням однієї пари партонів, що дало змогу також виміряти окремо перерізи утворення двох J/ψ мезонів та одержати характеристику двопартонних розсіянь σ_{eff};
- вперше спостережено на прискорювачі Теватрон одночасне народження J/ψ та Υ -мезонів, які складаються відповідно із cc та bb кварк-антикваркових пар, що є прямим доказом присутності двопартонного розсіяння в протон-антипротонних зіткненнях. Виміряно переріз цього явища та визначено ефективний переріз σ_{eff}, який в межах похибки співпадає з результатом одержаним при розгляді процесу народження двох J/ψ мезонів;
- з високою точністю вперше з повною статистикою періоду $RunIIb$ після реконструкції Теватрону виміряно інклюзивні диференціальні перерізи народження W бозону в кореляції з адронними c та b струменями як функції поперечного імпульсу p_T.

Обгрунтованість і достовірність наукових положень, висновків і рекомендацій

Обгрунтованість наукових положень і висновків ґрунтується на використанні сучасних експериментальних методів та теорій.

Достовірність одержаних експериментальних результатів базується на використанні новітнього програмного забезпечення, сьогочасних методів та технологій прискорення частинок та способів реєстрації продуктів їхньої взаємодії.

Наукове значення роботи

Проведене дослідження дозволяє глибше розуміти структуру протону, утворення зв'язаного стану кварк-атикваркових пар, процеси народження адронних струменів з c та b кварками, поглибити знання теорії, що описує сильну взаємодію, — квантову хромодинаміку.

Нові результати по вивченню багатопартонних взаємодій, одержані в даній роботі, розширюють коло питань щодо універсальності параметру σ_{eff} в рамках різних процесів та енергій, при яких відбуваються ці процеси. Результати з обчисленими перерізами утворення адронних струменів дають змогу глибше вивчати фізику важких кварків та механізми їх адронізації.

Практичне значення одержаних результатів

Одержані в дисертації результати є внеском у фундаментальні дослідження найелементарніших складових оточуючого нас Світу, зокрема структуру протона та властивості глюонів. Виявлені неузгодженості вимірювань з теоретичними передбаченнями спонукають теоретиків розглядати вклади від вищих порядків в теорії збурень, сприяють кращому розумінню процесів, що відбуваються з глюооним розщепленням(gluon splitting) та процесів з народженням c кварку. Результати одержані в роботі доповнюють мапу результатів одержаних на Великому Адронному Коллайдері останніми роками та доповнюють базу даних фізичних параметрів фізики високих енергій.

Особистий внесок здобувача

Автор є членом колаборації DØ в науковій лабораті Fermilab з 2011 року. Дисертантка безпосередньо приймала участь в експерименті під час прове-

дення вимірювань на пучку, беручи участь у робочих змінах і будучи відповідальним за калориметричну і мюонну підсистеми детекторної установки, а також за калібровку калориметричної системи.

Оскільки багато фізичних вимірювань в колаборації залучали події із адронними струменями, точне калібрування енергетичної шкали струменів має важливе значення не тільки для роботи автора, а й для усієї колаборації. Як учасник групи JES(jet energy scale) по сертифікації калориметра, автор приймав участь у розрахунку корекції енергії адронних струменів.

Дисертант приймав участь в усіх етапах проведення експерименту, включаючи обробку даних та пряму участь у підготовці публікацій.

Всі представлені в роботі результати, особисто отримані дисертанткою або за безпосередньою участю автора.

Побудова детекторної установки DØ і її обслуговування були виконані силами учасників усієї спільноти експерименту, в той час як аналіз набраних даних проводився кожним учасником колаборації за своєю тематикою окремо. Персональний внесок дисертантки в аналіз даних по народженню c, b кварків в $p\bar{p}$-взаємодіях полягав в наступному:

- автор розробив програмні коди обробки відбору подій з народженням W бозона з адронними струменями, що походять від важких кварків (c та b) в певному кінематичному діапазоні, визначеному поперечними імпульсами самих адронних струменів, мюона, як дочірньої частинки W бозона, “втраченої поперечної енергії”(фактично, поперечного імпульсу нейтрино, який не реєструється детектором). Ці коди були застосовані в роботах [1, 2]. Подібні алгоритми по відбору подій на мові C++ було використано також в [3, 7];
- дисертантка розробила програмні коди аналізу для відбору подій з народженням J/ψ та Υ мезонів в протон-антипротонному зіткненні, які були застосовані в роботах [4, 5, 8, 9]. Схожі алгоритми було використано в [10].

- автор вдосконалив програмні скрипти на мові Fortran77 для обрахунку непертурбативних поправок для диференціальних перерізів утворення W бозону асоційованиого з c та b адронними струменями, завдяки інтеграції до комплексу програм розрахунку теоретичних передбачень використовуючи генератори Монте-Карло подій Pythia6 та SHERPA, що висвітлено в роботах [1, 2];
- дисертанткою моделювалися Монте-Карло події на генераторному рівні за допомогою генератора Монте-Карло подій загального призначення SHERPA для порівняння з одержаними експериментально диференціальними перерізами народження W бозону асоційованого з c та b адронними струменями, що висвітлено в роботах [1, 2];
- автором були визначені ефективності та аксептанси як функції поперечного імпульсу p_T^{jet} струменів, проведена корекція адронних струменів, що використалося в [1, 2];
- дисертанткою було визначено вклад ряду факторів до систематичної похибки та обчислено її для вимірювання диференціальних перерізів W бозону асоційованого з c та b адронними струменями як функції поперечного імпульсу адронних струменів, що висвітлено в роботах [2, 7];
- дисертанткою було обчислено значення світимості оброблених даних для набору мюооних тригерів (різні конфігурації схем тригерів застосовувалося в різні періоди набору даних), які використовувалися при аналізі подій з народженням J/ψ та Υ мезонів в мюонному каналі розпаду, що було використано в [4, 5, 8, 9];
- автором були розробені програми для виділення частини подій з утворенням "прямих "J/ψ мезонів(які народженні або безпосередньо в точці основної взаємодії, або є продуктом розпаду дуже короткоживучих резонансів) як у випадку одиночного народження частинки, так і у випадку одночасно народження двох J/ψ мезонів, використовуючи властивість довгого життя B адронів, які були застосовані в роботах [4, 5, 8, 9];

- автором було реалізовно алгоритм розділення подій, в яких відбувається розсіяння однієї пари партонів та подій з розсіянням двох пар партонів в одному протон-антипротонному зіткненні [4, 5, 9];
- дисертанткою було визначено перерізи народження J/ψ, $J/\psi + J/\psi$, $J/\psi + \Upsilon$ мезонів та обчислено до 10 джерел систематичної похибки, що висвітлено в [4, 5, 8, 9];
- автором було визначено параметр σ_{eff} в двох незалежних вимірюваннях з народженням зв'язаних станів кварк-антикваркових пар — з народження $J/\psi + J/\psi$ та $J/\psi + \Upsilon$ пар мезонів, в межах похибки ці результати добре узгоджуються між собою [4, 8];

Апробація результатів дисертації та публікації

Результати дисертації особисто доповідалися автором та обговорювалися на наступних школах та конференціях:

✓ INTERNATIONAL SCHOOL OF SUBNUCLEAR PHYSICS , 51st Course: REFLECTIONS ON THE NEXT STEP FOR LHC, Erice, Italy, 24 June - 3 July 2013;

✓ DZero Collaboration Meeting, October 2013, FNAL, Batavia, USA;

✓ DZero Winter Physics Workshop, February 2014, Fermilab, Batavia, USA;

✓ American Physical Society(APS) April Meeting 2014, Savannah, Georgia, USA;

✓ DZero Collaboration Meeting, June 2014, FNAL, Batavia, USA;

✓ 47th Fermilab Users Meeting, 2014 FNAL, Batavia, USA;

✓ DZero Winter Physics Workshop, February 2015, Fermilab, Batavia, USA;

✓ American Physical Society(APS) April Meeting 2015, Baltimore, Maryland, USA;

✓ Conference"Results and Perspectives in Particle Physics", March 6-12, 2016, La Thuile, Italy.

До того ж, всі висвітлені в роботі результати неодноразово доповідались на семінарах групи квантової хромодинаміки колаборації DØ у науковому центрі Фермілаб (США), на науковому семінарі відділу фізики високих енергій ІЯД НАН України та спільному науковому семінарі кафедри ядерної та медичної фізики і кафедри теоретичної фізики і вищої математики ім. О.І. Ахієзера Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Також деякі результати дисертації, що були одержані автором, доповідалися від імені всієї колаборації на конференціях Rencontres de Moriond:QCD and High Energy Interactions(La Thuile, Italy, March 21-28, 2015), The 3rd Annual Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2015, St. Petersburg, Russian Federation, August 31- September 5, 2015) та XXIV International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2016, DESY Hamburg, Germany, 11-15 April, 2016).

Основні результати дисертації викладено в 7 публікаціях у реферованих міжнародних фахових журналах (Physical Letters B, Physical Review D, Physical Review Letters) [2, 3, 4, 6, 7, 8, 10] та 3 матеріалах міжнародних конференцій [1, 5, 9].

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі Вступу, чотирьох розділів, Висновків, списку використаних джерел з 107 найменувань та 2 додатків. Повний обсяг дисертації складає 133 сторінки машинописного тексту, що включає в себе 69 рисунків та 7 таблиць.

РОЗДІЛ 1

Теоретичні відомості

1.1. Стандартна модель

Стандартна модель описує те, з яких складових складається матерія і яким чином вони тримаються разом. Вона базується на двох основних принципах: вся матерія складається з фундаментальних частинок, а вони в свою чергу взаємодіють одна з одною шляхом обміну частинками-переносниками фундаментальних взаємодій.

Основні складові матерії є ферміони, а носіями сил є бозони. Ферміони мають напівціле значення спіну, в той час як бозони мають цілі значення, як показано на Рис. 1.1 нижче.

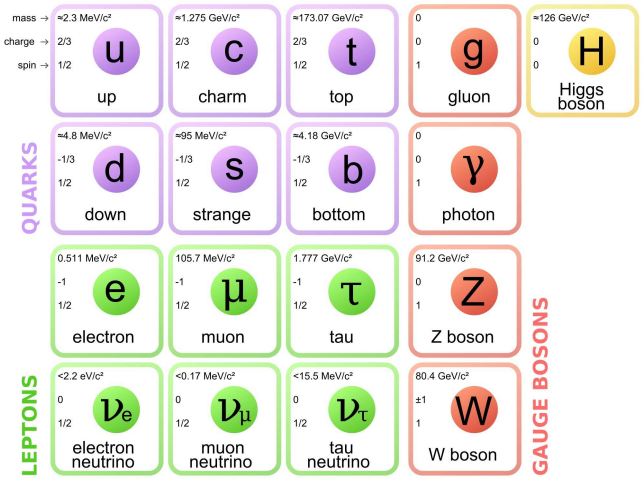

Рис. 1.1. Перелік складових компонент Стандартної Моделі.

До ферміонів відносять дві групи частинок: лептони та кварки. До лептонів відноситься 6 частинок,електрон є найвідомішою з них. Також налічується 6 кварків. У кожної з цих частинок є своя античастинка.

Згідно Стандартної моделі, ферміони можна об'єднати у три покоління:

- перше покоління: e (електрон), ν_e(електронне нейтрино),u(up), d(down);
- друге покоління: μ(мюон), ν_μ(мюонне нейтрино), s(strange), c(charm);
- третє покоління: τ(тау-лептон), μ_τ(тау-нейтрино), t(top), b(bottom).

Протони і нейтрони складаються з верхнього(up) і нижнього(down) кварків. Ці дванадцять ферміонів є будівельними блоками матерії і кожен з них має значення спіну $\frac{1}{2}$.

Ці частинки взаємодіють одна з одною через фундаментальні сили. Кожна сила має одного чи декілька носіїв взаємодії. Глюони є обмінними частинками сильної взаємодії, $W^{\pm}$ і Z^0-бозони— носіями слабкої взаємодії, фотони — носії електромагнітної сили.

Кварки беруть участь в сильних, слабих та електромагнітних взаємодіях; заряджені лептони (електрон, мюон, тау-лептон) — в слабких і електромагнітних; нейтрино — тільки в слабких взаємодіях.

На відміну від електромагнітної і сильної, слабка взаємодія може змішувати ферміони з різних поколінь, що призводить до нестабільності всіх частинок, за винятком найлегших, і до таких ефектів, як CP-порушення і осциляції нейтрино. Стандартна Модель є одночасно і простою і досить потужною, що дозволяє робити досить точні передбачення.

За останні 50 років, майже кожна експериментально виміряна величина в межах експериментальних похибок була близькою до передбачуванної. Але, схоже, що моделі не вистачає надійності при більш високих енергіях. Чим ближче ми наближаємось до енергетичної шкали, що панувала відразу після зародження світу, тим нестійкішими стають рівняння Стандартної Моделі.

Одна з основних проблем Стандартної Моделі— в неї не включена гравітація, одна з чотирьох фундаментальних сил. Модель також на сьогоднішній день не в змозі пояснити , чому гравітація настільки слабша електромагнітних або ядерних сил [11].

Це є аспектом більш глобальної проблеми — "проблеми ієрархії ". Це питання стосується широкого спектру мас для відкритих на сьогоднішній день елементарних частинок. На Рис. 1.1 вище неважко помітити, що електрон приблизно в 200 разів легший, ніж мюон, і в 3500 разів легший, ніж тау-лептон. Те ж саме і для кварків : топ- кварк в 75000 разів важче , ніж u-

кварк. Залишається невирішеним питання, чому існує такий широкий спектр мас серед будівельних блоків матерії. Проблема ієрархії також пов'язана з масою бозону Хіггса. Були сподівання, що цю проблему могла б вирішити суперсиметрія. Ще одною проблемою є те, що в рамках Стандартної Моделі описується лише видима матерія, тобто вся матерія, яку ми бачимо навколо нас. Але вже на сьогодні відомо, що Всесвіт дає нам вдосталь доказів, що він містить в п'ять разів більше "темної матерії", ніж звичайної матерії. Темна матерія не випромінює ніякого світла , але проявляє себе через свою гравітацію. Серед усіх частинок, які наявні у Стандартної Моделі , жодна не має властивості темної матерії.

З вище сказаного можна зробити висновок, що Стандартна модель дає неповну картину Всесвіту, тому в тісній співпраці теоретиків та експериментаторів йдуть активні пошуки явищ так званої "нової фізики".

1.2. Квантова хромодинаміка

1.2.1. Основи квантової хромодинаміки

Квантова хромодинаміка (КХД) — калібруавальна польова теорія. що описує сильну взаємодію кольорових кварків та глюонів, є SU(3) компонентою $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Стандартної моделі елементарних частинок.

Лагранжиан КХД має наступний вигляд

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a}(i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t^C_{ab} \mathcal{A}^C_\mu - m_q \delta_{ab})\psi_{q,b} - \frac{1}{4} F^A_{\mu\nu} F^{A\mu\nu}, \qquad (1.1)$$

де по повторюваним індексам проводиться підсумовування. γ^μ γ-матриці Дірака. $\psi_{q,a}$—кварк-польові спінори для кварку з ароматом q і масою m_q, з індексом a, що відповідає за колір пробігає від $a = 1$ до $N_c = 3$. Кварки — фундаментальне представлення групи кольору SU(3). $\mathcal{A}^C_\mu$ відповідає глюонним полям. Глюони є в приєднаному представленні групи кольору SU(3). t^C_{ab} відповідають восьми матрицям 3×3 і є генераторами групи SU(3). Вони репрезентують той факт, що взаємодія глюонів з кварками обертає колір кварка

в SU(3) просторі. g_s — константа зв'язку КХД. Тензор поля $F^A_{\mu\nu}$ дається як:

$$F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathcal{A}^A_\nu - \partial_\nu \mathcal{A}^A_\mu - g_s f_{ABC} \mathcal{A}^B_\mu \mathcal{A}^C_\nu, [t^A, t^B] = i f_{ABC} t^C, \tag{1.2}$$

де f_{ABC} — структурні константи SU(3) групи. Фундаментальні параметри КХД — це константа зв'язку $g_s(\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi})$ і кваркові маси m_q [12].

1.2.2. Квантова хромодинаміка в теорії збурень. Константа сильного зв'язку, асимптотична свобода, конфайнмент

При великих енергіях лагранжиан КХД можна розкласти в ряд за α_s. В пертурбативній квантовій хромодинаміці(pQCD, квантова хромодинаміка в теорії збурень) переріз має наступний вигляд:

$$\sigma = \sum_i^n c_i \alpha_s^i, \tag{1.3}$$

де n — порядок розрахунку, а коефіцієнти c_i можуть бути розраховані з відповідних діаграм Фейнмана. Кількість діаграм зростає зі збільшенням порядку. Найнижчий вклад, який може бути — перший порядок(LO, Leading Order); наступний, другий (NLO, Next-to Leading Order). Вклад від глюонних та кваркових петель починає грати роль в наступних порядках наближення. Саме прямий розрахунок цих петель математично ускладнений, так як інтеграли по цим контурам розбіжні. Щоб уникнути цих розбіжностей, застосовується теорія "перенормування".

Теорія є ренормалізаційною, якщо при введненні скінченної кількості параметрів при розрахунках в теорії збурень отримують кінечні величини у всіх порядках наближення. Процедура позбавлення розбіжностей визначається "схемою ренормалізації"та відповідною перенормовоючою просторовою шкалою, μ_R. В загальному випадку не допускаається, перенормована спостережувана величина Γ_R у квантовій теорії поля залежить від довільно обраного значення μ_R, що означає, що Γ_R має задовольняти рівняння ренормалізайної групи у формулі 1.4:

$$\mu_R \cdot \frac{d\Gamma_R}{d\mu_R} = 0. \tag{1.4}$$

Для того, щоб розв'язати це рівняння, вільні параметри теорії, такі як параметри зв'язку повинні бути функціями масштабу перенормування. У випадку квантової хромодинаміки $\alpha_s = \alpha_s(\mu_R)$. Характерною величиню ренормалізаційної групи є функція, яка описує зміну зв'язку при зміні масштабу μ_R на довільний μ_R:

$$\beta(\alpha) = \frac{\partial \alpha}{\partial t}, \qquad t = \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_R^2}\right) \tag{1.5}$$

Тоді у першому порядку теорії збурень константа сильного зв'язку може бути визначено за формулою 1.6:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{12\pi}(33 - 2n_f)\ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_R^2}\right)} \tag{1.6}$$

де n_f — кількість квантових чисел(ароматів), які вносять вклад. За допомогою введення параметра $\Lambda^{(n_f)}$,можна отримати наступну формулу для масштабної поведінки константи зв'язку $\alpha_s(\mu^2)$:

$$\Lambda^{(n_f)^2} = \mu_R^2 \exp\left(\frac{-12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu_R^2)}\right), \Rightarrow \alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^{(n_f)^2}}\right)}. \tag{1.7}$$

Параметр $\Lambda^{(n_f)}$ — не передбачений теорією КХД; значення цієї величини має бути визнечено експериментально і залежати від кількості активних ароматів кварку n_f.

Властивість "асимптотичної свободи"квантової хромодинаміки з'являється при $\mu_R \to \infty$, при якому константа сильного зв'язку прямує до нуля($\alpha_s \to 0$). З іншого боку, в області з $\mu_R^2 \to \Lambda^{(n_f)^2}$ величина α_s росте і повинні застосовуватися обчислення в рамках теорії збурень. Вибір μ_R — довільний, але зручно пов'язати з масштабом досліджуваних процесів, що і було запропоновано ще в 80-их роках різними науковцями одночасно [13, 14, 15]. За домовленістю, узгодженість вимірювань $\alpha_s(Q^2)$ перевіряється при ренормалізаційному масштабі $\mu_R = Q = M_Z$, де M_Z - маса Z-бозону. Приклад порівняння визначення α_s в різних експериментах [12] наведено на Рис. 1.2.

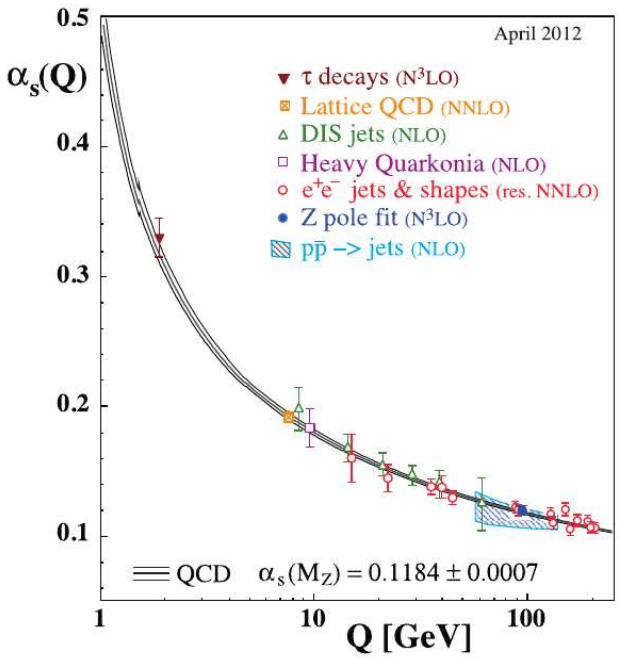

Рис. 1.2. Підсумок вимірювання α_s на різних експериментах як функції відповідної енергетичної шкали Q.

При малих енергіях і великих відстанях сильний зв'язок різко зростає, що призводить до утримання кварків і глюонів всередині адронів. При спробі розділити два кварка, необхідна енергія для виконання цього процесу збільшується з відстанню, поки вона не досягне точки, де потенційна енергія накопичена в полі "кольору"між кварками може мінімізуватись шляхом створення двох нових кварків з вакууму. Цей процес призводить, зрештою до того, що створені кварки і глюони, об'єднуються в безбарвні адрони в адронних зливах, які спостерігаються в високоенергетичних експериментах з розсіювання. Незважаючи на те, що ізольованих кварк не може бути виявлений, багато властивостей вихідної частинки можуть бути відновлені з кінцевого адронного стану. Цей процес фрагментації, перетворення кольорових партонів в безбарвні адрони, не можна описати в рамках теорії збурень, але може бути описаний наближеними моделями, наведеними далі [16].

Незалежна фрагментація. Модель побудована таким чином,щоб відтворити два важливих експериментальних факти: наближений скейлінг в енергетичному розподілу кінцевих частинок та обмеженість середнього по-

перечного імпульсу адронів, що народжуються, відносно осі самого струменю. Мезони в моделі народжуються в кваркових струменях. Вважається, що кварки фрагментують в адрони незалежно одне від одного через послідовність переходів

$$q_a \to M(q_a\bar{q}_b) + q_b$$

Це можна розглядати як народження $(q_b\bar{q}_b)$-пари у вакуумі з наступним утворенням мезону $M(q_a\bar{q}_b)$. Кварк, що залишається, q_b, несе за собою частину імпульсу початкового кварку q_a, і переходить в мезон $M(q_b\bar{q}_c)$. В результаті утворюється впорядкована послідовність адронів у часі і один нескомпенсований кварк.

До недоліків моделі можна віднести, те що вона не є Лоренц-інваріантною, в ній не зберігаються енергія, аромат, заряд і колір.

В багатоструменевих подіях, де народжуються велика кількість залишкових кварків, виникає проблема їх знебарвлення. Розглянута картина також дає неправильну просторово-часову картину утворення адронів(першочергово народжуються швидкі адрони, а вже потім повільні).

Струнна адронізація(Модель Лунда). Адронізація є результатом еволюції системи $q\bar{q}$ в цілому. При цьому на проміжних етапах ізольовані кварки не з'являються, тобто конфайнмент кольору закладено апріорно.

Розглядається безмасові кварк та антикварк, що пов'язані релятивістською струною. Енергія на одиницю довжини струни приблизно постійна, імпульсу струна не має. Перехід збудженої $q\bar{q}$ системи в стабільний мезонний стан відбувається шляхом розриву струни в окремих точках з утворенням $q\bar{q}$-пар. Ймовірність народження такої пари вибирається однорідною у часі і просторі: $dP/dtd\mathbf{x} = P_0$

Перевагою є те, що оперує з безкольоровими об'єктами, тим самим вирішує проблеми кольору, модель вхідних партонних станів не розбивається на пертурбативну і непертурбативну фази, розповсюджується на глибоконепружні лептон-адронні розсіяння. Недоліком є те, що модель не дозволяє

обрахувати вклад морських кварків, відсутнє народження віртуальних кварк-антикваркових пар.

Кластерна адронізація.Народження адронів йде через утворення і наступний розпад безкольорових об'єктів—кластерів з малою інваріантною масою. Перша стадія розраховується за допомогою пертурбативної КХД, розпад же кластерів параметризується феноменологічно, малою кількістю вільних параметрів. Ключові положення кластерних моделей:колір екранується до стадії адронізації шляхом утворення безкольорових кластерів, кластери розпадаються на адрони універсальним локальним шляхом.

Універсальність розуміє під собою, що адронізація не залежить від передісторії кластеру, а визначається лише його фізичними характеристиками—інваріантною масою та квантовими числами.

Перша КХД-кластерна модель була запропонована Філдом і Вольфрамом. Згідно їхньої теорії, механізм адронізації має три етапи. На першому етапі розвивається партонна злива шляхом послідовних кварк-глюонних розпадів. На другому етапі партони пов'язані кольоровими струнами, організовуються в кластери. Кожен кластер, це вже на третьому етапі, незалежно розпадається на 2 адрони.

Труднощі кластерної моделі: погано описує низькоенергетичні дані,схема нестійка до врахування м'яких глюонів, що випускаються на стадії формування партонної зливи.

1.3. Структура протону

Протон - найстійкіша складна частинка, яка використовується в адронних коллайдерних експериментах для дослідження нової фізики і забезпечення точності вимірювань параметрів Стандартної моделі. Експерименти на коллайдерах у фізиці високих енергій забезпечують чудове дослідження внутрішньої структури протона.

Точне вимірювання структури протона вкрай важливе, тому що вся матерія, яка нас оточує, включає в себе протони і тому що вірогідність народження різних цікавих процесів Стандартної Моделі залежить від точного знання про долю імпульсу, що несуть кварки і глюони усередині протона. Це також важливо зокрема, для теоретичного розрахунку поперечних перерізів фізичних процесів, що лежать за межами Стандартної Моделі. Складові протона всім відомі як партони.

Протон складається з двох кварків u та одного d кварка, які відомі як "валентні кварки", які визначають квантові властивості протона. Валентні кварки постійно взаємодіють один з одним шляхом обміну глюонами, а випромінювані глюони в протоні створюють додаткові пари $q\bar{q}$, які у свою чергу продукують більше глюонів з парної анігіляції. Народжені $q\bar{q}$ пари в протоні відомі як "море кварків".

1.3.1. Кінематика процесів в лептон-адронних та адрон-адронних зіткненнях

1.3.1.1. Адрон-адронне розсіювання

Для опису кінематики адрон-адронного розсіювання Рис. 1.3 використовуються наступні параметри [17]:

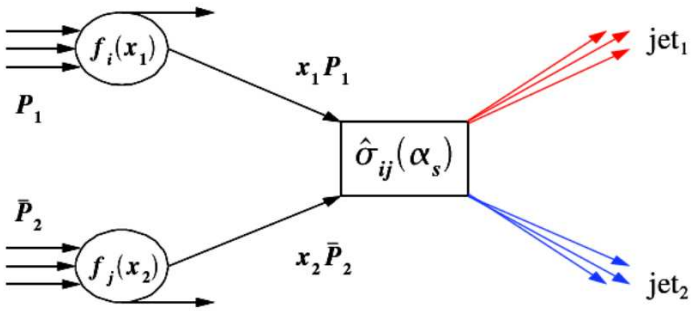

Рис. 1.3. Схема розсіювання партонів всередині протона та антипротона, що зіштовхуються. Лише один партон з кожного адрону приймає участь в головному важкому розсіюванні, якому відповідає матричний елемент $\hat{\sigma}_{ij}$. В кінцевому стані — 2 адронні струмені [18].

- енергія взаємодії в системі центру мас:

$$\sqrt{s} = 1.96 TeV \tag{1.1}$$

- партонний імпульс:

$$p_1^\mu = x_1\sqrt{s}/2(1,0,0,1), p_2^\mu = x_2\sqrt{s}/2(1,0,0,-1) \tag{1.2}$$

- інваріантна маса:

$$M^2 = (p_1 + p_2)^2 = \hat{s} = x_1 x_2 s \tag{1.3}$$

- швидкісність:

$$y = \frac{1}{2}log\frac{E+p_z}{E-p_z} = \frac{1}{2}log\frac{x_1}{x_2} = \frac{x_1}{x_2} = e^{2y} \tag{1.4}$$

- частина імпульсу протона, що перейшла у взаємодію, Рис. 1.3:

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}}e^y, \qquad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}}e^{-y} \tag{1.5}$$

1.3.1.2. Глибоконепружні процеси в лептон-адронних зіткненнях

Для опису кінематики електрон-протонного розсіяння 1.4 використовують наступні величини [17]:

$$Q^2 = -q^2 = -(k' - k)^2 \tag{1.6}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{Q^2}{sx} \tag{1.7}$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, s = (P + k)^2 \tag{1.8}$$

Тут k', k, P-чотириімпульси розсіяного електрону, налітаючого електрону та налітаючого протону відповідно.

Q^2 — віртуальність бозона, визначає жорсткість взаємодії;

s — квадрат енергії системи в системі центра мас електрона та протона;

y — доля енергії втраченої лептоном (в системі відліку протона). Ця величина задає непружність взаємодії;

x — змінна Бйоркенівського масштабування. В кварк-партонній моделі 1.3.2 ця величина інтерпретується як частина поздовжнього імпульсу протона, що несе налітаючий партон.

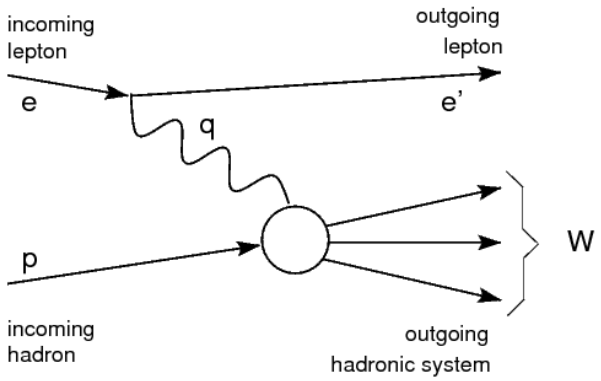

Рис. 1.4. Загальна схема електрон-протонної взаємодії

1.3.2. Кварк-партонна модель

Згідно кварк-партонної моделі(QPM), запропонованої Р. Фейнманом [19] на початку 70-их років 20 століття, протон складається з вільних точкоподібних частинок, що носять назву "партонів". Непружнє розсіяння лептонів на протоні тоді описується як пружнє розсіяння лептону на партонах протону, а переріз розсіяння електрона на протоні як некогерентна сума процесів електрон-партонних розсіювань. Фейнман не уточнював, що саме являється партонами.

Якщо протон складається тільки з заряджених кварків, сума їхніх імпульсів буде дорівнювати імпульсу протона,

$$\sum_i \int_0^1 dx f_i(x) x = 1, \tag{1.9}$$

де кожен партон i несе частинку імпульсу протона x,а $f_i(x)$ — густина ймовірності або ж відома як густина розподілу партонів. Проте експериментально було знайдено, що ця величина ≈ 0.5 [20]. Це означало, що також є електронейтальні частинки, які несуть половину імпульсу протона. Ці частинки ототожнюють з глюонами, тоді як згадані вище частинки — з кварками. Прямий доказ існування глюонів спостерігався у подіях з 3 адронними струменями в електрон-позитронних зіткненнях на DESY в 1979 [21].

Функція густини імпульсу валентної зони і моря кварків в протоні задовольняють наступним співвідношенням:

$$\int_0^1 dx[u(x) - \bar{u}(x)] = 2 \tag{1.10}$$

$$\int_0^1 dx[d(x) - \bar{d}(x)] = 1, \tag{1.11}$$

де $q(x), q = u, d, s, b, c$ є функцію розподілу імпульсу q партонів всередині протону, де через x позначається частина імпульсу, що переноситься партонами, і лежить в проміжку між $0 \div 1$. Валентні кварки переносять відносно більшу частину імпульсу порівняно з "морськими" кварками при великих x, в той час як при малих x внесок "морських" кварків домінує. Серед "морських" кварків вклад легких кварків (u, d, s) домінує над вкладом важких ароматів(c, b). Оскільки топ-кварк найважчий кварк і розпадається за час 10^{-23} секунди, він не дає вкладу в структурну функцію протона. Це єдиний кольоровий об'єкт, який може перебувати у вільному стані, але дуже короткий час.

1.3.3. Структурні функції протону

В головному порядку пертурбативної КХД в глибоко-непружній взаємодії(DIS) перерізи розсіяння з нейтральним струмом та зарядженим можуть бути описані в термінах "структурних функцій", що параметризують непрямо структуру протона через вхідний віртуальний бозон. Для нейтрально-заряджених взаємодій $e^{\pm}p \to e^{\pm}X$ двічі диференціальний переріз може бути виражений як

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[\frac{y^2}{2}2xF_1 + (1-y)F_2 \mp (y - \frac{y^2}{2})xF_3], \tag{1.12}$$

де α — структурна константа , а F_1, F_2, F_3 — безрозмірні структурні функції протону, причому, взявши $F_L = F_2 - 2xF_1$, одержимо:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[(1 + (1-y)^2)F_2 \mp ((1 + (1-y)^2)xF_3 - y^2F_L], \tag{1.13}$$

де F_2 — структурна функція обміну фотоном, результати вимірювань якої наведені на Рис. 1.5, а F_L — поздовжня структурна функція, яка дає внесок від поздовжньо поляризованих бозонів, і порівняно з F_2 дає незначний вклад; F_3 — член, що виникає при порушенні парності при обміну Z^0, і дає відчутній внесок лише при великих значеннях Q порядку маси Z^0 бозону ($Q^2 \sim M^2_{Z^0}$). В кварк-партонній моделі структурні функції [22] мають наступний загальний вигляд:

$$F_1(x, Q^2) = \sum_i \frac{1}{2} e_i^2 f_i(x, Q^2), \tag{1.14}$$

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_i(x, Q^2). \tag{1.15}$$

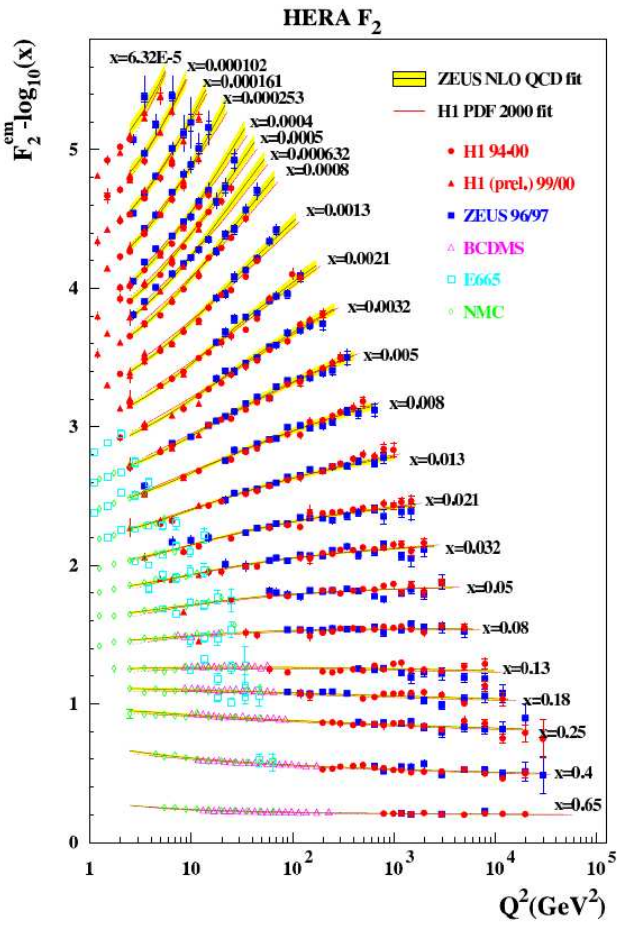

Рис. 1.5. Вимірювання F_2 на HERA.

Структурна функція протону може бути виміряна експериментально завдяки принципам збереження імпульсу, який в загальному виражається в термінах

густини партонів в протоні. Наприклад:

$$\int_0^1 \frac{1}{2x}[F_2^{\nu n} - F_2^{p\nu}]dx = 1, \tag{1.16}$$

що відомо як правило сум Алдера(Alder) [23], де $F_2^{\nu n}$ та $F_2^{p\nu}$ — структурні функції виміряні в нейтринних експериментах у ν-нейтронних та ν-протонних глибоко-непружних зіткненнях. Це базується на тому, що нейтрон складається з двох валентних d-кварків, в той час як протон має лише один валентний d-кварк. І подібний вираз

$$\int_0^1 \frac{1}{2x}[xF_3^{\nu p} + xF_3^{\bar{\nu} p}]dx = 3, \tag{1.17}$$

відомий як правило сум Гросса-Левеліна-Сміта(Gross-Liewellyn-Smith) [24], де $F_3^{\nu p}$ та $F_3^{\bar{\nu} p}$ — структурні функції виміряні в нейтринних експериментах у ν-протонних та $\bar{\nu}$-протонних глибоко-непружних зіткненнях.

1.3.4. Факторизація та густина розподілу партонів

Переріз в глибоко-непружному розсіянні 1.12 корисний для вимірювання структурних функцій, з яких можна одержати потім густини розподілу партонів(PDF). Але перерізи не розраховуються методами пертурбативної квантові хромодинаміки завдяки внеску на досить великому проміжку від α_s, яка досить велика(внески не є пертурбативними і не піддаються розрахунку). Для відокремлення “м’яких”процесів від “важких”(на короткій відстані) вводиться факторизаційна шкала μ_F, яка відображає енергетичне обмеження, де пертурбативна квантова хромодинаміки не використовується. Факторизаційна шкала - це масштаб або шкала, при якій обраховуються функції густини розподілу партонів. Сам переріз тоді можна перезаписати [22] у вигляді:

$$d\sigma = \sum_{a=q\bar{q}g} \int dx f_a(x, \mu_F^2) d\hat{\sigma}_a(x, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2). \tag{1.18}$$

Так як результат отримання функцій розподілу партонів залежить від параметризаціїі набору даних, що використовується для цього, є велика кількість

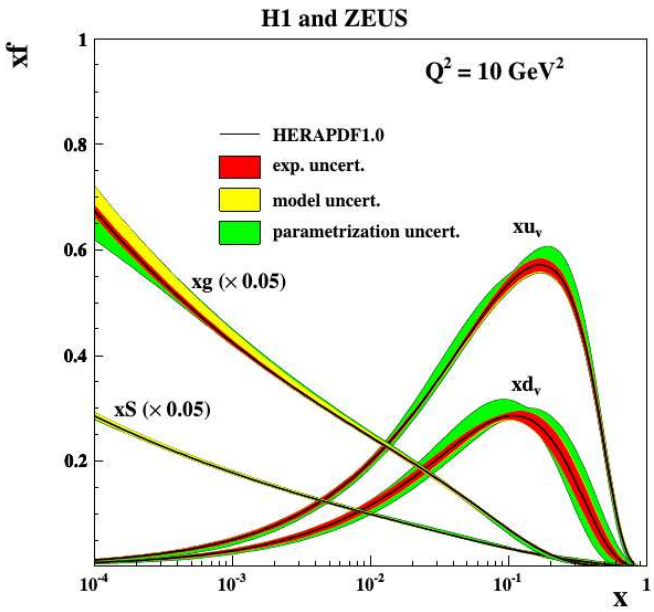

Рис. 1.6. Функції розподілу партонів для валентних, морських кварків і глюонів в протоні при $Q^2 = 10$ ГеВ^2, згідно з HERAPDF1.0 [25]

наборів PDF. На Рис. 1.6 показано приклад одержаних функцій розподілу партонів в протоні з даних прискорювача HERA при факторизаційній шкалі $Q^2 = 10$ ГеВ^2. З рисунку очевидно, що при малих x значно зростає вклад глюонної PDF і максимум від валентних кварків при $x \sim 0.25$.

PDF можуть бути параметризовані різними шляхами. Так, CTEQ має наступну параметризацію:

$$xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1}(1-x)^{A_2} P(x), P(x) = (1 + A_3 x^{A_4}), \tag{1.19}$$

де параметр A_0 відповідає за нормалізацію, A_1, A_2 головним чином відповідають за поведінку при малих та великих x. Функція $P(x)$— феноменологічна, і обирається такою, при якій досягається найкращий опис експериментальних даних. Існує набір параметрів для кожного виду партонів. З цими "евоюційними"рівняннями можна розрахувати PDF при різних Q^2. Іншими відомими підходами для побудови еволюційних рівнянь є BFKL [26] та DGLAP [27].

1.3.5. Мультипартонне розсіювання

Левову частку результатів, одержаних в дисертації, складають дослідження мультипартонного розсіювання, тобто події, в яких дві або більше окре-

мих жорстких взаємодії партонів відбуваються одночасно, в одному зіткненні адронів(multiparton scattering). Для певної інваріантної маси, такі перерізи мають тенденцію до збільшення з енергією зіткнення через швидке зростання потоків партонів, коли послідовно зменшуємо зондуючу частку імпульсу x. Як частковий випадок, досліджують подвійне партонне розсіювання(ППР, double parton scattering, DPS). Ці процеси також включають різні масштаби і початковий стан партонів, і, отже, забезпечує додаткову інформацію про непертурбатівні структури протона до інформації, отриманої від інших реакцій ППР.

Загальний вираз для перерізу в ППР має наступний вигляд:

$$\sigma_{A,B}^{DPS} = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int dx_1 dx_2 dx_1' dx_2' d^2b$$
$$\times \Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2) \Gamma_{kl}(x_1', x_2', b; t_1, t_2) \hat{\sigma}_{ik}^{A}(x_1, x_1') \hat{\sigma}_{jl}^{B}(x_2, x_2') \quad (1.20)$$

де $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2)$ - узагальнена функція розподілу подвійних партонів для партонів i, j з часткою імпульсу x_1, x_2 при шкалах $t_1 \equiv ln(Q_1^2)$, $t_2 \equiv ln(Q_2^2)$. Тут b - відстань між двома партонами в поперечній площині відносно пучка [28]. Шкали t_1 та t_2 рівнозначні характеристичним шкалам відповідних підпроцесів A та B. Число m — фактор симетрії, що рівний 1 якщо $A = B$ і 2 в іншому випадку.

Для процесів, що відбуваються при малих x, можна очікувати, що різні партони розсіюються незалежно один від одного в хорошому наближенні. При цьому ми матимемо:

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b) = D_{ij}(x_1, x_2) F(b), \quad (1.21)$$

$$D_{ij}(x_1, x_2) = D_i(x_1) D_j(x_2), \quad (1.22)$$

де шкали неявно встановлюються однаковими($t_1 = t_2$). Вираз 1.21 факторизує Γ_{ij} на поздовжню функцію розподілу подвійних партонів (dPDFs) D_{ij} та (незалежний від аромату) поперечний розподіл $F(b)$. У формулі 1.21 D_{ij} далі факторизується на дві функції розподілу одиночних партонів D_i та D_j.

Таблиця 1.1. Огляд вимірювань σ_{eff} зроблених в експериментах AFS [29], UA2 [30], CDF [31], [32], D0 [33], [34], [4], ATLAS [35], CMS [36] та LHCb [37]

Експеримент	$\sqrt{s}$ (GeV)	final state	p_T^{min} (GeV/c)	η	σ_{eff}
AFS,1986	63	$4jets$	$p_T^{\text{jet}} > 4$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 1$	$\sigma_{\text{eff}} \sim 5$ mb
UA2,1991	630	$4jets$	$p_T^{\text{jet}} > 15$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 2$	$\sigma_{\text{eff}} > 8.3$ mb
CDF,1993	1800	$4jets$	$p_T^{\text{jet}} > 25$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 3.5$	$\sigma_{\text{eff}} = 12.1^{+10.7}_{-5.4}$ mb
CDF,1997	1800	$\gamma + 3jets$	$p_T^{\text{jet}} > 6$ $p_T^{\gamma} > 16$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 3.5$ $\lvert\eta^{\gamma}\rvert < 0.9$	$\sigma_{\text{eff}} = 14.5 \pm 1.7^{+1.7}_{-2.3}$ mb
D0,2010	1960	$\gamma + 3jets$	$60 < p_T^{\gamma} < 80$	$\lvert\eta^{\gamma}\rvert < 1.0$ $1.5 < \lvert\eta^{\gamma}\rvert < 2.5$	$\sigma_{\text{eff}} = 16.4 \pm 2.3$ mb
ATLAS,2013	7000	$W + 2jets$	$p_T^{\text{jet}} > 20$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 2.8$	$\sigma_{\text{eff}} = 15 \pm 3^{+5}_{-3}$ mb
CMS,2014	7000	$W + 2jets$	$p_T^{\text{jet}} > 20$	$\lvert\eta^{jet}\rvert < 2.0$	$\sigma_{\text{eff}} = 20.7 \pm 6.6$ mb
D0,2014	1960	$\gamma + 3jets$	$p_T^{\gamma} > 26$	$\lvert\eta^{\gamma}\rvert < 1.0$ $1.5 < \lvert\eta^{\gamma}\rvert < 2.5$	$\sigma_{\text{eff}} = 12.7 \pm 1.3$ mb
D0,2014	1960	$\gamma + b/cjet + 2jets$	$p_T^{\gamma} > 26$	$\lvert\eta^{\gamma}\rvert < 1.0$ $1.5 < \lvert\eta^{\gamma}\rvert < 2.5$	$\sigma_{\text{eff}} = 14.6 \pm 3.3$ mb
D0, 2014	1960	$J/\psi J/\psi$	$p_T^{J/\psi} > 4$	$\lvert\eta^{J/\psi}\rvert < 2.0$	$\sigma_{\text{eff}} = 4.8 \pm 2.5$ mb
LHCb, 2015	7000/8000	$\Upsilon + open_charm$	$p_T^{\Upsilon} < 15$ $1 < p_T^{C} < 20$	$2.0 < y^{\Upsilon} < 4.5$ $2.0 < y^{C} < 4.5$	$\sigma_{\text{eff}} = 18.0 \pm 1.8$ mb

Використовуючи це, $\sigma^{DPS}_{(A,B)}$ можна переписати у наступному вигляді

$$\sigma^{DPS}_{(A,B)} = \frac{m}{2}\frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{eff}}, \sigma_{eff} = \left[\int d^2b (F(b))^2\right]^{-1}, \tag{1.23}$$

де σ_A, σ_B — перерізи процесів A та B відповідно, що відбуваються незалежно, σ_{eff} — ефективний переріз. Очікувалось, що σ_{eff} не залежить від енергії та процесу. В таблиці 1.1 приведено значення σ_{eff}, одержаних різними експериментами.

1.4. c- та b-кварки

Народження при високих енергіях c та b кварків є предметом інтенсивних досліджень як теоретиків, так і в численних експериментах. В теоретичному підході, ці процеси дають можливість перевірити різні передбачення, засновані на квантовій хромодинаміці, так як основним механізмом наро-

дження кваркової пари при високих енергіях (тобто при малих x), як вважають, йде через підпроцес глюон-глюонного злиття для $p\bar{p}$ зіткнень і бозон-глюонного злиття для ep-зіткнень. На сьогоднішній день проблема опису засобами КХД народження c та b кварків на Теватроні та HERA ще вирішена неповністю.

На початку 1970-х років кварк-партонна модель ще не була прийнята в якості базової основи для структури адронів і розцінювалася більше як математичний прийом, а не основна теорія. Одним з головних недоліків моделі було прогнозування зміни аромату нейтральними струмами між відомими на той час кваркових ароматів u(up), d(down) та s(strange). Вирішенням цієї проблеми [38] було введення невиявленого тоді ще четвертого кварка, чарівного кварку(c, charm). Коли вузький резонансний стан на 3.1 ГеВ був одночасно виявлений і в SLAC і Брукхейвені в 1974 р. [39], то був ідентифікований як пов'язаний стан кварк-антикваркової пари $c\bar{c}$ і кварк-партонна модель була повністю прийнята.

Перше свідчення b кварку була представлено в 1977 році командою фізиків на чолі з Леоном Ледерманом [40] на експерименті E288 з фіксованою мішенню по вивченню протон-ядерних зіткнень при енергії 400 ГеВ в лабораторії Фермі. Це свідчення було прямим наслідком спостереження димюонного резонансу при 9,5 ГеВ, Υ-мезону, зв'язаного стану b кварку та його антикварку. $\Upsilon = b\bar{b}$ мезони також відомі як приховані "прекрасні"(beauty) мезони, що характеризується наявністю квантового числа beauty $B = 0$. З іншого боку, коли $B \neq 0$ використовується термін "відкритого"(open) B мезону.

В дисертаційній роботі досліджувалося два аспекти народження важких кварків — народження струменів з відповідних c та b кварків та дослідження їх зв'язаних станів, кварконію (чармонію та ботомію).

РОЗДІЛ 2

Експериментальна установка та Монте-Карло симуляції

2.1. Експериментальна установка DØ

2.1.1. Прискорювальний комплекс Теватрон

Колайдер Теватрон, що розташований в Національній Лабораторії імені Енріко Фермі(Fermilab, м.Батавія, США), — це високоенергетичний протон-антипротонний колайдер з енергією в системі центру мас 1.96 ТеВ. До запуску LHC, це був найпотужніший колайдер у Світі.

Протони і антипротони утворюються і прискорюються до енергій 980 ГеВ завдяки послідовності прискорювачів, наведених на Рис. 2.1.

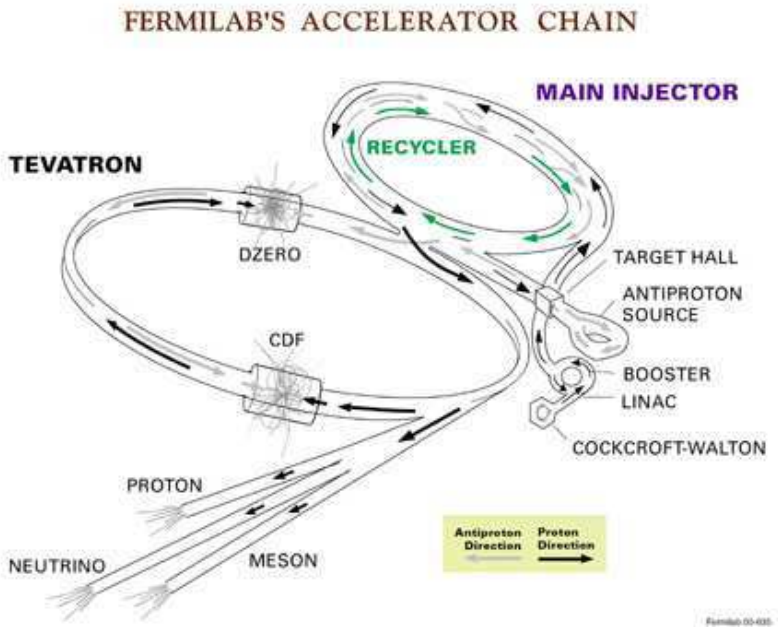

Рис. 2.1. Прискорювальний комплекс Теватрону [41].

2.1.1.1. Прискорювач Кокрофта-Волтона

Прискорення протонів починається з прискорювача Кокрофта-Волтона, де протони у вигляді негативно-заряджених атомів водню H^- формуються, завдяки сполученню електронів з атомами водню. Тоді H^- іони проходять через сходинки постійної напруги з робочою різницею напруги у 750 кеВ.

2.1.1.2. Лінійний прискорювач

Іони H^- з кінетичною енергією в 750 кеВ в подальшому прискорюються в 130-ти метровому лінійному прискорювачі(LINAC), до складу якого входять дрейфові трубки, розділені вакуумними проміжками. Іони проходять крізь дрейфові трубки, в яких вони прискорюються в радіочастотних резонаторах через порожнини. Радіочастотне джерело створює альтернативне електричне поле (частота від 200 до 805 МГц), що дозволяє прискорюватись іонам далі в наступній дрейфовій трубці. Фазова швидкість електромагнітної хвилі і швидкість іонів зберігається на всіх ділянках, де відбувається прискорення, і іони продовжуть набирати енергію. Так як енергія їхня зростає, зростають у протяжності і довжини дрейфових трубок та вакуумних проміжків. Альтернативне електричне поле формує з неперервного потоку сгустки іонів (банчі), що мають довжину 80 мікросекунд. Після прискорення іонів до 400 МеВ, їх пропускать через вуглецеву плівку для звільнення від електронів. На виході залишаються лише позитивно заряджені протони [41].

2.1.1.3. Бустер

На цій стадії прискорення, протони з енергією 400 МеВ інжектуються в синхротрон, завдовжки 472 м. Протони прискорюються радіочастотними резонаторами до 8 ГеВ після обертання в "бустері"33 мілісекунди. Кількість протонів у банчі сягає 10^{12} штук.

2.1.1.4. Головний інжектор

Головний інжектор являє собою синхротрон завдовжки 3319 м , що приймає 8 ГеВ протони з бустера. Він підвищує енергію протонів до 120 ГеВ, коли вони бомбардують нікелеву мішень для отримання антипротонів та інших короткоживучих частинок. Близько мільйону протонів з енергією 120 ГеВ потрібно для одержання 20 антипротонів з енергією до 8 ГеВ. Частинки з мішені колімуються літієвими лінзами, і магніти використовуються для направлення негативно-заряджених антипротонів до накопичувача (трикутної

форми кільце з плоскими краями, як показано на Рис. 2.1). Анипротони з мішені приходять з різними енергіями і радіохвилі використовуються для вирівнювання енергії антипротонів перед подачею до накопичувача. Антипротони зберігаються в накопичувачі, поки не знадобляться. Метод, відомий як метод стохастичного охолодження, використовується для покращення енергетичної однорідності антипротонного пучку в накопичувачі. З накопичувача антипротони потрапляють назад в головний інжектор, який піднімає енергію до 150 ГеВ як протонів, так і антипротонів, які рухаються в протилежних напрямках в одному і тому ж тунелі.

2.1.1.5. Кільце Теватрону

Кінцевий етап прискорення — Теватрон, з радіусом в 1 км., до якого інжектуються 36 банчів протонів та антипротонів з енергією 150 ГеВ. Теватрон має радіочастотні резонатори в секторі "F"для прискорення протонів та антипротонів до енергії 980 ГеВ. Є близько тисячі ніобієво-титанових надпровідних магнітів з магнітним полем 4.2 Т для фокусування протонів та антипротонів на замкнутому шляху. 30 секунд необхідно для включення магнітів до 4.2 Т, за цей час пучок встигає зробити близько більше одного мільйона обертів. Після досягнення енергії у 980 ГеВ, пучки фокусуються завдяки низьким бета-магнітам, і перетинаються у двох точках взаємодії — "B0"(експеримент CDF) та експеримент DØ . Протони та антипротони перетинаються кожні 396 нс. Навколо точок взємодії відповідно побудовані великі детекторні системи відповідно.

2.1.2. Детекторна система DØ

Детектор DØ завдовжки 18 м., 12 м. в ширину та 10 м. в висоту. Ця багатоцільова детекторна система складається з трьох основних підсистем(детальніше в підрозділах 2.1.2.1-2.1.2.6): трековий детектор для вимірювання імпульсів заряджених частинок і визначення вершин взаємодії(на Рис. 2.2 Tracking System), урановий калориметр (на Рис. 2.2 CC,EC) з рід-

ким аргоном для вимірювання енергії електромагнітних та адронних злив, та мюонний спектрометр для вимірювання мюонних імпульсів(на Рис. 2.2 Muon Scintillation Counters).

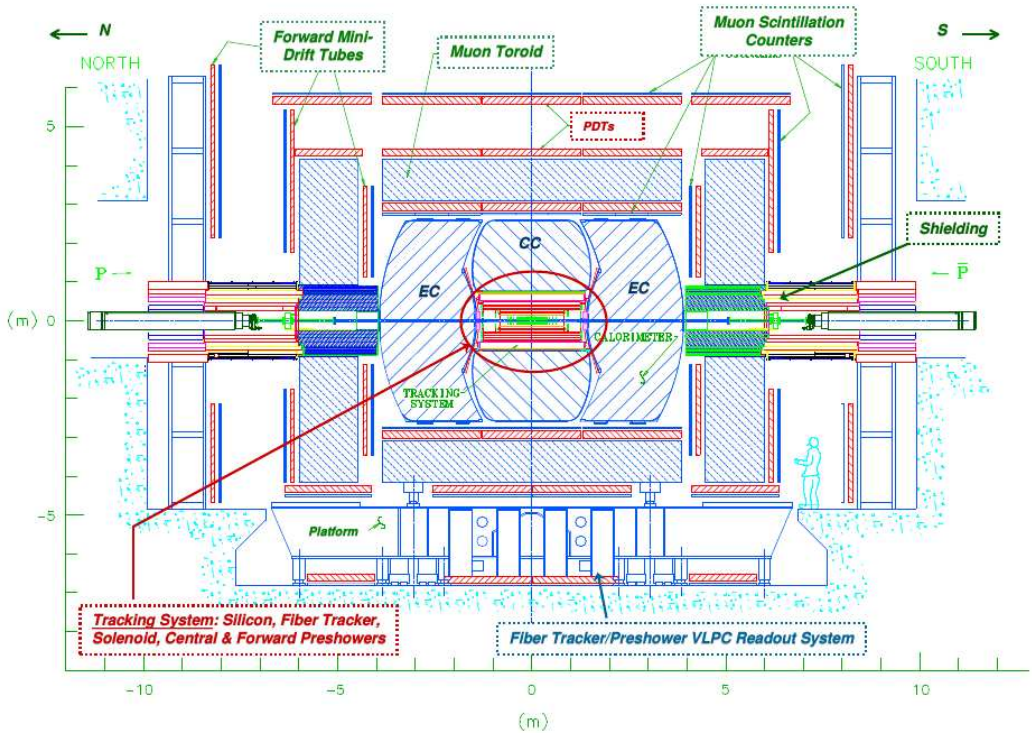

Рис. 2.2. Схематичний профіль детектору DØ .

2.1.2.1. Координатна система експерименту

Циліндрична координатна система з початком координат в центрі детектора використовується для опису позицій в DØ експерименті. Позитивний напрямок z-координати визначений вздовж напрямку вхідного протона, який циркулює за годинниковою стрілкою в кільці, і осей і направлених вертикально вгору і в напрямку до центру кільця Теватрону, відповідно.

У зв'язку з тим, що компоненти детектора майже симетрично розподілені по азимутальному куту, $\varphi = \arctan \frac{y}{x}$ використовується циліндрична система координат, (r, θ, φ), де полярний кут $\theta = \arctan \frac{r}{z}$, та $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, для опису експерименту.

Крім того, оскільки жорстке розсіюювання відбудеться між партонами всередині протонів і антипротонів, поздовжній імпульс об'єктів, що зіштовхуються, (у напрямку z), невідомо. Припускаючи, що зберігається попере-

чний імпульс при зіткненні, ми подаємо кінцеві об'єкти за допомогою змінних інваріантних щодо вільних від обертань перетворень Лоренца. Зокрема, ми вибираємо поперечний імпульс (імпульс в (x, y) площині, p_T), псевдошвидкісність (η), і азимутальний кут в поперечній площині (φ), і спостережувана енергія (E), для опису кінематичних властивостей всіх об'єктів. Псевдошвидкісність частинок в кінцевому стані обчислюється по відношенню до виміряного положення кожної вершини. При вивченні різних областей детектора, зручніше використовувати детекторну псевдошвидкісність(η^{det}), виміряну по відношенню до центру детектора.

2.1.2.2. Центральна трекова система

Центральна трекова система внутрішнього детектора призначена для відновлення траєкторії заряджених частинок і місце взаємодії в межах $|\eta^{det}| < 3$. Вона складається з кремнієвого мікростріпового трекового детектора (SMT) та центрального волоконного детектора (CFT). Вся трекова система знаходиться в межах надпровідного магнітного соленоїда 2T, який створює магнітне поле у z напрямку, яке визначає траєкторії заряджених частинок в (r, φ) площині. Полярність надпровідності міняється через регулярні проміжки часу, щоб звести до мінімуму вплив будь-якої асиметрії детектору, пов'язаних з напрямком поля. Заряд і імпульс частинки визначаються з напрямку і поперечного радіусу кривизни траєкторії. Передбачувана роздільна здатність центральної трекової системи по імпульсу $\delta_{p_T} \approx 0.5$ ГеВ при $p_T = 10$ ГеВ та $|\eta| = 0$.

Внутрішня частина центральної трекової системи (Рис. 2.3) це кремнієвий мікростріповий детектор (SMT), який складається з кремнієвих пластин n-типу , протравлених багатьма смужками(стріпами) кремнію p-типу. Проходження заряджених частинок іонізує кремній і створює пари електрон-дірка. За подачею напруги зворотного зсуву, іонізовані електрони дрейфують по пластині, збираються і зчитуються електронікою на краю кожного блоку.

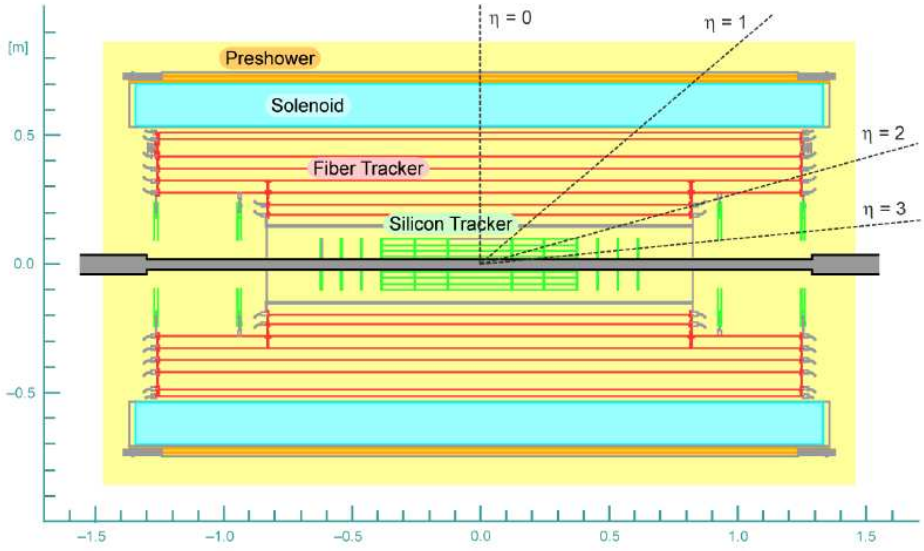

Рис. 2.3. Схематичний профіль центральної трекової системи.

Є як односторонні, так і двосторонні модулі SMT. Для останніх, дві поверхні імплантують p-типу та n-типу кремнієвими смугами відповідно. Крім того, смужки в одній поверхні вирівняні в невеликому просторовому куті по відношенню до іншої поверхні, забезпечуючи тривимірний вимір положення частинки.

На Рис. 2.4 показано три піддетектори SMT: центральні "бочки"("барелі"), F-диски та H-диски. Конструкція зроблена таким чином, щоб якомога більше частинок падали на кремнієву поверхню під прямим кутом, для ширини в ≈25 см по Гаусовому розподілу профілю зіткнення уздовж осі пучка. Введення кремнієвої пластини під прямим кутом знижує площу зосе-

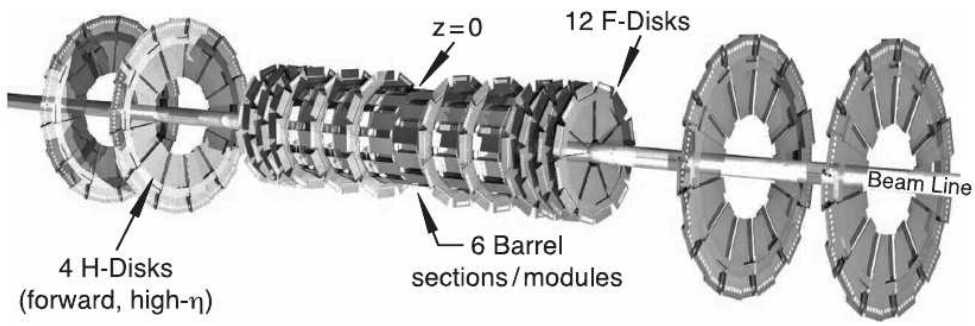

Рис. 2.4. Схематичний профіль SMT.

редження заряду, що дає більш точний вимір положення і імпульсів частинок,

що випускаються при зіткненні. Центральні бочки виготовлені з шести модулів, упереміш з шести F дисками, в той час як передні і задні детекторні частини мають по три F-диски і два великого діаметру H-диски. Модулі барелів мають п'ять концентричних шарів кремнієвих детекторів, в якому смуги вирівняні уздовж осі пучка, забезпечуючи вимірювання координат (r,φ). F- і H-диски виготовлені з 12-ти двосторонніх і 24-ох односторонніх секторів, відповідно, і можуть бути використані для вимірювання як (r,φ), так і (r,z) координат траєкторії частинок.

Серед п'яти шарів кремнію в центральних бочках, самий внутрішній (Layer-0) був доданий в 2005 році, щоб впоратися з очікуваним збільшенням миттєвої світимості [42]. Цей шар "важкого випромінювання "покращує можливість знаходити вершину , додавши точку на траєкторію, близьку до області взаємодії. SMT має кроки смужок у 50 і 62.5 мкм для p і n-типів кремнієвих каналів відповідно,покриття до $|\eta^{det}| \approx 3$, і забезпечує ≈20 мкм просторової роздільної здатності.

Центральний оптоволоконний трековий детектор (CFT) складається з сцинтиляційних волокон встановлених на восьми концентричних циліндрах за межами SMT, забезпечуючи покриття для $|\eta^{det}| < 1.7$. Коли заряджена частинка проникає у волокна, сцинтилятор випромінює світло через швидку флуоресценцію. Зчитуючі волокна з'єднані у хвилевід, що транспортують сцинтиляційне світло до лічильників видимих легких фотонів (VLPC) для обробки.

Кожен циліндричний шар складається з дублетного шару волокон, орієнтованої уздовж вісі пучка і другий дублетний шар в просторовому куту φ $+3^\circ$ або -3°. Починаючи з внутрішного шару, шари φ $+3^\circ$ та -3° чергуються. Крім того, для розміщення передніх H-дисків SMT, є два внутрішні циліндри завдовжки 1.66 м, в той час як зовнішні шість 2.52 м в довжину. Центральним оптоволоконним трековим детектором досягається роздільна здатність 100 мкм.

2.1.2.3. Соленоїд

Центральна трекова система оточена надпровідним соленоїдом з магнітним полем в 2 Т. Внутрішній радіус магніту $\approx$ 54 см, зовнішній радіус становить $\approx$71 см, і довжина циліндра 2.73 м. Загальна товщина соленоїда 0.87 радіаційної довжини. Напруженість магнітного поля велика всередині циліндричного об'єму соленоїда, а силові лінії паралельні вісі пучка. Поза соленоїдом сила магнітного поля незначна. Заряджені частинки, які виникають через зіткнення відхиляються у магнітному полі, яка дозволяє добре виміряти відношення заряду до поперечного імпульсу треків. Магніт призначений для роботи з прямою та зворотньою полярністю. За першим шаром мюонної системи є тороїд, що забезпечує трекінг мюонів.

2.1.2.4. Попередні зливові детектори

Завдання попередніх "зливових"(”preshower detectors”, або ж детектори початку електромагнітної зливи) детекторів — поліпшення ідентифікації фотонів та електронів. Завдяки їхньому швидкому відгуку, ці датчики можуть бути використані для першого рівня тригерів. Вони виготовлені з трикутних смужок сцинтилятора, а в центрі смужки є волокно зі зміщувачем довжини хвилі. Волокно має діаметр 835 мкм, з одного кінця, покритого сріблом, а іншим кінцем, з'єднаний з прозорим оптичним волокном, що передає світло в VLPCs для зчитування. Центральний попередній зливовий детектор (CPS) розташований в 5 см між соленоїдом та центральним калориметром, та покриває область з $|\eta| < 1.3$. Є два передніх попередніх зливових детектори(FPS) , прикріплені до торців калориметру, що покривають область $1.5 < |\eta| < 2.5$. CPS і FPS детектори здатні вимірювати як положення, так і енергію частинок [43].

2.1.2.5. Калориметри

Калориметри використовуються для вимірювання енергії електромагнітно-взаємодіючих частинок, таких як електрони і фотони

і сильно взаємодіючих частинок, таких як стабільні адрони (піони, мезони, протони, нейтрони). Вимірювання загального енергетичного балансу в події в поперечній площині дозволяє ідентифікувати нейтрино, що покидає детектор без взаємодії.

Калориметрична система експерименту DØ складається з трьох підсистем: одного центрального калориметра (CC), що охоплює $|\eta| \leq 0.8$, і двох кінцевих калориметрів (EC) по обидві сторони CC, розширюючи покриття для діапазону $1.4 \leq |\eta| \leq 4.0$. Калориметр в області CC починається з внутрішнім радіусом 75 см і зовнішнім радіусом 86 см від лінії пучка. EC калориметр у формі циліндра, як показано на Рис. 2.5, має внутрішній радіус близько 4 см і зовнішній радіус 86 см від лінії пучка.

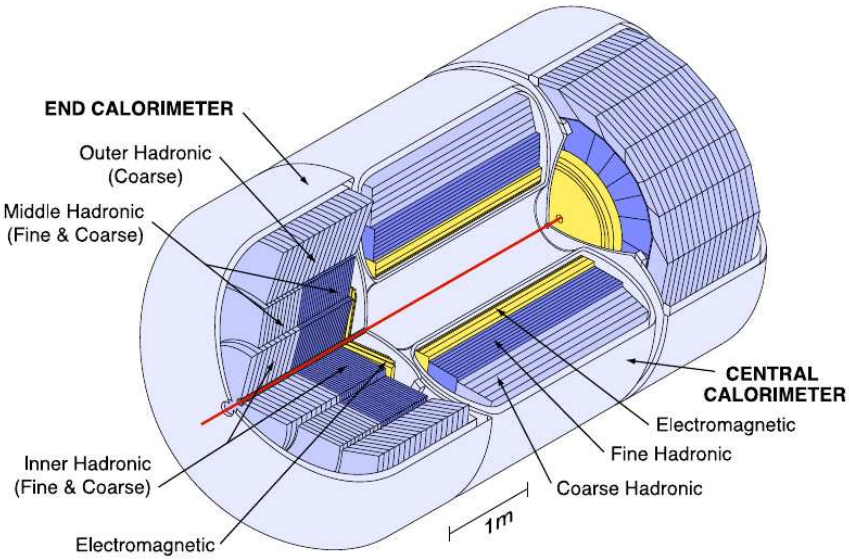

Рис. 2.5. Схематичний профіль калориметра.

Кожен калориметр складається з двох секцій: електромагнітної(EM) і адронної. Адронна секція, у свою чергу, складається з "точної"(FH) і "грубої"(CH), що розрізняються розміром комірок і товщиною поглинача. Електромагнітна секція має 4 прошарки, "точна"адронна секція, що йде далі, має 3 прошарки. Замикає цю структуру прошарок "грубої"адронної секції.

Різні поглинаючі пластини використовуються в різних місцях. В секціях EM використовували тонкі пластини (3 або 4 мм в CC та EC, відповідно), ви-

готовлені з майже чистого збідненого урану. "Точні"адронні секції виконані з 6 мм завтовшки уран-ніобієвого (2%) сплаву. "Грубі"адронні модулі складаються з відносно товстих (46,5 мм) пластин міді (в центральному калориметрі) або нержавіючої сталі (в кінцевих калориметрах) [43].

Для кращого вимірювання положення та кількості енергії, втраченої частинками, калориметр має точно сегментовані комірки в $\eta - \varphi$ просторі. Рис. 2.6 дає схематичний вигляд сегментації калориметра.

У всіх прошарках EM модулів , крім третього, розміри комірок є $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.1 \times 0.1$. Третій шар має в два рази більший ступінь деталізації, тобто $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.5 \times 0.5$.

"Точні"адронні модулі мають розмір комірок $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ у всіх чотирьох шарів, в той час як одиночний "грубий"адронний шар має ступінь деталізації $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.2 \times 0.2$. Залишена енергія вимірюється в одиницях вежі, яка представляє шари комірок з розмірністю $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.2 \times 0.2$. Область $0.8 < |\eta| < 1.4$ між CC та EC калориметрами називається міжкріостатна область (ICR), який покритий підсистемою під назвою міжкріостатний детектор (ICD).

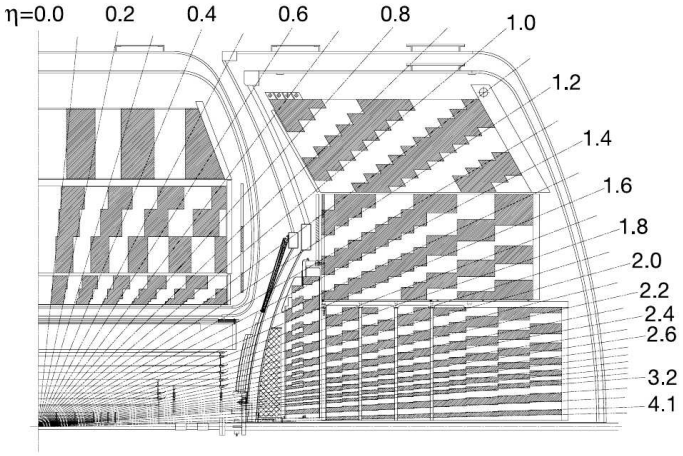

Рис. 2.6. Схематичний вигляд сегментації калориметра.

У додатку до кожного EC калориметра зовнішній кріостат являє собою круглу конструкцію, що складається з завтовшки в 1.25 см сцинтилиційного

матеріалу, що діляться на 16 плиток розміром $\delta\eta \times \delta\varphi \approx 0.3 \times 0.4$. Кожна панель далі поділяється на 12 невеликих плиток розмірів $\delta\eta \times \delta\varphi = 0.1 \times 0.1$.

Через кріостатні стіни між центальним і кінцевим калориметрами, діапазон по псевдошвидкісності $0.8 < \eta < 1.4$ має погане покриття калориметричною системою та нечутливого матеріалу. В результаті цього значно погіршується вимірювання енергії в міжкріостатному просторі (ICR). Міжкріостатний детектор (ICD) являє собою два кільця з 16 сцинтиляційними плитками в кожному, встановлені на внутрішніх гранях кріостата кінцевого калориметра з покриттям $1.1 < \eta < 1.4$. Товщина кожної плитки півдюйма з тілесним кутом 0.3×0.4 в $\eta \times \phi$.

2.1.2.6. Мюонна система

Мюонна система складається з трьох шарів: перший шар (A-шар) знаходиться відразу після калориметру з подальшими тороїдальним магнітом і двох інших шарів (B- і C-шарів), Рис. 2.7. Тороїдальний магніт забезпечує ≈1.8 T магнітного поля з метою відстежування в центральному регіоні $|\eta| < 1.0$), і ≈1.9 T в передній області ($1 < |\eta| < 2$). Мюонна система призначена для видалення космічного фону за допомогою лічильників зворотньої синхронізації, так що частинки, які прилітають ззовні детектора у бік напрямку пучка, відкидаються.

Центральна мюонна система складається з трьох шарів камер пропорційних дрейфових трубок (PDT), тороїдального магніту, $A\varphi$ сцинтиляційних лічильників, і космічних верхніх і нижніх сцинтиляційних лічильників. PDT з характерними розмірами 2.8×5.6 м^2 розташовані в три шари в центральній області. Вони призначені для визначення положення хітів, зроблених мюонним треком з роздільною здатністю близько 1 мм.

Вони виготовлені з алюмінієвих трубок, що складаються з приблизно 72 або 96 дрейфових комірок, з анодної дротини в центрі кожної комірки і катодних педів вище і нижче дротини. Трубки заповнені сумішшю газів Ar(84%), CH_4(8%) і CF_4(8%). Мюон проходить через дрейфову трубку, іонізує газову

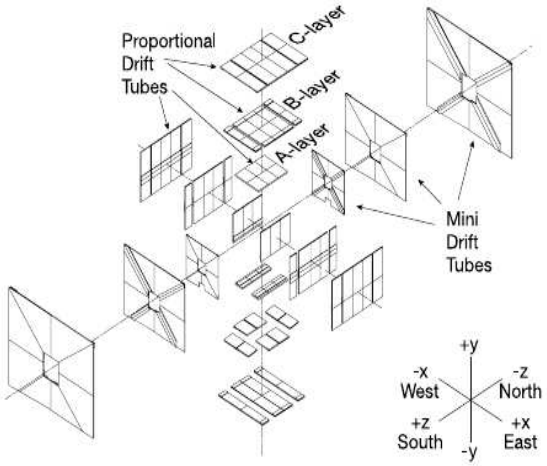

Рис. 2.7. Трекова мюонна система.

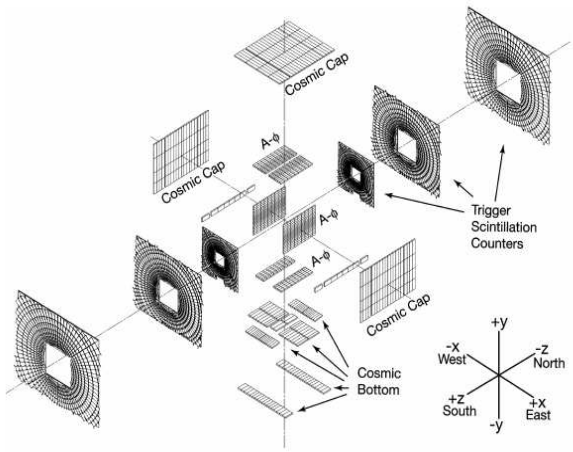

Рис. 2.8. Тригерна мюонна система.

суміш, заряди дрейфують до аноду, відправляються до зчитувальної електроніки. Дрейфовий час електрона в PDT, щоб досягти анода, складає 500 нс в порівнянні з часом перетину пучків у 396 нс.

Сцинтиляційні лічильники грають роль у ідентифікації мюонів. На підставі часу прибуття мюонів на кожному шарі, можна сказати, мюон, народжений після $p\bar{p}$-зіткнення чи з космічних променів. Світло, що виробляється при проходженні мюонів через сцинтилятор збираються фотоелектронними помножувачами.

Передня мюонна система складається з трьох шарів міні-дрейфових трубок (MDT), тороїдального магніту, трьох шарів тригерних сцинтиляційних лічильників та захисту від пучка. В передній області тригерні сцинтилятори мають повне покриття в трьох шарах, в той час як в центральній мюонній системі тригерні сцинтилятори доступні тільки для A та C-шарів, Рис. 2.8. MDT, що складається з восьми елементів, з розмірами кожного 9.4×9.4 мм^2 , який менше, ніж PDT. MDT заповнені оганічною газовою сумішшю CH_4(10%) і CF_4(90%), в якій час дрейфу швидший (132 нс), у порівнянні з PDT.

2.1.2.7. Детектор світимості

"Монітор"світимості використовується для визначення світимості Тевaтрону в області взаємодії DØ , яка здійснюється шляхом вимірювання кілько-

сті непружних $p\bar{p}$ зіткнень. Переріз цих зіткнень зумовлюється здебільшого м'якими процесами, де не народжуються частинки з великими поперечними імпульсами. Крім того, більшість частинок народжених в цих процесах випускаются з точки взаємодії близько чи всередині лінії пучка, і не спостерігаються. Два детектори світимості, таким чином, знаходиться на відстані

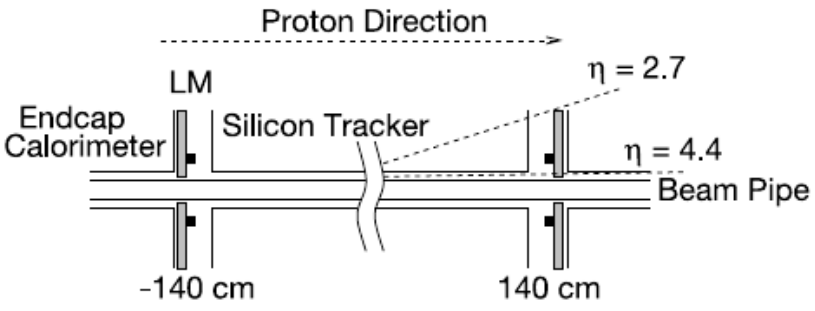

Рис. 2.9. Детектор світимості.

$Z = \pm 140$ см відносно центру детектора Рис. 2.9 вздовж пучка, близької до лінії пучка, і покривають діапазон $2.7 < |\eta^{det}| < 4.4$. Монітори зроблені зі сцинтиляторів, і світло від сцинтиляції частинок реєструвалося за допомогою фотоелектронних помножувачів.

Щоб відрізнити $p\bar{p}$ -взаємодії від зіткнень в гало пучка, z-координата вершини взаємодії розраховується з різниці в часі прольоту між $+z$ і $-z$ моніторами світимості. Частинки, народжені у $p\bar{p}$ взаємодії мають меншу різницю у часі прольоту , ніж ті, що йдуть з пучка гало. Загальна невизначеність вимірювання інтегральної світимості складає 4.3-6.1%.

2.1.2.8. Система збору даних і тригери

Частота у 1,7 МГц перетину пучків на Теватроні значно більша, ніж швидкість, з якою можуть бути записані дані на плівку. Три-рівнева тригерна система, наведена на Рис. 2.10, покликана визначити в реальному часі, які події досить цікаві, щоб записати. Тригерна система призначена для вибору події, що містить лептони або адронні струмені з великими поперечними імпульсами, і зменшити частоту подій до ≈150 Гц.

Перший тригерний рівень (L1) повинен зробити надзвичайно швидкі рішення щодо подій з цікавими особливостями, так як він повинен враховувати всі події, що виходять із зіткнень. Ці тригери прийняти введення в розмірі 1,7 МГц і вибирати тільки близько 2 тисяч події в секунду. L1 включає в себе елементи тригених систем з центральногово волоконного детектора (L1CTT), калориметра (L1CAL), і мюонної системи (L1Muon).

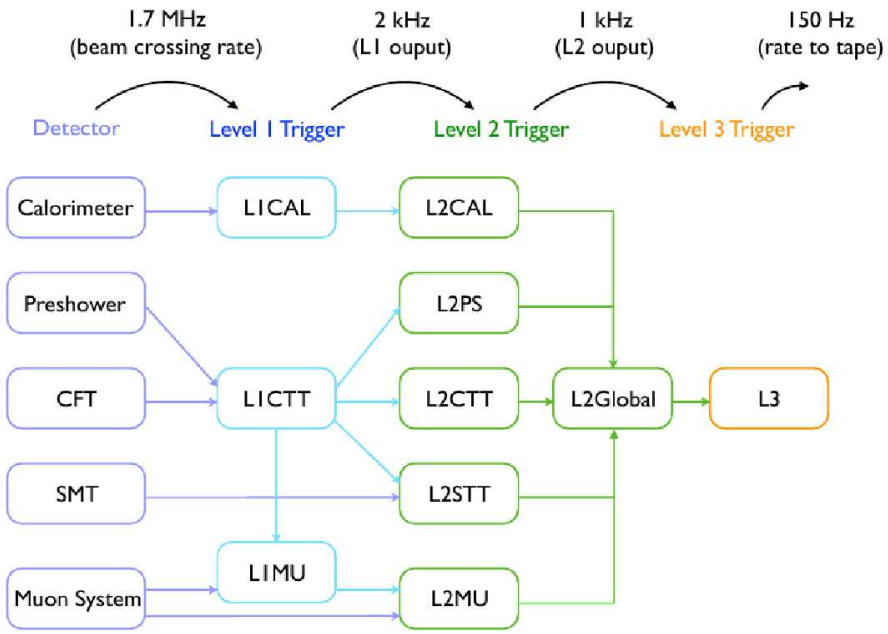

Рис. 2.10. Схематичний огляд тригерної системи.

Другий рівень тригерів(L2) приймає інформацію від L1 тригерів і використовує конкретні препроцесорні плати і глобальні тригерні плати, щоб приймати рішення тригера. Ці тригери приймають на вхід частоту близько 2 кГц, після чого на виході залишається вдвічі менше.

Третій тригерний рівень(L3)переглядає інформацію про подію більш детально і використовує алгоритм он-лайн реконструкції для створення фізичних об'єктів і вибирає ті, які проходять певний поріг. L3 зменшує потік подій приблизно в 20 разів до рівня 50 Гц, прийняті події записуються на стрічки для подальшої оффлайн-обробки [43].

2.1.3. Корекція енергії адронних струменів

Абсолютна поправка на енергію адронних струменів(JES, jet energy scale) обчислюється зазвичай на даних з народженням адронних струменів та фотону. Це має бути пропаговано на рівень генерації в Монте-Карло до проходження через симуляцію детектора адронного струменю, що належить фотону. Зразок з подіями з адронними струменями та фотоном мають визначений кварк-глюонний склад. Відносна поправка на енергію адронних струменів (або ж "зміщення") SSR методу міжкалібрує дані та Монте-Карло як у випадку ефектів детекторних (зміщення по низькій енергії винесеного нейтрино, ...) так і фізичних(поза радіаційним конусом). Ця поправка розраховувалася завдяки аналізу подій з народженням Z бозону та адронних струменів, що має відмінний кварк-глюонний склад від подій з народженням фотону та адронних струменів. Відомо, що є різниця між кварковими та глюонними адронними струменями(глюонні струмені є ширшими, мають менший відгук, etc). Те, що має суттєвий вплив при порівнянні даних та Монте-Карло подій:чи є різниця між адронними струменями (кварковими, глюонними) в даних та Монте-Карло та чи можливо визначити відносну поправку на енергію адронних струменів для кваркових та глюонних адронних струменів?

При участі дисертанта в роботі фізичної групи по корекції енергії адронних струменів розглядалися дані, зібрані за період роботи експерименту RunIIb. При офлайн обробці вимагалося, щоб в події був принаймні один хороший адронний струмінь, критерієм відбору по поперечній складовій імпульсу складав $P_T^{jet} > 15$ ГеВ. Відстань між адронним струменем та фотоном у просторі змінних φ, η вимагалася не меншою ніж 2.8: $\Delta R(\gamma, jet) = \sqrt{(\Delta\varphi(\gamma, jet)^2) + (\Delta\eta(\gamma, jet)^2)} > 2.8$. Дослідження подій з кількома електромагнітними тригерамамию

В кожному інтервалі поперечної складової імпульсу фотону проводилася підгонка складеною функцією зміщення поперечної складової енергії в подіях з одночасним народженням адронних струменів та фотону: $\Delta S = \dfrac{p_t^{jet} - p_t^{\gamma}}{p_t^{\gamma}}$.

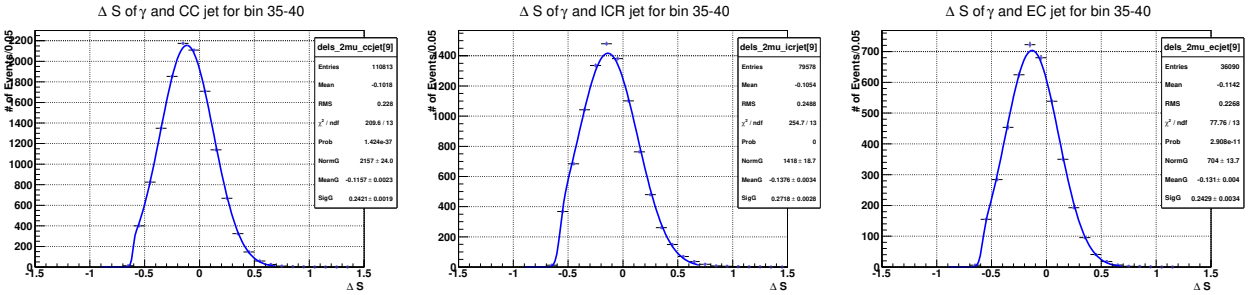

Рис. 2.11. Результат підгонки ΔS в інтервалі поперечної складової імпульсу фотона $35 < p_T^\gamma < 40$ ГеВ в частинах калориметра(злів направо): CC,ICR,EC.

ΔS описувалася функцією Гауса. Середнє значення розподілу та його ширина давали відповідно шкалу дла роздільну здатність. Сходинкова частина функції (turn-on) враховував поріг при реконструкції. Розбиття на інтервали визначалося двома факторами: якістю підонки та кількістю подій, які використовувалися при підгонці. Тому робота проводилася з кількома варіантами такого розбиття. Як приклад наведено підгонку на Рис. 2.11 для різних частин калориметра в інтервалі по поперечній складовій імпульсу фотону $35 < p_T^\gamma < 40$ ГеВ. Підгонка залежності ΔS від поперечної складової імпульсу фотона p_T^γ наведена на Рис. 2.12,2.13. Визначена поведінка залежності ΔS

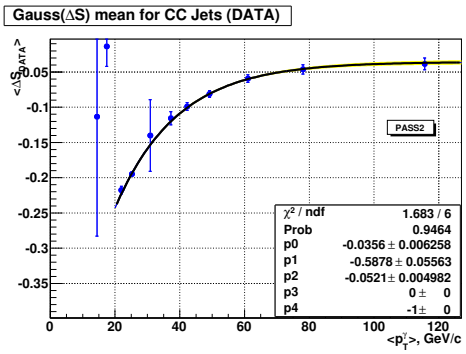

Рис. 2.12. Результат підгонки в центральному калориметрі(CC).

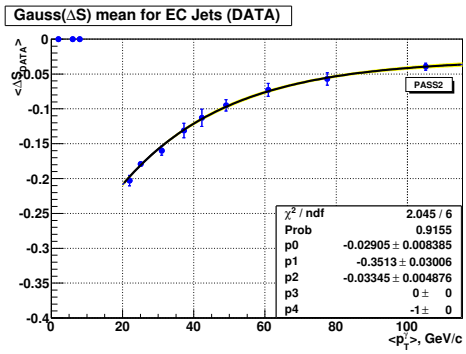

Рис. 2.13. Результат підгонки в кінцевому калориметрі(EC).

від поперечної складової імпульсу фотона p_T^γ використовувалася для визначення кварк-глюонного складу реальних подій, виходячи з наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} \Delta S^\gamma(DATA) &= \alpha_q^\gamma \Delta S_q^{DATA} + \alpha^\gamma \Delta S_q^{DATA} \\ \Delta S^Z(DATA) &= \alpha_q^Z \Delta S_q^{DATA} + \alpha_g^Z \Delta S_g^{DATA} \end{cases} \tag{2.1}$$

Реальні події з народженням адронних струменів та фотонів є комбінацією чистих подій з народженням адронного струменю та фотону та подій з народженням двох адронних струменів, де адронний струмінь неправильно реконструйований як фотон (EM jet, EM адронний струмінь). Група корекції енергії адронних струменів виміряла частку подій з фотонами (p) в такому наборі подій як

$$\alpha_{q/g}^{\gamma mix} = p \cdot \alpha_{q/g}^{pure} + (1-p) \cdot \alpha_{q/g}^{EMjet} \tag{2.2}$$

ΔS^{γ} визначається з даних, співвідношення подій з кварками та глюонами — з Монте-Карло.

$$\begin{pmatrix} \alpha_{quark}^{mix} & \alpha_{gluon}^{mix} \\ \alpha_{quark}^{Z} & \alpha_{gluon}^{Z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta S_{quark} \\ \Delta S_{gluon} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta S^{mix} \\ \Delta S^{Z} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Розв'язок системи можна подати у вигляді 2.4, де $F = \left(\begin{smallmatrix} \alpha_{quark}^{mix} & \alpha_{gluon}^{mix} \\ \alpha_{quark}^{Z} & \alpha_{gluon}^{Z} \end{smallmatrix}\right)$ - матриця частки ароматів, $A^{quark} = \left(\begin{smallmatrix} \Delta S^{mix} & \alpha_{gluon}^{mix} \\ \Delta S^{Z} & \alpha_{gluon}^{Z} \end{smallmatrix}\right)$ та $A^{gluon} = \left(\begin{smallmatrix} \alpha_{quark}^{mix} & \Delta S^{mix} \\ \alpha_{quark}^{Z} & \Delta S^{Z} \end{smallmatrix}\right)$:

$$\Delta S_{quark/gluon} = \frac{detA^{quark/gluon}}{detF}, \tag{2.4}$$

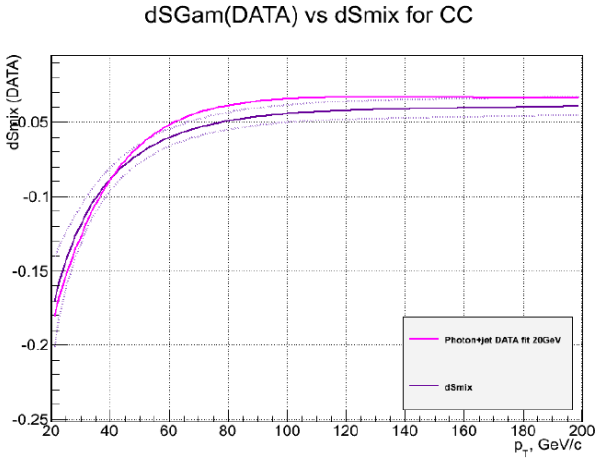

Рис. 2.14. Порівняння ΔS для подій з γ та адронними струменями та змішаної ΔS_{mix}

2.2. Експериментальна установка ZEUS

2.2.1. Опис прискорювача HERA

HERA (Hadron-Electron Ring Anlage) — унікальний високоенергетичний колайдер, що розміщений в науковому центрі DESY (Гамбург, Німеччина). Робота його розпочалася осінню 1991 року та закінчилася влітку 2007 року. Довжина прискорювального кільця прискорювача складає 6,3 км. Існує два періоди набору данних: HERA I(1991-2000 рр.) HERA II(2003-2007рр.). Також час від часу позитронний пучок змінював електронний. В період HERA II відбулася модернізація прискорювача, після якої енергія протонів стала 920 ГеВ (раніше вона складала 820 ГеВ). Відповідно змінилася енергія центру мас — вона стала рівною 318 ГеВ (300 ГеВ раніше вона складала).

Існувало чотири експерименти на HERA: H1, ZEUS, HERA-B та HERMES. Пучки електронів та протонів зводилися в двох місцях — там де розміщувалися H1 та ZEUS. Інші два експерименти працювали з фіксованими мішенями та з протонним та електронним пучками відповідно [22]. Основною метою H1 та ZEUS було дослідження структурної функції протона, взаємодії між елементарними частинками та подій, що виходять за рамки Стандартної моделі.

Прискорення електронів та протонів відбувалося в двох окремих кільцях, що знаходяться на глибині 10-25 м під землею. Перед інжектуванням в основне кільце прискорювача, частинки прискорюються до проміжних енергій завдяки передприскорювальній системі інших прискорювачів. Магніти звичайної провідності забезпечували управління та фокусування електронного пучка, в той час як для протонного пучка використовувалися надпровідні магніти. Індукція магнітних полів в кільці електронного пучка складала 0.274 T, а протонного - 4.65 T.

Система прискорення протонів складається з (Рис. 2.15):

- лінійного прискорювача LINAC III, в якому йони водню H^- досягають енергії в 50 МеВ та використовуються для отримання протонів;
- синхротрона DESY III, в якому протони прискорюються до енергії 7.5 ГеВ;
- кільце PETRA, енергія протонів в якому досягає вже 40 ГеВ;
- самого кільця прискорювача HERA,в якому вже досягається енергія 920 ГеВ.

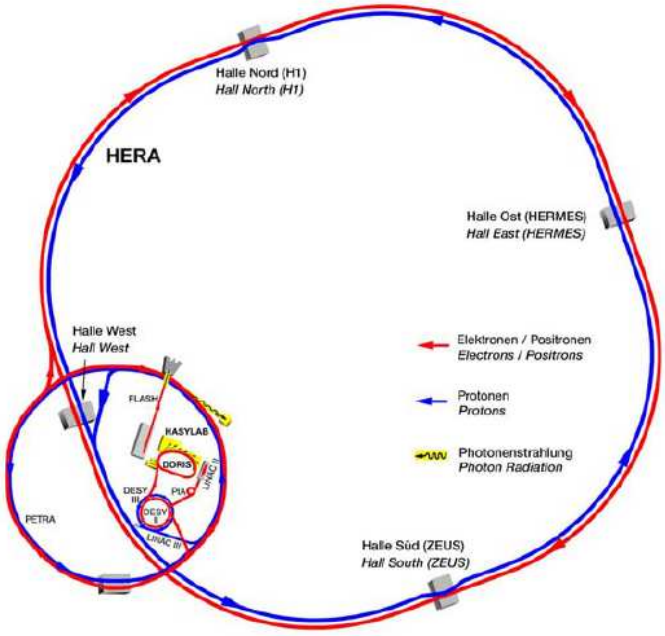

Рис. 2.15. Схема попередніх прискорювачів HERA

Система прискорення електронів складається з (Рис. 2.15):

- лінійних прискорювачів LINAC I та LINAC II , що розганяють електрони відповідно до енергій 220 МеВ та 450 МеВ;
- синхротрона DESY II, де прискорюються електрони до 7 ГеВ ;
- прискорювача PETRA II, де електрони досягають енергії 14 ГеВ;
- самого кільця прискорювача HERA,в якому вже досягається енергія 27.5 ГеВ.

Як протонний, так і електронний пучки ділилися на банчі, відстань між якими була приблизно 28,8 м. Все кільце HERA складає 220 банчів. Пучки зводяться під кутом 0°в точках взаємодії з періодичністю в 96 нс.

2.2.2. Опис детекторної установки ZEUS

Детекторна установка ZEUS - багатофункціональний детектор з 4π-геометрією для вивчення електрон-протонних взаємодій. Він побудований навколо точки взаємодії електрона з протоном і має розміри 12м x 10м x 19м та вагу 3600 тон.

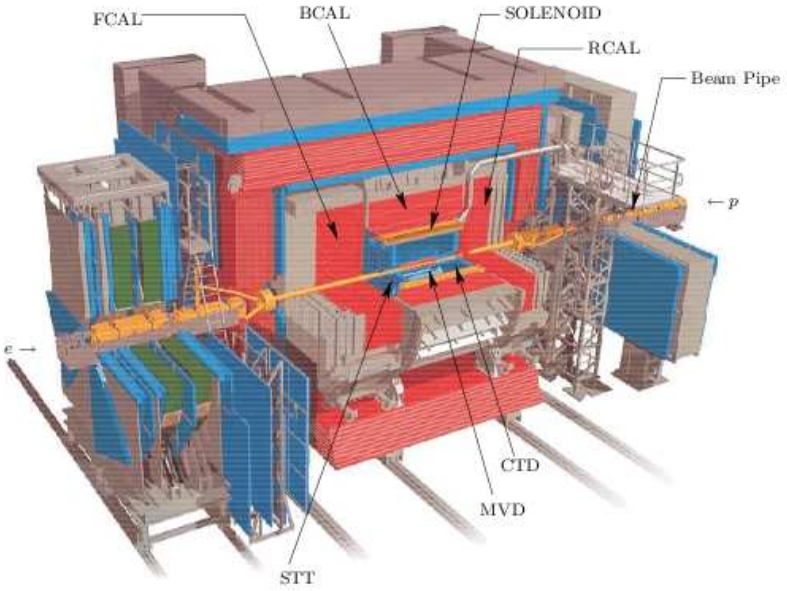

Рис. 2.16. Детектор ZEUS

2.2.2.1. Система координат

Використовується правостороння система координат з віссю Z, направленою по протонному пучку, віссю Y,що співпадає з вертикаллю і віссю X, що направлена до центру прискорювального кільця. Полярний кут θ вимірюється від додатнього напрямку вісі Z. Центр системи координат поміщений в номінальну точку взаємодії [22].

2.2.2.2. Основні складові частини детектора

До основних компонентів установки ZEUS відносяться:

- Мікровершинний детектор (MVD) - кремнієвий стріповий детектор, що має хорошу роздільну здатність для розділення первинних та вторинних вершин взаємодії;

- Центральний трековий детектор (CTD) — газовий детектор, що вимірює імпульси зареєстрованих заряджених частинок у магнітному полі 1.43 T;
- STT - трубковий трековий детектор, розмішений на передніх кутах, встановлений також під час модернізації;
- Компенсаційний ураново-сцинтиляційний калориметр (UCAL),що складається з переднього калориметра FCAL, бочкоподібного калориметра (BCAL), тилового калориметра (RCAL);
- система мюонних камер;
- Напівпровідниковий адронно-електронний сепаратор (HES);
- тиловий трековий детектор (SRTD), що реєструє розсіяний електрон у випадку глибоко-непружної взаємодії;
- детектор світимості

2.2.2.3. Центральний трековий детектор

Центральний трековий детектор являє собою циліндричну дрейфову камеру, що має внутрішній радіус 18.2 см, та зовнішній радіус 79.4 см. Протяжність його складає 205 см. Заповнений всередині детектор газовою сумішшю аргону, вуглекислого газу та етану. Детектор перекриває діапазон кутів 5 °$< \theta <$164 °.

Коли частинки проходить крізь детектор, вони іонізують атоми газу; звільнені електрони дрейфують до сигнальних дротів. Біля дротів великим електричним полем генерується іонізаційна лавина. Імпульс вимірюється завдяки вимірювальним дротикам як пропорційний до енергії, втраченої частинками при проходженні CTD. Ідентифікація частинок можлива завдяки вимірюванні втрат енергії, dE/dx, заряджених частинок в газовій суміші активного об'єму [22].

Трековий детектор складений з 72 циліндричних шарів, які об'єднані в 9 супергруп. Супергрупи з парними номерами складаються з нахилених під кутом близько 5° по відношенню до осі циліндра дротів, що дозволяє реконструювати положення спрацьованих елементів детектора по осі Z. В супергрупах

з непарними номерами дроти паралельні осі циліндра. Роздільна здатність складає 200 мкм для циліндричних координат, і ∼2 мм по координаті Z.

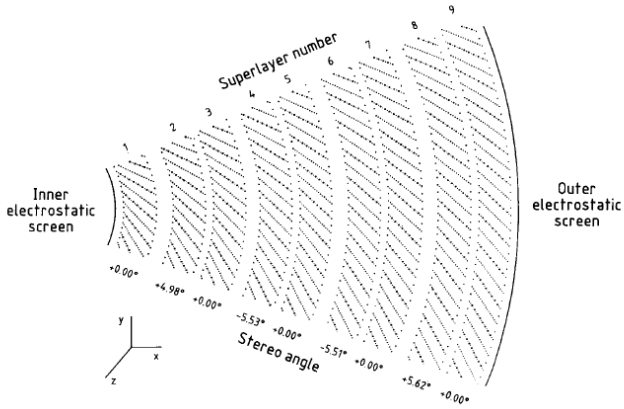

Рис. 2.17. Поперечний переіз одного з октантів CTD

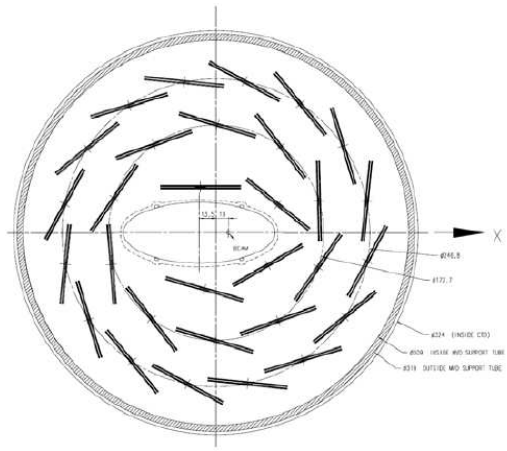

Рис. 2.18. Схематичне зображення XY перерізу бочкоподібної частини детектора.

Для використання в тригері установки в трьох супергрупах реалізована система визначення координати Z по відносній затримці надходження імпульсів на різних кінцях камери. Роздільна здатність при цьому складає близько 4 мм. Роздільна здатність по поперечному імпульсу p_T треків, зведених в реконструйовану вершину події, перетинаючи всі супергрупи,складає

$$\sigma(p_T)/p_T = 0.0058p_T \oplus 0.0065 \oplus 0.0014/p_T \tag{2.1}$$

В наведеній формулі поперечний імпульс вимірюється в ГеВ. Перший член в сумі відповідає точності вимірювання сигналів в CTD, а наступні зв'язані з процесами багатократного розсіяння.

2.2.2.4. Мікровершинний детектор

Це детектор, який розміщений найближче до точки зіткнення. Він був встановлений в період 2000-2001 рр. під час зупинки колайдера. Створений для того, щоб покращити трекінг (відшукання треків частинок), та реконструкцію вершин.

MVD – кремнієвий мікростріповий детектор,що складається з бочкоподібних частин довжиною 60 см та 4 дисків у передній частині. Детектор складається з двох частин: бочкоподібної (BMVD) та передньої (FMVD) [22].

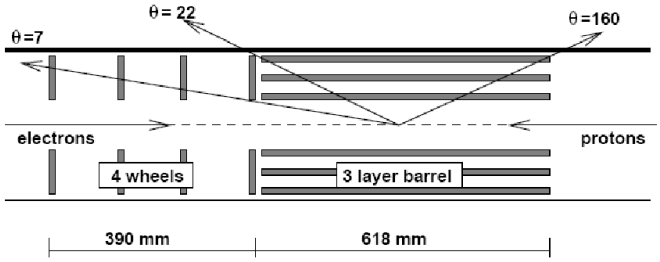

Рис. 2.19. Структура мікровершинного детектора (MVD): передня та бочкоподібна частини. Пучок протонів надходить справа.

Він володіє наступними властивостями:

- покриває діапазон $7.6^\circ < \theta < 160^\circ$полярного кута;
- покриває діапазон $300 < z < 750$ мм по осі z;
- 3(2) циліндричні шари та 4 площини в передній частині;
- покриває від 38 мм до 247 мм в радіальній частині;
- роздільна здатність хіта 20 μ м;
- ефективність реєстрації хіта > 99.

Мікровершинний детектор містить 712 кремнієвих стріпових сенсори (площа кожного сенсору складає 41 см^2), з них 600 детекторів у бочкоподібній частині. Детекторні пластини мають у товщині 300μм і є суцільним кремнієвим напівпровідником n типу з імплантованими паралельними смужками з p провідністю на одній із сторін. Відстань між смужками складає 20 μм.

Зчитуючі смужки розташовуються на тій же стороні на відстані 120 μм одна від одної, відповідно між ними залишається п'ять p - провідних смуг. На протилежній стороні пластинки розміщується алюмінієва пластинка, що створює однорідне електричне поле. Пластинки з'єднують разом, формуючи при цьому половину модуля. Смуги двох детекторів розміщені перпендикулярно одна до одної. Такі збірки використовуються в бочкоподібній частині.

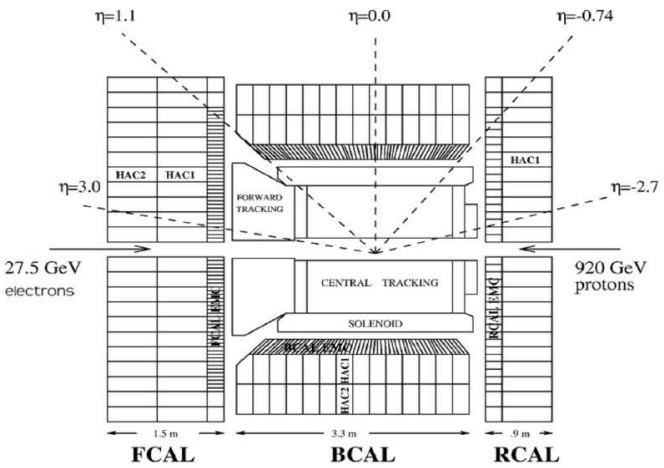

Рис. 2.20. Урановий сцинтиляційний калориметр (UCAL)

Склеюючи разом два дзеркально відображених напівмодуля отримуємо повний модуль, який здатен відновлювати просторову інформацію про треки частинок [22]. В BMVD модулі розміщують на трапи, через які проходять провідники, а також водяне охолодження . На одному трапі розміщують п'ять модулів. 30 трапів утворюють 3 циліндри барильної частини MVD. В передній частині пластинки утворюють три кільця. Стріпи подвійних модулів у FMVD перетинаються під кутом 180°/14.

2.2.2.5. Урановий калориметр

Урановий сцинтиляційний калориметр (UCAL) створений для зупинки усіх частинок окрім мюонів та нейтрино. Він покриває 99.8 %усього тілесного кута і має вагу 700 тонн. UCAL складається з 3 частин:

- передній (FCAL) покриває діапазон кутів $2.2° < \theta < 39.9°$;
- середній (BCAL) відповідає кутам $36.7° < \theta < 129.1°$;
- та задній (RCAL), що покриває кути $128.1° < \theta < 176.5°$.

В поздовжньому напрямку калориметр складається з двох адронних секцій (HAC1, HAC2) та електромагнітної секції (EMC), в задній частині калориметра - одна секція.

Кожна секція складається з прошарків. У склад одного прошарку входять 3.3 мм збідненого урану загорненого в фольгу з нержавіючої сталі (400 мкм), що є абсорбером, та пластина з пластикового сцинтилятора (2.6 мм), що є

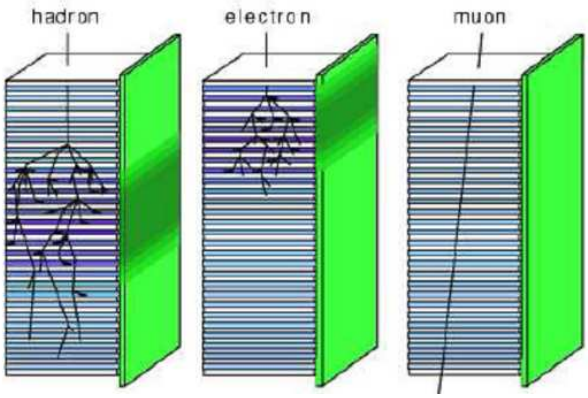

Рис. 2.21. Зливи які утворюються в адронному детекторі від адрону, електрону чи мюону.

детектуючим об'ємом. Товщини абсорбера та детектора підібрані так, щоб відгук калориметра на електрони та адрони був однаковий. Калориметричні модулі містять до 185 прошарків поглинача та сцинтилятора.

Спалахи з сцинтиляторів збираються пластиковим оптоволокном, що зміщує довжину хвилі, та передаються на фотопомножувачі. Точність часу приходу сигналу з комірки калориметра краща за 1 нс . Амплітуда сигналів також реєструється [22]. Калориметр забезпечує лінійний відгук для електронів та адронів (таких як протони чи піони). Тестування показали, що відносна роздільна здатність по енергії складає $\sigma(E)/E = 0.35/\sqrt{E}$ для адронів та адронних струменів , $\sigma(E)/E = 0.17/\sqrt{E}$ для електронів.

Зливи які утворюються в адронному детекторі від адрону, електрону чи мюону. Різні частинки взаємодіють з калориметром по-різному:

- електрони, позитрони та γ-кванти утворюють ливень зразу ж після входження в калориметр.
- адрони створюють ливень в калориметрі глибше. У порівнянні з електронними (фотонними) ливнями, ці зливи глибші та ширші.
- мюони повністю пронизують калориметр, а їх втрати енергії залежать від енергії.

Саме тому калориметр дозволяє розділяти частинки на три типи. Калібрування калориметру проводилося по природній радіоактивності урану. Усі канали сигналів перевірялися після кожного набору даних, а ті, в роботі яких

виявляли несправності заносились у списки, що в подальшому використовувалися в обробці даних.

2.2.2.6. Детектор світимості

Визначення світимості на прискорювачі HERA базується на вимірюванні гальмівного випромінювання e^- в полі протона. Переріз цього процесу описується формулою Бете-Гайтлера та розраховується з великою точністю. γ -кванти гальмівного випромінювання з енергією, що перевищує порогове значення (10 ГеВ) реєструються в фотонному свинцево-сцинтиляційному калориметрі LUMI-γ, який знаходиться на відстані 107 м від номінальної точки взаємодії в напрямку електронного пучка [22].

Захист калориметра від синхротронного випромінювання здійснюється за допомогою спеціального фільтра, товщину якого можна змінювати. Після статистичного віднімання домішків розсіяння на залишковому газі в каналі від фотонів гальмівного випромінювання світимість розраховується діленням числа зареєстрованих фотонів на переріз, що розраховується по формулі Бете- Гайтлера і скоректований на аксептанс фотонного калориметра. Точність визначення світимості складає близько 2 %.

LUMI-е калориметр вимірює енергетичний спектр електронів, що розсіялись на кут θ_e <6 мрад , та втратили достатньо енергії при зіткненні. Ці електрони завертаються полем магніту і детектуються калориметром з свинцевого сцинтилятору. Ефективність реєстрації складає 70%для електронів з енергіями $0.35E_e < E_e < 0.65E_e$, де $E_e = 26.7$ ГеВ . Також на шляху пучка гальмівних γ-квантів розміщено магніт, що виводить з пучка електрони та позитрони утворені в результаті фотонародження, й направляє їх на окремі детектори.

2.2.2.7. Тригерна система.

Періодичне зведення пучків в точці взаємодії установки відповідає максимально можливій частоті взаємодії 10.5 МГц. Повний об'єм даних з усіх

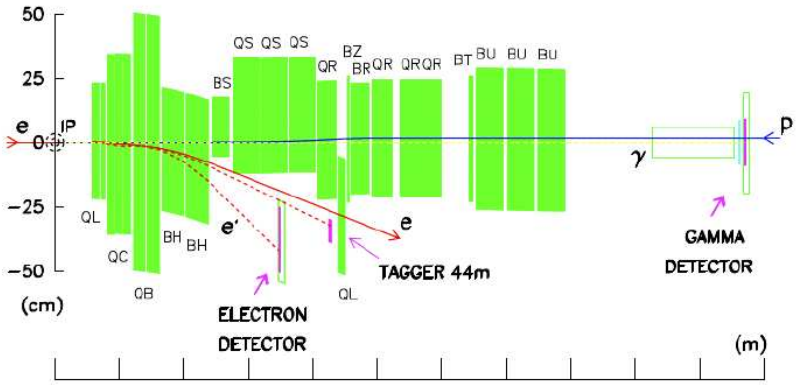

Рис. 2.22. Вимірювання світимості

каналів установки, число яких досягає 250 тисяч, складає 0.5 Мбайт. Ведення запису подій зі швидкістю 10.5×0.5 5 ТБайт/с на момент проектування установки ZEUS не могло бути реалізовано технічно. Задачею трьохрівневої тригерної системи установки є відбір подій в режимі реального часу, що забезпечує зниження швидкості запису до рівня, не перевищуючого кількох Гц.

Тригерна система першого рівня (FLT) забезпечує зниження частоти до рівня 1 кГц. Сигнали фронтальної електроніки основних компонентів детектора проходять швидку апаратну обробку, на основі якої від кожного з компонентів формується тригерне рішення, що передається на загальний тригер (GFLT), де відбувається логічне додавання отриманих рішень. Зниження частоти тригерної системи другого рівня (SLT) до 100 Гц досягається за рахунок більш повного аналізу інформації головним образом від калориметра (часові характеристики сигналів в різних його частинах) і трекових детекторів (вершини) [22]. Рішення про передачу інформацію на наступний рівень приймається в межах 30 мкс. На третьому рівні комп'ютерним кластером робочих станцій здійснюється подальша (близька до кінцевої) реконструкція, відбір і класифікація подій. Відібрані події об'ємом 100-150 кілобайт з частотою 3-5 Гц по оптоволоконному каналу (FLINK) передаються в комп'ютерний центр. Після закінчення автономної (offline) реконструкції з використанням

програмних фільтрів, що забезпечені фізичними групами, дані в вигляді таблиць ADAMO доступні для аналізу кінцевим користувачем.

2.3. Монте-Карло симуляції

2.3.1. Монте-Карло симуляція детекторної системи

Повне детекторне моделювання MC подій здійснюється з використанням двох пакетів DØ [45]: d0gstar і d0sim у виробничому ланцюжку MC. Пакет d0gstar базується на GEANT [46]. Він визначає, скільки енергії залишається в активних областях детектора і моделює проходження частинок через детектор. Він використовує геометрію детектора і відгук на проходження ефективних піддетекторних систем.

Пакет d0gstar пов'язаний з Evtgen [47], який симулює розпади частинок, наприклад, від важких мезонів або баріонів, або з легких адронів, що відбуваються в різних частинах детекторів залежно від їхнього часу життя. Інформація про продукти розпаду зберігається в події у випадку, якщо розпад відбувся в трековій системі (наприклад, SMT або CFT).

Використання пакету d0sim слугує для виконання моделювання електроніки, шляхом додавання шуму від SMT, CFT, калориметру, мюонної системи.

Залишки в калориметрі, очікувані від попередніх подій, додаються до кожної події. Перекриття процесів важкого розсіяння з подіями при нульовому зсуві виконується як симуляція реальних даних.

Повна інформація про подію зберігається як "RawDataChunk", і спрямовується на інший пакет в ланцюжку з назвою "d0reco". На цьому рівні дані та MC можуть бути проаналізовані в однакових умовах.

2.3.2. Огляд Монте-Карло генераторів

2.3.2.1. SHERPA

SHERPA — генератор подій загального призначення ,що здатний моделювати фізику лептон-лептонного, лептон-адронного та адрон-адронного зіткнень, а також фотонів в індукованих процесах. На відміну від програм

ARIADNE, Herwig і PYTHIA, він був побудований з самого початку на C++, і на відміну від C++ версій цих програм деякі фізичні модулі були встановлені ще до основної версії програмного оточення генерації подій [48].

Структурну парадигму генератора SHERPA можна підсумувати наступним чином:

- *акцент на строгу структурованість фізичних модулів*

  Насправді організація така, що фізичні модулі підключаються тільки через відносно неспецифічні фазові події-обробники, які, в свою чергу, називають інтерфейсами до основних фізичних модулів. Ці інтерфейси побудовані так, що вони можуть підключатися до різних незалежних модулів, виконуючи ті ж завдання.

- *наближення знизу-вгору*

  Організація подій в SHERPA зберігається якомога набільш простою. Зокрема, не існує абстрактного перекривання для можливого фазових подій, якщо не існує ще відповідного фізичного модуля.

Традиційно основна увага SHERPA знаходиться на пертурбативному етапі події; SHERPA є лідером з автоматизованої генерації матричних елементів на рівні деревовидної діаграми та розміщені двох повноцінних ME генераторів з високорозвиненими методами інтеграції у фазовому просторі. В останні роки виявилося також можливим включати інфраструктуру для підтримки розрахунку перерізів в точності NLO, шляхом надання автоматизованих методів віднімання.

2.3.2.2. ALPGEN

ALPGEN - Монте-Карло генератор [49], який був розроблений спеціально для обрахунку матричних елементів на рівні дерев процесів важкого розсіяння, що включають багато партонів у кінцевому стані на адронних коллайдерах. Цей пакет дозволяє до 6 партонів згенерованих в асоціації з народженням W/Z на висоих енергіях в системі центру мас. Ці розрахунки виконуються в першому порядку по α_s на партонному рівні. Обрахунок для процесів

V+адронні струмені може бути зроблений для різних варіантів факторизації і нормалізуючих шкал, μ_F та μ_R відповідно. Загальні варіанти - $\sqrt{m_V^2 + \sum_j p_{T_j}^2}$, $\sqrt{\sum_j p_{T_j}^2}$, або m_V, де m_V–представляє масу векторного бозону(W/Z бозони) і p_{T_j}– поперечний імпульс партону в кінцевому стані.

Вклади вищих порядків порядку $\alpha_s^n log^{2n}(Q)$ в провідному логарифмічному наближенні у зв'язку з еволюцією партонів в n м'яких партонів включені за допомогою програм Монте-Карло, що забезпечують емісію партонів і формування адронів з партонів. Події з n+1 адронними струменями можуть бути отримані або з n+1 партонами в кінцевому стані, що розвиватися з м'яким і колінеарним випромінюванням або з n партонами в кінцевому стані, де один з n партонів народжує жорстке випромінювання під великим кутом для формування додаткового адронного струменя. Для еволюції партонів, ALPGEN оснащений генератором партонних злив, таких, як Pythia, що описаний далі. Кілька елементів матриці об'єдналася з еволюції партонів з перезважуванням вагів матричних елементів з формфакторами Судакова. Ці коефіцієнти забезпечують вірогідність емісії глюонів або партонів за розумного поперечного імпульсу p_T, і розглядає розбіжність з м'якого випромінювання.

Крім того, вето на партонні зливи вимагається в фазовому просторі, які вже охоплені конфігурацією на партонному рівні щоб звести до мінімуму підрахунок партонів в кінцевому стані. Різновиди згенерованих подій методами Монте-Карло з різною кратністю партонів об'єднуються разом з відповідними вагами, щоб утворити єдиний набір подій.

2.3.2.3. PYTHIA

PYTHIA є також генератором подій загального призначення. Він широко використовується для передбачень в фізиці електрон-позитронних, електронно-протонних, протон-протонних, протон-антрипротонних зіткненнях на LEP, HERA і Tevatron, і протягом останніх 20 років, ймовірно, був найбільш часто використовуваним генератором для фізичних досліджень LHC .

Як складова частина цей генератор також використовується в фізиці важких іонів і фізиці космічних променів.

Історія родини генераторів подій в Лунді почалося з Jetset в 1978 році, які згодом були об'єднані в PYTHIA. За ці роки багато нових моделей фізики, особливо для пертурбативної та непертурбативної квантової хромодинаміки, були розроблені і випробувані паралельно з відповідним кодом. Таким чином, генератор PYTHIA 6 є продуктом більше тридцяти років прогресу. Проте слід відмітити, що частина коду не була змінена протягом дуже довгого часу. Нові функції були додані, але старі рідко видалялися.

Базова структура була розширена в різних напрямках, для яких він колись був призначений, що робить його досить громіздким в наш час. З самого початку, весь код написаний на мові Fortran 77 [48]. Для епохи LHC, експериментальне співтовариство прийняло рішення припинити підтримку Fortran і перейти в область обчислень на C++. Тому цілком логічно, що PYTHIA мігрував в C++,при цьому почистивши і удосконаливши процеси в різних аспектах. PYTHIA 8 являє собою новий варіант, щоб забезпечити наступником попередній продукт, PYTHIA 6. Робота над цим генератором почалася в 2004 році, а перші версії в повному обсязі були випущені в 2007 році [48].

Це ще не настільки добре перевірені і налаштовані коди, як в PYTHIA 6, і, отже, не так широко використовується цей генератор. Пріоритет цього програмного продукту у тому, що він добре підігнаний під LHC, хоча деякі фізичні процеси і не включені. Інші частини PYTHIA 6 були визнані застарілими і постійно відкидаються.

Хоча Alpgen обробляє багатопартонний кінцевий стан на деревовидному рівні, Pythia пов'язана з Alpgen для включення еволюції партонів.

2.3.2.4. MCFM

MCFM є Монте-Карло генератором на партонному рівні для отримання передбачення до порядку NLO для широкого кола процесів на адронних колайдерах.

Серед реалізованих процесів — народження векторних бозонів, асоційованих зі струменями, народження пар векторних бозонів в різних сценаріях, різні механізми народження бозону Хіггса, народження топ-антитопової пари чи народження одиночного топ-кварку.

MCFM дозволяє широке розмаїття вибору вхідних параметрів, будь то визначення константи зв'язку електрослабкої взаємодії або вибір шкали . Можливо також використовувати вбудовані налаштовання PDF або встановленні посилання з бібліотекою LHAPDF, щоб мати можливість використовувати будь-яку з PDF в доступних межах. Програма придатна не тільки для розрахунку інтегральних перерізів, а й диференціальних перерізів по різним змінним.

Більшість процесів, включені в NLO за α_s, з наступними перевагами. По-перше, це зменшення залежності від нефізичних масштабів, що дає нам до більш точну оцінку фізичних процесів [50]. По-друге, є більше ніж один партон в струмені, даючи (хоча і примітивний) вклад в структуру струменя. Крім того, для добре сепарованих струменів, як це відбувається при розпаді важких об'єктів, MCFM, як очікується, дає кращу оцінку, ніж розрахунок заснований на партонній зливі. До того ж, багато процесів включені в єдину структуру, що дозволяє легко проводити порівняння між процесами. Програма може бути використана при розрахунках на Теватроні,LHC, вибравши відповідну енергію.

2.3.2.5. DJpsiFDC

Пакет DJpsiFDC є генератор MC подій для процесу $pp \to J/\psi J/\psi$ ($p\bar{p} \to J/\psi J/\psi$). Він генерує події для первинних ведучих $2 \to 2$ процесів. Пакет може генерувати LHE документ, який може бути легко вбудований в програмне забезпечення симуляції детекторної системи. Пакет написаний у вигляді Fortran кодів [51].

2.3.2.6. HERWIG++

Herwig ++ є генератор подій загального призначення для моделювання з великими енергіями лептон-лептонних, лептон-адронних і адрон-адронних зіткнень з особливим акцентом на точній симуляції КХД випромінювання. Він грунтується на спадщині програмного пакету HERWIG [52, 53, 54], забезпечуючи при цьому набагато більш гнучку структуру для подальшого розвитку. Це вже включає в себе декілька функцій, більш розвинених, ніж у минулій версії на FORTRAN.

Herwig ++ забезпечує повну симуляцію високоенергетичних зіткнень з такими особливостями:

- Еволюція КХД струменя в початковому і кінцевому стані враховуючи взаємодію з м'якими глюонами через кутовий розподіл;
- Детальний розгляд придушення КХД випромінювання масивних частинок;
- Моделювання фізики за межами Стандартної моделі(BSM), в тому числі кореляції між народженням і розпадом частинок BSM разом з можливістю додавати нові моделі, просто закодувавши правила Фейнмана;
- Ейкональная модель для мультипартонного розсіяння для опису "underlaying"подій;
- Кластерна модель адронізації струменів на основі непертурбатbвного розщеплення глюона;
- Складна модель адронів і тау-розпадів за допомогою матричних елементів, щоб дати імпульси продуктам розпаду для багатьох моделей, включаючи детальні наслідки від оболонкових ефектів та спінових кореляцій [55].

2.3.3. Теоретичні передбачення

2.3.3.1. kT-факторизація

У так званій kT-факторизації або напів-жорсткому підходу (semi-hard approach, SHA), поперечні імпульси партонів в еволюції від великих у про-

тонній вершині до малих у вершині жорсткої взаємодії взяті до уваги. Ця еволюція в була сформульована в термінах BFKL [26] еволюційного рівняння. CCFM [56] рівняння еволюції включає в себе ефекти когерентності в кутовому розподілі і відтворює BFKL (DGLAP) еволюційне рівняння в малих (великих) , відповідно.

У цьому наближенні процес розглядається при дуже малих значеннях $x \sim m_T/\sqrt{s}$. При цих енергіях енергетична шкала важких процесів встановлюється як маса важкого кварку, m_c, що більше, ніж шкала КХД, Λ_{QCD}.

Основною динамічною величиною підходу k_T-факторизації є неінтегрований (k_T-залежний) розподіл глюонів (UGD) $\mathcal{A}(x, k_T^2, \mu^2)$, отриманий з аналітичих чи чисельних рішень BFKL [26] або CCFM [56] рівнянь еволюції.

Для розрахунку поперечного перерізу будь-якого фізичного процесу UGD ($\mathcal{A}(x, k_T^2, \mu^2)$) повинен згортатися з відповідним партонним перерізом $\hat{\sigma}$(залежним від k_T):

$$\sigma = \int \frac{dz}{z} dk_T^2 \hat{\sigma}(x/z, k_T^2, \mu^2) \mathcal{A}(x, k_T^2, \mu^2) \tag{2.1}$$

2.3.3.2. NRQCD

Нерелятивістська квантова хромодинаміка (NRQCD) є багатим прикладом ефективної теорії поля(effective field theory), де деякі частинки (c і b-кварки) є досить легкі, щоб існувати як розповсюджувач ступенів свободи, але досить важкі, що ми можемо інтегрувати народження пари кварк-антикварку, і можна пертурбативно розкласти по ступенях швидкості v у системі відліку нерухомого адрону, а також по ступенях їхної зворотної маси, $1/M$. Таким чином, ми можемо працювати в нерелятивістському межі для полів важких кварків [57], маючи лагранжіан

$$\mathcal{L}_{NRQCD} = \mathcal{L}_{heavy} + \mathcal{L}_{light} + \delta\mathcal{L} \tag{2.2}$$

де $\mathcal{L}_{light}$- лагранжиан для легких кварків та глюонів, $\delta\mathcal{L}$ - поправочні члени, які дають повну картину КХД, і

$$\mathcal{L}_{heavy} = \psi^{\dagger}(iD_t + \frac{\mathbf{D^2}}{2M})\psi + \chi^{\dagger}(iD_t - \frac{\mathbf{D^2}}{2M})\chi. \tag{2.3}$$

При підході NRQCD факторизації, перерізи і швидкості розпаду процесів за участю важкого кварконію виражаються у вигляді лінійних комбінацій далекодіючих елементів NRQCD-матриці. Правила швидкості-масштабування NRQCD дозволяють оцінити відносні розміри матричних елементів за ступенями типової швидкості v важких кварків в системі відліку з нерухомим кварконієм. Пертурбативні ефекти за участю імпульсу порядку маси важкого кварку або вище діляться на коефіцієнти розкладання на короткій відстані [58].

В NRQCD переріз народження важкого кварконію можна записати наступним чином:

$$\sigma(H) = \sum_n \frac{F_N(\mu_\Lambda)}{M^{d_n-4}} <0|\mathcal{O}_n^H(\mu_\Lambda)|0> \tag{2.4}$$

де $F_N(\mu_\Lambda)$ - коефіцієнти на короткій відстані, які описують продукування важкої кварк-антикваркової пари в стані n у важкому розсіянні; $\mathcal{O}_n^H(\mu_\Lambda)$- чотирифермiонний оператор з розмірістю d_n [59].

РОЗДІЛ 3

Вимірювання диференціальних перерізів утворення W-бозонів та адронних струменів від c та b кварків

Основний внесок до народження W-бозонів та адронних струменів від c кварків вносять кварк-глюонні процеси $qg \to Wc$ та кварк-кваркові процеси $q\bar{q}'$, що супроводжується розщепленням глюону на кварк-антикваркову пару $g \to c\bar{c}$. Для першого процесу характерною рисою є чутливість до кваркової та глюонної функцій розподілу густини партонів(ФРГП). Так як матричний елемент матриці Кабібо-Кобаяші-Маскава, що відповідає за $c - b$ перехід, є дуже маленьким, то вкладом від функції розподілу густини партонів b можна знехтувати. Порівнюючи ФРГП d та s кварків, ймовірність взаємодії глюону з d кварком більша, ніж з s кварком, але матричний елемент СКМ матриці подавляє перехід $d \to c$, так як $|V_{cd}|^2 \approx 0.04$. Як результат, очікуваний внесок від початкових станів з s та d кварками для адронних струменів з поперечним імпульсом $p_T^{jet} > 20$ ГеВ на прискорювачі Теватрон складає 85% та 15% відповідно [60]. Відповідно до ALPGEN+PYTHIA симуляції подій з народженням W-бозонів та адронних струменів від c кварку вклад від $qg \to W + c$ домінує, причому вклад $q\bar{q}' \to W + c\bar{c}$ зростає від 25% до 45% [1, 2, 3, 6, 7].

Є тільки кілька попередніх вимірювань перерізу утворення W-бозонів та адронних струменів від c кварків на адронних колайдерах, виконані DØ [60], CDF [61, 62], ATLAS [63], та CMS [64] колабораціями. Попередні вимірювання DØ та CDF є інклюзивними; інклюзивні результати CMS і ATLAS були розглянуті як розподіли псевдошвидкісності лептона від розпаду W-бозону. Важливо відзначити, що вимірювання, перераховані вище, виконуються з вимагою протилежних електричних зарядів у м'якого лептону всередині адронного струменя в напівлептонному розпаді зачарованого адрону з лептоном від розпаду W-бозону в іншому місці, і вимірювання перерізу завдяки відніманню "протилежного знаку подій"(ПЗ, *OS, "opposite sign "*) та з "однаковим

знаком лептонів"(ОЗ, *SS, "same sign "*) подій. Вимога протилежних знаків для лептонів і віднімання подій з тими ж знаками пригнічує фон, а також вклад від механізму народження з глюонним розщепленням $W + c\bar{c}$, які стають значущими при великих поперечних імпульсах. Всі вимірювання в межах похибок узгоджуються з КХД передбаченнями в другому порядку наближення(NLO) [65, 66], які включають вклади від глюонного розщеплення з теоретичною невизначеністю 15-30%.

Вимірювання інклюзивних перерізів W-бозонів та адронних струменів від b кварків були здійснені CDF [67], DØ [68] і ATLAS [69] експериментами. Результат CDF приблизно на 3σ вище, ніж передбачення КХД, в той час як вимірювання DØ та ATLAS експериментів узгоджується з теорією з великою (30-40%) теоретичною невизначеністю. Домінуючим (85%) внеском у народження W-бозонів та адронних струменів від b кварків на Теватроні є процес з $q\bar{q}' \to W + g(g \to b\bar{b})$.

3.1. Ідентифікація об'єктів, критерії відбору даних, ефективності, систематичні похибки

Кандидати подій з народженням W-бозонів та адронних струменів від b/c кварків відокремлювалися в трирівневій тригерній системі як подія з одним мюоном або адронний струмінь з мюоном. Тригерна ефектривність визначалася завдяки подіям в набраних даних з розпадом Z бозону на мюони, $Z \to \mu^+\mu^-$ та адронні струмені. Триггерна ефективність параметризувалася як функція поперечного імпульсу мюону p_T^μ та псевдошвидкісності η^μ, і, в середньому, складає 70%.

Оффлайн відбір подій вимагав реконструювану первинну вершину протон-антипротонного зіткнення з мінімальною кількістю треків 3, та розташовану не далі 60 см від центру детектора вздовж напрямку пучка. Ефективність такого відбору складала близько 99%.

При відборі подій вимагаласося, щоб мюон був рекоструйований з хітів в мюонній системі і був поставлений у відповідність до треку в центральній трековій системі. Поперечний імпульсу мюону повинен бути $p_T^\mu > 20$ ГеВ з $|\eta^\mu| < 1.7$. Також при відборі подій вимагалося, щоб мюон був просторово відокремлений від інших енергетичних частинок завдяки інформації з центрального трекового детектора та калориметру. Мюони космічних променів відкидалися завдяки критерію по часу в синтиляційних прошарках мюонної системи та умов на розташування мюоноого треку по відношенню до первинної вершини. Ефективність такого відбору близько 90%.

Події з W-бозонами та адронними струменями відбиралися з умовою наявності як мінімум одного адронного струменю з поперечним імпульсом $p_T^{jet} > 20$ ГеВ та псевдошвидкісністю $|\eta^{jet}| < 1.5$. Адронні струмені реконструйовані з залишеної енергії в калориметрі завдяки ітераційному конічному алгоритму з проміжними точками [70] з радіусом конусу $R = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta\phi^2} = 0.5$. Енергія адронних струменів коректувалася відповідно до відгуку детектора, наявності шуму і багатьох взаємодій. Для збагачення даних W-бозонами, вимагалося в критеріях відбору даних втрачена поперечна енергія $\not{E}_T > 25$ ГеВ (енергія винесена нейтрино) та поперечна маса $M_T > 40$ ГеВ.

Фоновими подіями для цього аналізу є події з народженням W-бозонів та адронних струменів від легких кварків, Z/γ^* та адронних струменів, народження кварк-антикваркової пари t-кварку, народження одиночного t-кварку, народження дибозонів VV $(V = W, Z)$ в протон-антипротонному зіткненні та події, в яких адронний струмінь був неправильно ідентифікований як мюон.

Сигнальні події $W + b-$ та $W + c-$ адроннні струмені та фонові події, окрім мультиструменевих подій згенеровані завдяки комбінації генераторів ALPGEN та PYTHIA, де через PYTHIA реалізовано явище партонної зливи та адронізації. Згенеровані події пропускалися через симуляцію DØ детектору, розробленій методами GEANT3 [46]. Для коректного моделюван-

ня ефектів кількох протон-антипротонних зіткнень і шумів детектору, події з випадкових протон-антипротонних зіткнень з подібним спектром миттєвої світимості як в набраних даних перекриваються з Монте-Карло подіями. Ці події, згенеровані методами Монте-Карло пропускалися через ті самі коди реконструкції, що і набрані дані. Також події згенеровані методами Монте-Карло мають коефіцієнти для врахування тригерної ефективності та різниці між спектрами миттєвої світимості та z-координати вершини протон-антипротонного зіткнення в фізичних даних та Монте-Карло подій.

Народження V бозонів та адронних струменів нормувалося на інклюзивні перерізи W та Z бозонів, розраховані у третьому порядку теорії збурень. Розподіл поперечного імпульсу Z бозону перезважувався для кращого співпадіння з фізичними даними, враховуючи залежність реконструйованих адронних струменів. Для коректного представлення поперечного імпульсу W бозону в згенерованих методами Монте-Карло подіях використовувалося добуток виміряного спектру Z бозону на відношення спектрів поперечного імпульсу W бозону Z бозону, розрахованому у другому порядку наближення в теорії збурень (NLO). Для нормування згенерованих методами Монте-Карло подій народженна кварк-антикваркової пари верхнього кварку $t\bar{t}$ використовувалися розрахунки у другому порядку та логарифмічному третьому порядку теорії збурень (NLO+NNLL), для нормування народження одиночного t кварку використовувалися перерізи, розраховані в третьому порядку теорії збурень (NNLO). Для дибозонного народження для нормування використовувавился розрахунки зроблені MCFM у другому порядку теорії збурень(NLO). Вклад багатоструменевих подій маленький($\lesssim 2\%$), в розрахунках ним було знехтувано. Для зменшення вкладу від народження кварк-антикваркової пари t кварку, що зростає зі збільшенням поперечного імпульсу адронних струменів, була введена додаткова умова на скалярну суму усіх адронних струменів $H_T < 175$ ГеВ. Ця умова значно зменшує вклад подій від народження кварк-антикваркової пари $t\bar{t}$ з фактором 1.5-2. Ефективність цієї умови стабільна

відносно зростання поперечного імпульсу адронного струменю і перевищує 95%, крім бінів з великим поперечним імпульсом, де вона складає 82%. Після застосування цієї умови вклад таких подій варіюється від 5% до 20% відсотків, залежно від біну поперечного імпульсу.

Визначення подій зі струменями від c та b кварків дуже важливо для цієї роботи. Так як інклюзивний набір подій з W бозонами та адронними струменями відібраний, якнайменше один адронний струмінь має бути промічений (taggable), що означає, що принаймні два треки з щонайменше одним хітом в SMT, з поперечним імпульсом $p_T > 1$ ГеВ для треку з найбільшим поперечним імпульсом та $p_T > 0.5$ ГеВ для наступного по поперечному імпульсу треку. Ця умова забезпечує велику кількість адронних струменів з важких кварків з типовою ефективністю більше 90%. Адронні струмені від легких кварків або глюонів пригнічувалися за допомогою спеціальної штучної нейронної мережі (b-NN), що використовує довший час життя адронів від важких кварків по відношенню до їхніх більш легких аналогів. Вхідні дані до нейронної мережі включали в себе кілька характерних величин адронного струменя і пов'язаних з ним треків, щоб забезпечити безперервну вихідну величину, що прямує до одиниці для струменів від b кварку та до нуля для легких адронних струменів. Вхідними змінними до b-NN, що найбільше забезпечують розрізнення, є число реконструйованих вторинних вершин (SV) в адронному струмені, інваріантна маса треків заряджених частинок, пов'язаних з вторинною вершиною (M_{SV}), кількість треків, що використовувалися для відновлення вторинної вершини, значимість двовимірної відстані пробігу вторинної вершини в площині, перпендикулярній до вісі пучка, зваженої комбінації сигніфікансів поперечних імпакт параметрів треків, і ймовірність того, що треки, пов'язані з адронним струменем,які походять від вершини протон-антипротонної взаємодії, яка задається як ймовірність часу життя адронного струменю (JLIP). Від адронних струменів вимагалося, щоб вихід нейронної мережі був більшим за 0.5. Для адронних струменів з поперечним імпуль-

сом в діапазоні 20-150 ГеВ ефективність такого критерію складає 36-47% для струменів від b кварку, та 8-11% для струменів від c кварку з відносною систематичною похибкою, що варіює від 4.2% до 6.5% для обох видів струменів. На додаток до виходу нейронної мережі, було скомбіновано змінну, яка добре застосовується для розділення адронних струменів від чарівних, прекрасних та легких кварків. Було сформовано додаткову змінну розділення подій $D_{MJL} = \frac{1}{2}(M_{SV}/(5GeV) - \ln(JLIP)/20)$ з умовою до відбору подій $D_{MJL} > 0.1$ для відкидання подій погано реконструйованих та відкидання подій з адронними струменями від легких кварків чи глюонів. Ефективність такого критерію відбору для сигнальних подій більше 97%.

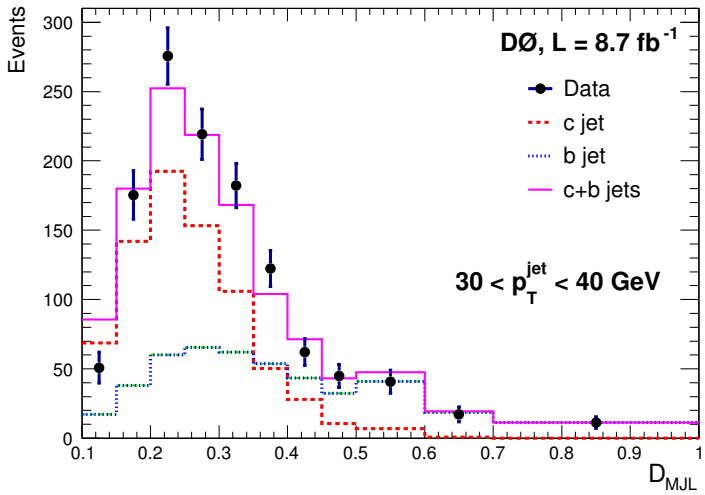

Рис. 3.1. Розподіл D_{MJL} дискримінанту після всіх критеріїв відбору (включаючи вихід нейронної мережі b-NN > 0.5) для діапазону поперечного імпульсу адронного струменю $30 < p_T^{\mathrm{jet}} < 40$ ГеВ.

Після застосування усіх критеріїв відбору залишилося 5260 подій. Частка подій відповідно з адронними струменями від b та c кварків використовувався підгонка з максимальною правдоподібністю до спостережуваних подій в D_{MJL} розподілі в кожному інтервалі поперечного імпульсу адронних струменів, що розглядається, як показано ни рис. 3.1 для інтервалу $30 < p_T^{jet} < 40$ ГеВ. Шаблони для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від важких кварків були взяті з симуляцій методами Монте-Карло. Очікуваний внесок від різних джерел фону був віднятий від даних до підгонки.

Внесок від подій з народженням W бозонів та адронних струменів від легких кварків або від глюонів досліджувався на симуляції подій методами Монте-Карло ланцюжком гнераторів ALPGEN+PYTHIA, використовуючи також уже відомі поправочні коефіцієнти(скейл-фактори) [71]. Додатково провелася перевірка при іншому значенні критерію відбору $BL > 0.3$ та підгонкою уже з трьома шаблонами.

Частки подій з народженням W бозонів та адронних струменів від b та c кварків після віднімання фонових подій показані на Рис. 3.2 як функції поперечного імпульсу адронних струменів. Відносна похибка на частки подій коливається в межах 6-13%. Це включає похибку на шаблони, які досліджувалися в роботах DØ колаборації [72]. Вклад від фонових подій варіювався з похибками на поперечні перерізи, передбачені теорією, і ці похибки переносилися на одержані частки подій. Похибка, спричинена шаблоном подій з адронними струменями від легких кварків чи глюонів взято з [71]. Загальна відносна похибка на віднятий фон складає 4-6% для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від b кварків та 3-4% для подій з W бозонів та адронних струменів від c кварків.

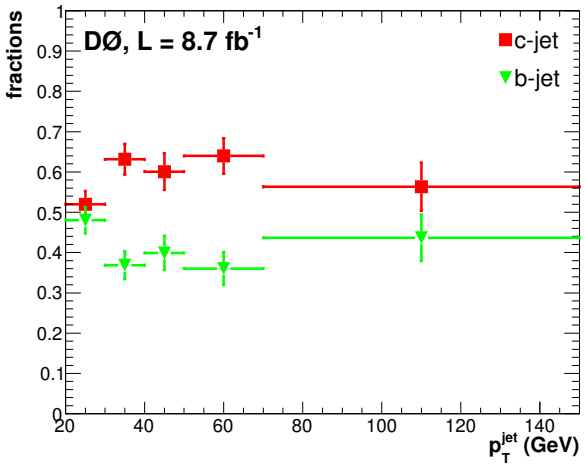

Рис. 3.2. Частки подій з b та c адронними струменями як функція поперечного імпульсу адронного струменю p_T^{jet}.

В роботі було застосовано поправки до виміряної кількості сигнальних подій для врахування аксептансів детектору і кінематики та ефективності відбору з використанням змодельованих методами Монте-Карло подій, що місять W бозони та адронні струмені від b та c кварків. У цих розрахунках було застосовано наступні критерії відбору: на генераторному рівні щонайменше один b/c адронний струмінь з поперечним імпульсом $p_T^{jet} > 20$ ГеВ, псевдошвидкісністю $|\eta^{jet}| < 1.5$, мюоном з поперечним імпульсом з $p_T^{\mu} > 20$ ГеВ і псевдошвидкісністю $|\eta^{\mu}| < 1.7$, і поперечним імпульсом нейтрино з $p_T^{\nu} > 25$ ГеВ. Саме ці фізичні обмеження визначають фазовий об'єм розрахованих перерізів.

Аксептанс визначається вимогами відбору на поперечні імпульси адронних струменів та мюону та їхню псевдошвидкісність. Додаткова систематична похибка до 4% через невизначеність в корекції і роздільну здатність визначення енергії адронного струменя. Для $20 < p_T^{jet} < 150$ ГеВ добуток аксептансу та ефективності відбору мюонів коливається в межах (50-65)% при відносній систематичній похибці (3-5)%. Систематична похибка на ефективність відбору мюонів складає близько 2% і була одержана шляхом порівняння ефективності мюонних в $Z \to \mu\mu$ подій в даних і МС.

Невизначеності з виявлення адронних струменів від b-кварку в моделюванні та даних визначалися завдяки збагаченим b адронними струменями подіям [73] і складають 2-5%. Інтегральна світимість відома з точністю до 6.1% [74]. Підсумовуючи похибки в квадратурах, ми отримаємо остаточні загальні систематичні похибки на вимірювання поперечних перерізів у розмірі (11-18)% залежно від поперечного імпульсу адронного струменя і кінцевого стану.

Для перевірки стабільності результатів, поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від b та c кварків перераховувалися з використанням слабкішого виходу нейронної мережі, $BL > 0.3$, та із додатковим параметром для визначення — часткою подій з W бозонами та адронними

струменями від легких кварків або глюонів, що дало збільшення статистики. Для порівняння, підгонка проведена з 3 шаблонами наведена на Рис. 3.3.

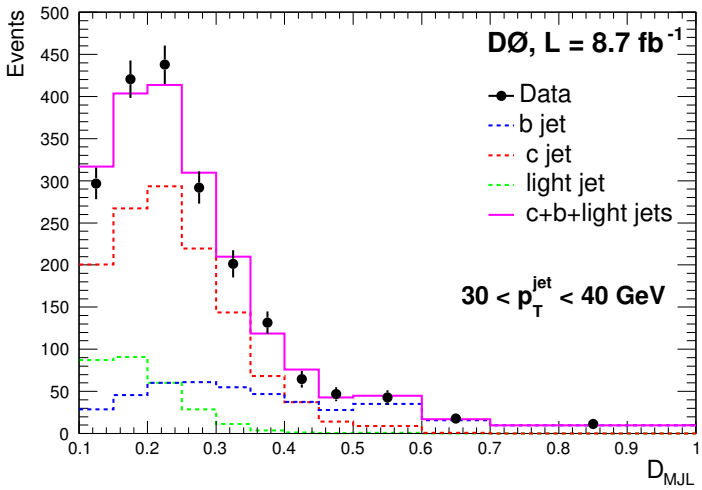

Рис. 3.3. Розподіл D_{MJL} дискримінанту після всіх критеріїв відбору (включаючи вихід нейронної мережі b-NN > 0.3) для діапазону поперечного імпульсу адронного струменю $30 < p_T^{\mathrm{jet}} < 40$ ГеВ.

Також як додаткова перевірка стабільності результату, були розраховані поперечні перерізи з варіюванням умови на H_T ± 15 ГеВ. В обох перехресних перевірках, значення поперечних перерізів за замовчуванням та новими знайденими узгоджуються в межах похибок, які включають кореляцію між двома вимірюваннями.

3.2. Результати вимірювань поперечних перерізів утворення W-бозонів у кореляції із адронними струменями

На Рис. 3.4,3.5 та Табл. 3.1,3.2 представлено уже з врахованою долею виходу (branching ratio) диференціальні поперечні перерізи народження W бозонів у мюонному каналі розпаду $W \to \mu\nu_\mu$ та адронних струменів від b та c кварків з щонайменше одним b/c адронним струменем з поперечним імпульсом $p_T^{jet} > 20$ ГеВ, псевдошвидкісністю $|\eta^{jet}| < 1.5$, мюоном з попере-

чним імпульсом з $p_T^\mu > 20$ ГеВ і псевдошвидкісністю $|\eta^\mu| < 1.7$, і поперечним імпульсом нейтрино з $p_T^\nu > 25$ ГеВ.

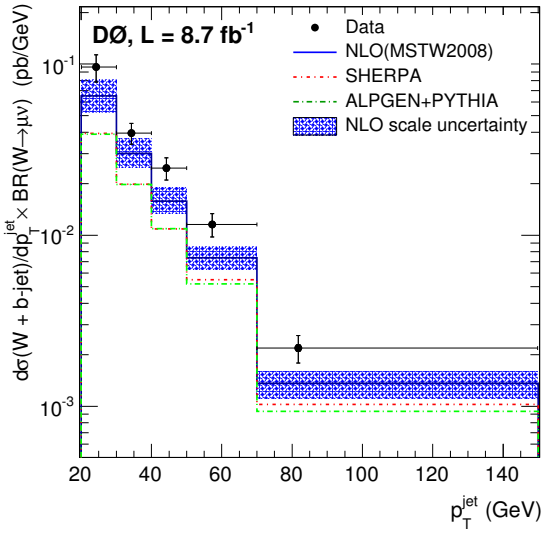

Рис. 3.4. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від b кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ у порівнянні з теоретичними передбаченнями, одержаними завдяки розрахункам КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN; логарифмічний масштаб.

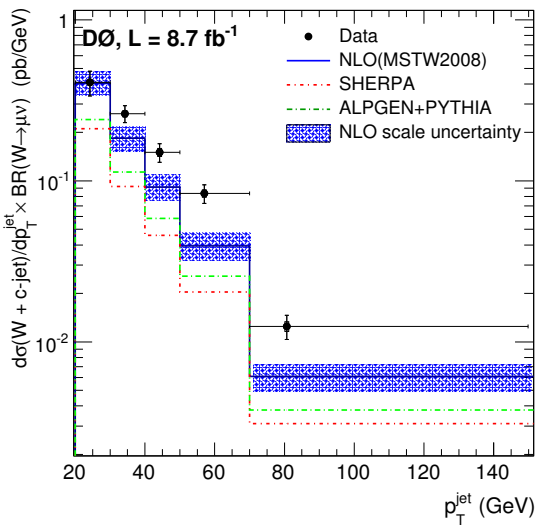

Рис. 3.5. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від c кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ у порівнянні з теоретичними передбаченнями, одержаними завдяки розрахункам КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN; логарифмічний масштаб.

Точки даних побудовані таким чином, що середнє значення припадає на зважену середину інтервалу(біну) [75]. Виміряні поперечні перерізи було порівняно з теоретичними передбаченнями КХД у другому порядку наближення(NLO) і двома генеаторами подій, SHERPA та ALPGEN. Передбачення у другому порядку наближення, зроблені за допомогою MSTW2008 [76] і CT10 [77] наборів ФРГП. Було розраховано передбачення КХД у другому порядку наближення, використовуючи MCFM з центральними значеннями коефіцієнту масштабування перенормування та фрагментації $\mu_r = \mu_f = M_W$ з масами b кварку і c кварку $m_b = 4.75$ ГеВ та $m_c = 1.5$ ГеВ, відповідно.

Похибка, одержана на передбачення у другому порядку теорії збурень, оцінюється шляхом зміни μ_r та μ_f в два рази незалежно в кожному напрямку.

Таблиця 3.1. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від b кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$, з статистичною ($\delta_{\mathrm{stat}}$), систематичною($\delta_{\mathrm{syst}}$) та загальною похибками$\delta_{\mathrm{tot}}$. Останні три колонки показують теоретичні передбачення одержані завдяки розрахунками КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

p_T^{jet} bin	p_T^{jet}	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ (pb/GeV)						
(GeV)	(GeV)	Data	δ_{stat}(%)	δ_{syst}(%)	δ_{tot}(%)	NLO QCD	SHERPA	ALPGEN
20–30	24.3	9.6×10^{-2}	2.4	17.8	18.0	6.5×10^{-2}	3.9×10^{-2}	3.9×10^{-2}
30–40	34.3	4.0×10^{-2}	2.9	13.6	13.9	3.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}
40–50	44.3	2.5×10^{-2}	3.6	14.4	14.8	1.6×10^{-2}	1.1×10^{-2}	1.1×10^{-2}
50–70	57.2	1.2×10^{-2}	3.4	15.2	15.6	7.4×10^{-3}	5.5×10^{-3}	5.2×10^{-3}
70–150	81.7	2.2×10^{-3}	4.5	17.7	18.3	1.4×10^{-3}	1.0×10^{-3}	9.3×10^{-4}

Таблиця 3.2. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від c кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, , $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$, з статистичною ($\delta_{\mathrm{stat}}$), систематичною($\delta_{\mathrm{syst}}$) та загальною похибками$\delta_{\mathrm{tot}}$. Останні три колонки показують теоретичні передбачення одержані завдяки розрахунками КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

p_T^{jet} bin	p_T^{jet}	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ (pb/GeV)						
(GeV)	(GeV)	Data	δ_{stat}(%)	δ_{syst}(%)	δ_{tot}(%)	NLO QCD	SHERPA	ALPGEN
20–30	24.2	4.1×10^{-1}	3.7	17.0	17.4	4.1×10^{-1}	2.1×10^{-1}	2.4×10^{-1}
30–40	34.2	2.6×10^{-1}	4.6	11.0	11.9	1.8×10^{-1}	9.2×10^{-2}	1.1×10^{-1}
40–50	44.2	1.5×10^{-1}	5.8	11.9	13.2	9.2×10^{-2}	4.6×10^{-2}	5.9×10^{-2}
50–70	57.0	8.4×10^{-2}	5.3	12.1	13.2	3.9×10^{-2}	2.0×10^{-2}	2.6×10^{-2}
70–150	80.7	1.3×10^{-2}	6.9	15.6	17.1	6.1×10^{-3}	3.1×10^{-3}	3.8×10^{-3}

Передбачення у другому порядку наближення коректуються на ефекти, не передбачені теорією збурень, такі як фрагментація партонів до адронів та багатопартонна взаємодія. Ці корекційні фактори розраховувалися як функція від поперечного імпульсу адронних струменів завдяки додатковій генерації методами Монте-Карло з допомогою генераторів SHERPA та PYTHIA, використовуючи параметри за замовчуванням [48, 78]. Загальні поправки варіювалися в інтервалі 0.80-1.1 з похибкою 5%, що відповідає за різницю між двома генераторами MC.

Співвідношення даних і різних теоретичних передбачень відносно розрахунків у другому порядку наближення КХД представлені на Рис. 3.6,3.7.

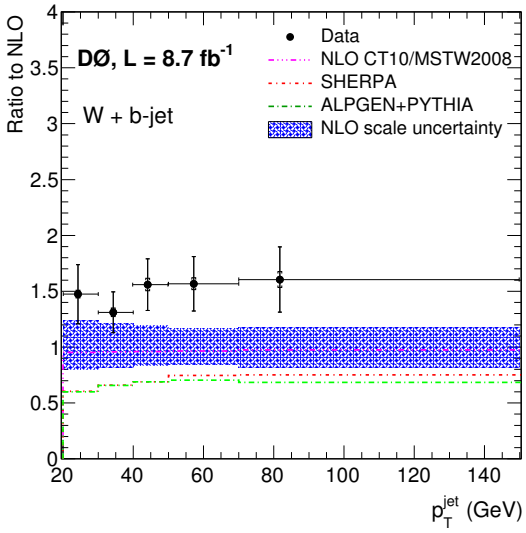

Рис. 3.6. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від b кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ у порівнянні з теоретичними передбаченнями, одержаними завдяки розрахункам КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

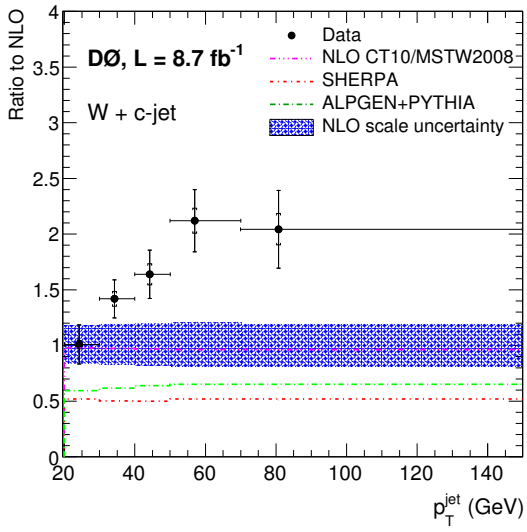

Рис. 3.7. Поперечні перерізи народження W бозонів та адронних струменів від c кварків домножені на долю виходу $W \to \mu\nu$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T^{\mathrm{jet}}$ у порівнянні з теоретичними передбаченнями, одержаними завдяки розрахункам КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

Для диференціальних перерізів W бозонів та адронних струменів від b кварків в залежності від поперечного імпульсу адронних струменів спостерігається деяке систематичне перевищення над теоретичними передбаченнями, в той час як для диференціальних перерізів W бозонів та адронних струменів від c кварків спострігається збільшення відношення до теоретичними передбачень зі зростанням поперечного імпульсу адронних струменів.

Додатково також було виміряно відношення перерізів народження W бозонів та адронних струменів від c кварків та W бозонів та адронних струменів від b кварків. В цьому випадку багато систематичних похибок скорочуються.

Експериментальні результати, а також теоретичні передбачення для відношення представлені в Табл. 3.3 та Рис. 3.8 . Систематичні похибки по

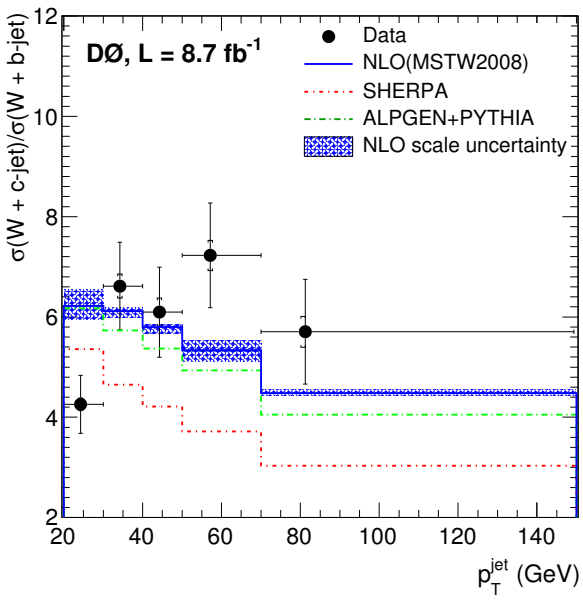

Рис. 3.8. Відношення перерізів народження W бозонів та адронних струменів від c кварків та W бозонів та адронних струменів від b кварків як функція поперечного імпульсу адронних струменів p_T^{jet} в порівнянні з теоретичними передбаченнями, одержаними завдяки розрахунками КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

Таблиця 3.3. Відношення перерізів народження W бозонів та адронних струменів від c кварків та W бозонів та адронних струменів від b кварків $\sigma(W{+}c)/\sigma(W{+}b)$ як функція поперечного імпульсу адронних струменів p_T^{jet} , з статистичною ($\delta_{\rm stat}$), систематичною($\delta_{\rm syst}$) та загальною похибками$\delta_{\rm tot}$. Останні три колонки показують теоретичні передбачення одержані завдяки розрахунками КХД у другому порядку наближення(NLO QCD) з набором ФРГП з MSTW, та двох Монте-Карло генераторів, SHERPA та ALPGEN.

$p_T^{\rm jet}$ bin	$p_T^{\rm jet}$	Ratio $\sigma(W+c)/\sigma(W+b)$						
(GeV)	(GeV)	Data	$\delta_{\rm stat}(\%)$	$\delta_{\rm syst}(\%)$	$\delta_{\rm tot}(\%)$	NLO QCD	SHERPA	ALPGEN
20–30	24.3	4.3	2.9	13.3	13.6	6.2	5.4	6.2
30–40	34.3	6.6	3.6	12.7	13.2	6.1	4.7	5.7
40–50	44.3	6.1	4.6	13.9	14.7	5.8	4.2	5.4
50–70	57.1	7.2	4.2	13.8	14.4	5.3	3.7	4.9
70–150	81.2	5.7	5.4	17.5	18.3	4.5	3.0	4.1

співвідношення змінюватися в діапазоні (11-17)%. Одержані результати в межах похибок співпадають з різними теоретичними передбаченнями, крім SHERPA. Із загальної поведінки відношення перерізів виділяється значення в першому інтервалі поперечного імпульсу $20 < p_T^{jet} < 30$ ГеВ — результат

нижчий, ніж передбачуваний. В інших досліджуваних проміжках результати узгоджуються з теоретичними передбаченнями.

Додатково були виміряні диференціальні перерізи інклюзивного народження адронних струменів в подіях з народженням прекрасного і чарівного кварку як функція поперечної енергії E_T^{jet} в протон-електронних зіткненнях в діапазоні поперечної енергії $E_T^{jet} > 5(4.2)$ ГеВ, псевдошвидкісності адронного струменю $-1.6 < \eta^{jet} < 2.2$ для подій глибоко-непружної взаємодії з переданим чотириімпульсом $5 < Q^2 < 1000$ ГеВ^2 та швидкісностю $0.02 < \ < 0.7$. Результати вимірювань перерізів наведені на Рис. 3.9, 3.10. Вклад подій прекрасних та чарівних кварків визначався и за допомогою форми розподілу значущості довжини розпаду та маси вторинної вершини.

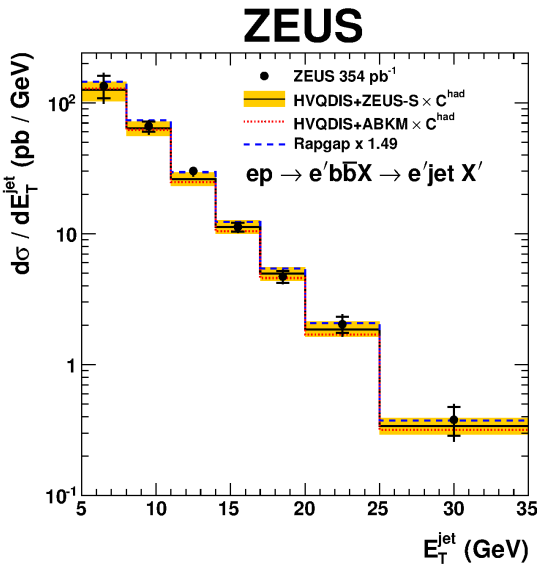

Рис. 3.9. Диференціальні перерізи народження адронних струменів від $b-$ кварків залежно від поперечної енергії E_T^{jet}.

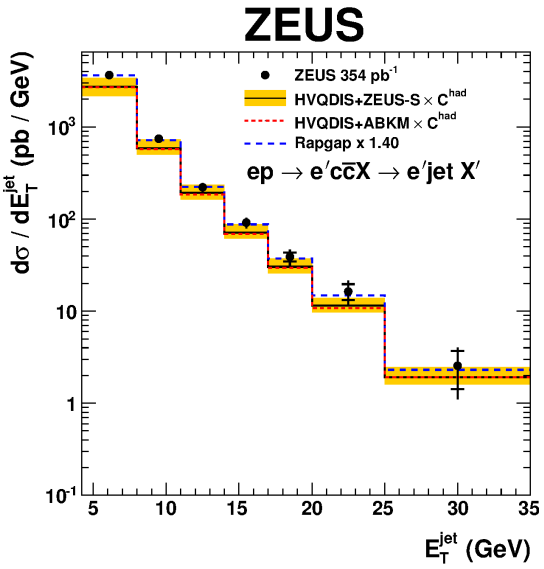

Рис. 3.10. Диференціальні перерізи народження адронних струменів від $c-$ кварків залежно від поперечної енергії E_T^{jet}.

Тут дані показані у вигляді точок; внутрішні вуси похибок відповідають за статистичні невизначеності, в той час як зовнішні вуса показують статистичні та систематичні похибки (не включаючи похибки на інтегральній світності) додані у квадратурах; суцільна лінія показує передбачення Hvqdis з ZEUS-S PDF, з поправкою на адронізацію; лінія точок показує передбачення з використанням ABKM PDF; пунктирна лінія показує передбачення Rapgap.

Виміряні перерізи порівнювалися з передбаченнями КХД Hvqdis NLO, отриманих за допомогою ZEUS-S і ABKM в якості протонних функцій густини розподілу партонів, а також з прдбаченнями Rapgap, які масштабувалися з коефіцієнтом 1.49 для $b-$ та 1.40 для $c-$кварків. Масштабні коефіцієнти відповідають відношенню виміряного інтегрованого видимого перерізу до передбачення Rapgap. Форми всіх виміряних перерізів для $b-$ кварків досить добре описується Hvqdis та Rapgap MC. Rapgap гірше описує форму поперечних перерізів, ніж Hvqdis для $c-$кварків. Для чарівного кварку дані, як правило, на 20-30% вище передбачення Hvqdis NLO, але в розумному узгодженні з невизначеностями. Результати цих досліджень представлені в роботі [7].

Додатково були проведені дослідження подій з народженням двох адронних струменів від $b-$ кварків, що висвітлено в роботі [6] та народженням W-бозону [3]. Відношення інтегрального перерізу з утворенням двох адронних струменів від $b-$ кварків до інтегрального перерізу з утворенням двох адронних струменів разом з утворенням калібровочного Z бозону узгоджуються з теоретичними передбаченнями.

3.3. Висновки до розділу 3

Вперше в експерименті DØ для повної статистики RunIIb було виміряно в протон-антипротонних ($p\bar{p}$) зіткненнях диференцільні перерізи народження W бозону та асоційованих адронних струменів з c/b кварків в мюонному каналі розпаду $W \to \mu\nu_\mu$ як функція поперечного імпульсу адронного струменю p_T у фазовому просторі:для поперечного імпульсу лептона $p_T^\mu > 20$ ГеВ, для псевдошвидкісності лептону $|\eta^\mu| < 1.7$, винесена нейтрино енергія $\not{E}_T >$ 25 ГеВ та для адронних струменів: $|\eta^{jet}| < 1.5$, $20 < p_T^{jet} < 150$ ГеВ. Для зменшення систематичної похибки також було одержано відношення цих перерізів як функцію поперечного імпульсу адронного струменю p_T. Це перше вимірювання народження W бозону та асоційованих адронних струменів з c/b кварків, які чутливі до процесів глюонного розщеплення. Виміряний переріз W бозону та асоційованих адронних струменів з b кварків вище, ніж передбачення у всіх інтервалах поперечного імпульсу адронних струменів, що спонукає розглядати вищі порядки при розрахунку теоретичних передбачень.

Виміряний переріз W бозону та асоційованих адронних струменів з c кварків узгоджується з теоретичними передбаченнями у другому порядку теорії збурень (NLO) в діапазоні малих значень для поперечного імпульсу адронних струменів p_T^{jet} (20-30 ГеВ), але не узгоджується в області великих поперечних імпульсів. Ці розбіжності могли виникнути через відсутність вищих порядків в теоретичних передбаченнях і занижений внесок від глюонного розщеплення $g \to c\bar{c}$, що також спостерігалося раніше в LEP [79], LHCb [80], ATLAS [81] і DØ експериментах [72, 82], і/або можливий більший внесок від функції густини розподілу партонів s кварку, як було запропоновано CHORUS [83], CMS [64] та ATLAS [63] даними, згідно з недавньою підгонкою ФРГП, що зробленим АВКМ групою [84].

Основні результати цього розділу опубліковано в роботах [1, 2].

РОЗДІЛ 4

Дослідження одночасного зіткнення двох пар партонів з утвореннням різних станів кварконію

Експерименти з народженням важких кварконіїв є важливим фактором перевірки КХД та можливих нових зв'язаних станів адронної матерії, наприклад, тетракварків [85, 86]. Одночасне утворення кількох кварконієвих станів дає змогу вивчити більш детально партонну структуру нуклонів та ефекти фрагментації партону до адронів.

В протон-антипротонних зіткненнях є три основні механізми народження J/ψ мезонів:пряме народження(прямо з точки зіткнення) J/ψ, і пряме народження важчих станів чармонію, таких як стан $^3P_1$ χ_{1c} та стан $^3P_2$ χ_{2c} [87], що розпадаються на $J/\psi + \gamma$, або розпад на $J/\psi + X$ з прямого народження $\psi(2S)$, непряме народження з розпаду B адронів. Перше спостереження одночасного народження пари J/ψ мезонів було зроблено в 1983 році колаборацією NA3 [88, 89].

LHCb колаборація виміряла переріз одночасного народження пари J/ψ мезонів в протон-протонних зіткненнях при енергії в системі центру мас 7 ТеВ [90]. При енергіях Теватрону та Великого адронного колайдеру переріз домінюється глюонною взаємодією, $gg \to J/\psi J/\psi$.

Інтерес в цьому каналі полягає у різних механізмах, в яких можуть народжувати одночасно $J/\psi J/\psi$ мезони в одиночному розсіюванні партонів та одночасному розсіюванні двох пар партонів в одиночному зіткненні адронів. Ряд ранніх експериментальних результатів [91, 92] і пізніших LHCb результатів [93, 94] показують, що частка подій з подвійним розсіюванням партонів на Теватроні і особливо на LHC може бути досить істотньою.

Так як початковий стан зумовлений переважно глюон-глюонним розсіянням, частка розсіювання двох пар партонів має значно залежати від просторового розподілу глюонів в протоні [95]. Інші дослідження розсіювання

двох пар партонів включать в себе векторні бозони і адронні струмені, що беруть участь в процесах з кварк-кварк або кварк-глюонних початкових станів [29, 31, 32, 33, 35, 36]. Вимірювання перерізу одиночного розсіювання забезпечує отримання унікальної інформації для обмеження параметризації функції розподілу партонів глюонів з малим x та енергією, де глюонна ФРГП має велику невизначеність [96]. Народження J/ψ-мезонів може проходити завдяки двом режимам, моделі кольорового синглету (KC, CS) та кольорового октету(KO, CO) [85, 92, 97, 98]. Передбачення, проведені за допомогою NRQCD показують, що процес CS в одиночному розсіюванні дає вклад в поперечний переріз ≈90% для фазового простору $P_T^{J/\psi} \geq 4$ ГеВ, що харакеризує цю частину роботи дисертанта [92, 97].

4.1. Ідентифікація мюонів та J/ψ частинок

Мюони визначалися як такі, що або мають хіти у всіх трьох шарах мюонного детектора, або просто проходять один шар перед тороїдами [99]. Від кандидатів у мюони вимагалося, щоб вони були поставлені у відповідність треку, реконструйованому центральною трековою системою, як мають щонайменше один хіт в SMT детекторі і щонайменше два хіти в детекторах CFT. Кандидати повинні відповідати вимогам синхронізації для подавлення фону від космічних променів. Їх відстань найбільшого зближення до лінії пучку повинна бути менше, ніж 0.5 см та відстань найбільшого зближення відповідних треків вздовж осі пучка не повинна перевищувати 2 см. Протон-антипротонна точка взаємодії повинна бути в межах 60 см від центру детектора уздовж осі пучка. Події, які мають два таких мюони з протилежним електричним зарядом, які задовольняють вимозі інваріантної маси $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$ ГеВ, визначені як події з кандидатами з народженням одного J/ψ мезону. Події, що мають дві такі пари мюонів визначені як кандидати з одночасним народженням J/ψ мезонів.

Фонові події походять здебільшого з випадкової комбінації мюонів від розпадів $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, неперервного нерезонансного народження мюонної пари $\mu^+\mu^-$ в подіях Дрелл-Яна (і те, і інше в тексті має назву "випадковий(комбінаторний) фон"), і розпад B адронів $B \to J/\psi + X$. У випадку одночасного народження J/ψ мезонів, фон також може зумовлюватися наявністю подій з народженням J/ψ мезону та асоційованої мюонної пари, що народжена не розпадом J/ψ мезону ("$J2\mu$" події).

Для коректного нормування виміряного перерізу і зменшення фонових подій, вимагалося, щоб події проходили якнайменше один з димюонних тригерів для малих поперечних імпульсів. Тригерна ефективність для подій з народженням одиночного J/ψ мезону розраховувалась завдяки подіям, що пройшли тригери нульового зміщення (що вимагають лише умову на наявність зіткнення пучків) чи тригери мінімального зміщення (що вимагають лише хіти в детекторах світимості), і такі, що також пройшли через димюонний тригер. Ефективність кінематичного відбору мюонів та J/ψ мезонів склала $0.124 \pm 0.024\,(\mathrm{stat}) \pm 0.012\,(\mathrm{syst})$. Систематична похибка визначалась варіацією параметризації функцій, що використовувалися для підгонки сигнальних та фонових подій до даних.

Для визначення тригерної ефективності для подій з одночасним народженням двох J/ψ мезонів, використовувалися події, згенеровані методами Монте-Карло для одиночного партонного розсіювання, та одночасного розсіювання двох пар партонів.

Події з одночасним народженням двох J/ψ мезонів у випадку одночасного розсіювання двох пар партонів були згенеровані завдяки генератору подій методами Монте-Карло PYTHIA [78], тоді як у випадку одиночного розсіяння пари партонів за допомогою генеатора HERWIG++ [55]. Події пройшли через симуляцію DØ детектора, зробленої завдяки генератору GEANT [46], перемішані з подіями нульового зміщення та реконструйовані таким самим чином, як і реальні дані. Використовуючи параметризацію димюонної ефективності

як двовимірної функції від поперечного імпульсу p_T кожного мюону, було розраховано для кожної можливої пари мюонів для обох типів Монте-Карло подій, і отримано ефективності $\varepsilon_{\rm tr}^{\rm DP} = 0.48 \pm 0.07$ та $\varepsilon_{\rm tr}^{\rm SP} = 0.51 \pm 0.07$, де похибка була пропагована з похибок димюонних тригерів описаних вище.

4.2. Події з народженням одного J/ψ мезону

Кількість подій з народженням одного J/ψ мезону після селекції складала 7.4×10^6. Фонові події від розпаду $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ та Дрелл-Янових подій, в селекції подій з народженням одного J/ψ мезону досліджувалися як функція від поперечного імпульсу $p_T^{J/\psi}$та псевдошвидкісності $\eta^{J/\psi}$. В кожному інтервалі$(p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi})$ проводилась одночасна підгонка сигналу і фону, використовуючи подвійну функцію гаусіану і фон з лінійною залежністю від маси у вікні $2.3 < M_{\mu\mu} < 4.2$ ГеВ. Як результат, було визначено кількість фонових подій у масовому вікні $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$ ГеВ. Усереднене по інтервалах $(p_T^{J/\psi}, \eta^{J/\psi})$ значення вкладу фонових подій склало 0.126 ± 0.013. Похибка визначалася з варіації параметрів підгонки в моделях сигнальних та фонових подій.

Згенеровані методами Монте-Карло події з народженням одиночних J/ψ мезонів завдяки генеатору PYTHIA використовувалися для розрахунку комбінованого з ефективністю реконструкції та відбору, геометричного та кінематичного аксептансу, що визначався як відношення реконструйованих подій скорегована з урахуванням різної ефективності подій на генераторному рівні. Події на генераторному рівні були відібрані з критеріями відбору, що визначають фазовий простір через кінематичні змінні J/ψ мезону та мюонів, що вказані вище.

Кількість реконструюваних подій поправлена на різну ефективність реконструкції в реальних даних та згенерованих методами Монте-Карло, розрахованих в бінах поперечного імпульсу та псевдошвидкісності мюонів. Добуток аксептансу та ефективності відбору для подій з народженням одиночних J/ψ

мезонів, розрахованого в моделі CS складає $0.221 \pm 0.002(\text{stat}) \pm 0.023(\text{syst})$. Систематична похибка спричинена різницею кінематичних розподілів між реальними даними та згенерованими методами Монте-Карло, моделювання ефективності ідентифікації мюонів, різницею моделей CS та CO. Розподіл $\cos\theta^*$, де θ^* полярний кут розпаду мюона в системі відліку Колінса-Сопера (Collins-Soper) [100], чутливий до поляризації J/ψ мезону [101, 102, 103, 104]. Невеликі вагові множники перезважування даних до Монте-Карло подій, одержані завдяки розподілу $\cos\theta^*$, використовувалися для перевірки аксептансу, та привносять різницю $\lesssim 1\%$ в значення аксептансу.

Завдяки довгому часу життя B адронів, їхня вершина розпаду в кінцевий стан $J/\psi + X$ зазвичай у кількох сотнях мікрон від вершини взаємодії протон з антипротоном, тоді як пряме народження J/ψ мезонів характеризується малою довжиною пробігу. Для статистичного розділення прямих і непрямих J/ψ мезонів розглядалася довжину розпаду від первинної протон-антипротонної вершини взаємодії до вершини з народженим J/ψ мезоном, визначеного як $c\tau = L_{xy} m_{\text{pdg}}^{J/\psi} / p_T^{J/\psi}$,де L_{xy} довжина розпаду J/ψ мезону, розрахована як відстань між пересіченими мюонними треками та вершиною важкого розсіювання в площині поперечній до пучка, та $m_{\text{pdg}}^{J/\psi}$, що є середньосвітовим значенням маси J/ψ мезону [79].

Для визначення частки прямих J/ψ мезонів в даних була використана підгонка з максимальною правдоподібноістю розподілу $c\tau$ використуючи шаблони для сигнальних подій з прямими J/ψ мезонами, взятого з Монте-Карло з прямими J/ψ мезонами, та подіями з непрямими J/ψ мезонами, взятого з набору даних, згенерованого методами Монте-Карло з $b\bar{b}$ подіями завдяки генератору PYTHIA [78]. Визначена за допомогою підгонки частка прямих J/ψ мезонів склала 0.814 ± 0.009. Результат підгонки показано на Рис. 4.1.

В результаті проведеного дослідження встановлено, що спектр поперечного імпульсу в сигнальних подіях(фонових з непрямими J/ψ мезонами) в даних добре описується Монте-Карло в сигнальній($c\tau < 0.02$ cm) та фоновій ($c\tau > 0.03$ cm) частинах спектру.

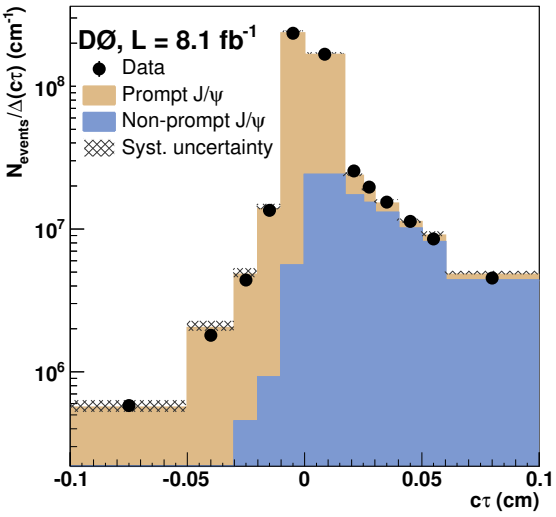

Рис. 4.1. Розподіл $c\tau$ для подій з народженням одиночного J/ψ мезону з віднятими фоновими подіями після проходження всіх умов відбору. Розподіли для сигнального та фонового шаблонів нормовані відповідно до їх часток в даних. Похибки відповідають загальній систематичній похибці суми сигнальних та фонових подій.

Додатково були проведені за участю автора дослідження при менших енергіях з подібними кінцевими станами.

Виміряні диференціальні перерізи народження J/ψ мезонів 4.2 включають частку подій від розпаду $\psi\prime \to J/\psi(\to \mu^+\mu^-)X$ (15%) та внесок від розпаду b адронів(1.6%). Диференціальні перерізи народження $d\sigma/dz$ були виміряні в діапазоні $0.1 < z < 0.9$ для різних діапазонів поперечного імпульсу J/ψ мезонів. Результати вимірювань узгоджуються з результатами колаборації H1, окрім кінематичної області $z > 0.6$ and $p_T > 3$ ГеВ, де представлені результати вище, ніж результати H1.

В межах похибок результати вимірювань співпадають з теоретичними передбаченнями, для діапазону поперечого імпульсу J/ψ мезонів, що досліджувалися. Результати цих досліджень представлені в роботі [10].

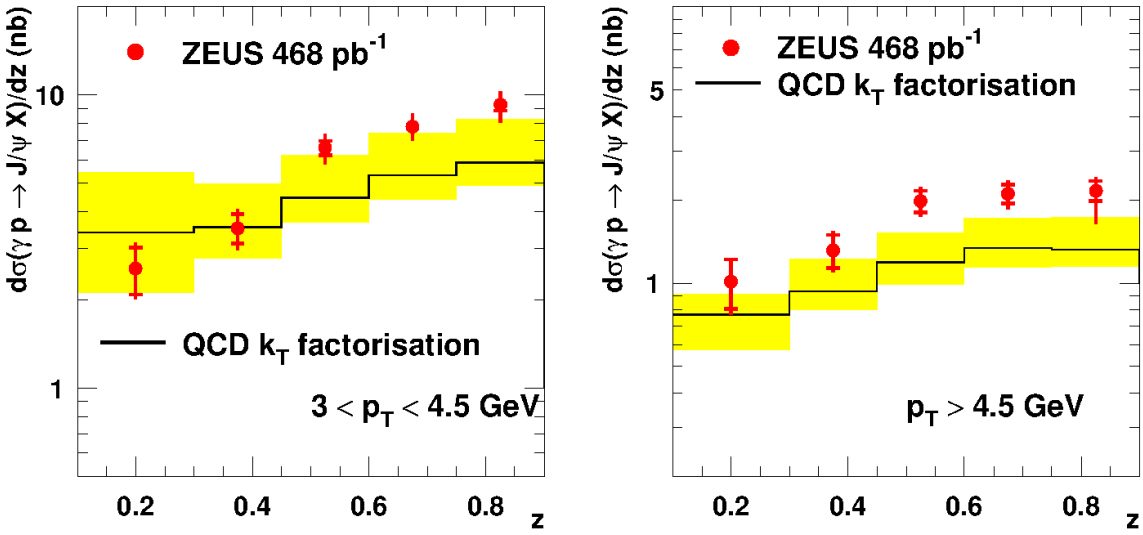

Рис. 4.2. Диференціальні перерізи J/ψ, $d\sigma/dz$ вимірюється в кількох діапазонах поперечного імпульсу мезону p_T. Вимірювання проводиться в кінематичній області $60 < W < 240$ ГеВ і $0.1 < Z < 0.9$. Дані показані точками. Внутрішні (зовнішні) вуси похибок являють собою статистичні (загальні) похибки. Суцільна лінія — передбачення, зроблене кТ -факторизацією (невизначеності позначені смугами).

4.3. Події з одночасним народженням двох J/ψ мезонів

Взагалі 242 події залишається після застосування всіх умов відбору для подій з одночасним народженням двох J/ψ мезонів у масовому вікні $2.3 < M_{\mu\mu} < 4.2$ ГеВ.

За аналогією з відбором подій для одиночного народження J/ψ мезонів, було досліджено випадковий(комбінаторний), $J2\mu$ фон (фон, утворений одним J/ψ мезоном, та димюонною парою, що не лежить в масовому вікні J/ψ) та частку прямих подій з одночасним народженням двох J/ψ мезонів. Перш за все, був зменшений фон від подій з непрямим народженням J/ψ мезонів, застосовуючи умову відбору $c\tau < 0.03$ см для обох J/ψ кандидатів, з ефективністю відбору 94% для сигнальних подій. Після цього залишається $N_{\rm d} = 138$ подій в масовому вікні в даних.

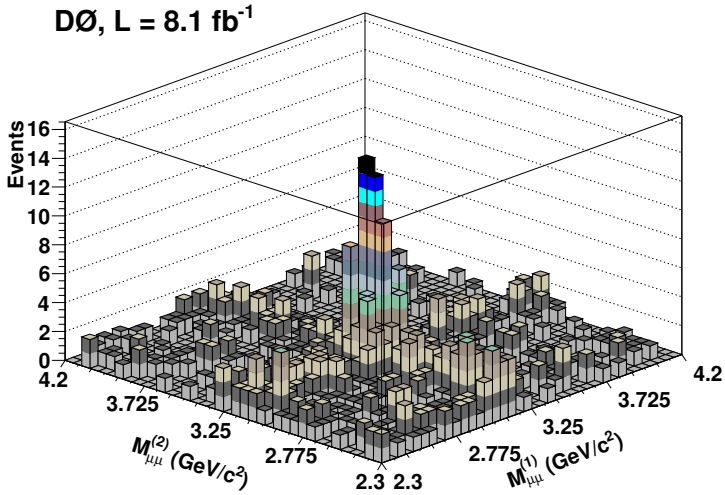

Рис. 4.3. Розподіл димюонної маси в даних для двох мюонних пар $M^{(1)}_{\mu\mu}$, $M^{(2)}_{\mu\mu}$ після застосування всіх умов відбору для подій з одночасним народженням двох J/ψ мезонів.

Розподіл сигнальних та фонових подій моделювався наступним чином

$$F(M^{(1)}_{\mu\mu}, M^{(2)}_{\mu\mu}) = (a_1 G^{(1)} + a_2 M^{(1)}_{\mu\mu} + a_3) \times (a_4 G^{(2)} + a_5 M^{(2)}_{\mu\mu} + a_6), \tag{4.1}$$

де $a_{1(4)} G^{(1(2))}$ гаусіан, що представляє народження J/ψмезонів, $a_{2(5)} M^{(1(2))} + a_{3(6)}$ — лінійна функція димюонної маси, що представляє випадковий фон, та a_i — коефіцієнти. Для дослідження фону в відібраних подіях, була застосована підгонка до даних, в 2Д розподілі пар димюонних мас ($M^{(1)}_{\mu\mu}$, $M^{(2)}_{\mu\mu}$) (див Рис. 4.3) використовуючи вираз у формулі 4.1, що містить добуток функції Гауса для сигнального масового піку одночасного народження двох $J\psi$ мезонів, в той час як фон представлений лінійною функцією та добутком функції Гауса та лінійної функції(для подій $J2\mu$). Параметри підгонки було використано для визначення фону в сигнальному вікні $2.85 < M_{\mu\mu} < 3.35$ ГеВ для обох кандидатів J/ψ мезонів і визначено частку випадкових+$J2\mu$ фонових подій, що склала $f_{\mathrm{acc,J2}\mu} = 0.34 \pm 0.05$. Рис. 4.4 показує порівняння складених сигнальних та фонових подій з даними, що спроектовані на одну з димюонних пар $M_{\mu\mu}$, в той час як події в другій парі проінтегровані в діапазоні мас $2.85 - 3.35$ ГеВ.

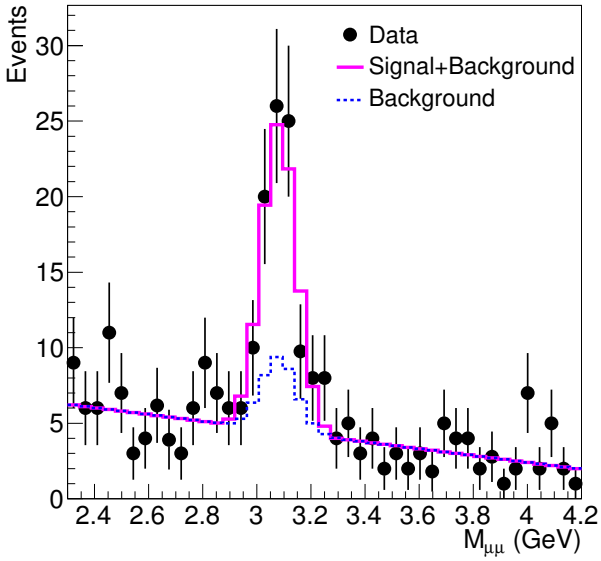

Рис. 4.4. Порівняння складених сигнальних та фонових подій з даними, що спроектовані на одну з димюонних пар $M_{\mu\mu}$, в той час як події в другій парі проінтегровані в діапазоні мас $2.85 - 3.35$ ГеВ

Для визначення частки подій з народженням прямих J/ψ мезонів в подвійному народженні, було використано підгонка шаблонів у випадку 2D розподілу $c\tau$ розподілу в даних з двома J/ψ мезонами. Шаблон $c\tau$ для прямого нароження обох мезонів був одержаний з симульованих методами Монте-Карло подій. Шаблон $c\tau$ для непрямого нароження обох мезонів був одержаний з симульованих методами Монте-Карло подій $b\bar{b}$, де розпад B адронів народжує 2 J/ψ мезони. Також було створено прямий+непрямий шаблон завдяки випадковому вибору значень $c\tau$ з прямого та непрямого шаблонів. Перед підгонкою комбінаторний фон та $J2\mu$ були відняті з даних згідно з визначеною часткою ($f_{\mathrm{acc,J2}\mu}$) з похибкою пропагованою на похибку частки прямих J/ψ. 2D шаблон $c\tau$ для цього фону був сконструйований з подій поза межами масового вікна.

Частка подій з прямим народженням $J\psi$ мезонів в подіях з утворенням одночасним двох $J\psi$ мезонів в застосованій селекції $f_{\mathrm{prompt}} = 0.592 \pm 0.101$, тоді як непряма та пряма-непряма частки подій складає 0.373 ± 0.073 та 0.035 ± 0.073 відповідно. Основне джерело систематичної похибки частки

прямих подій складають сама підгонка та похибка пов'язана з відніманням комбінаторного фону.

Було виміряно аксептанс, ефективності відбору та реконструкції окремо для подій з народженням двох J/ψ мезонів в розсіянні однієї пари партонів та розсіянні двох пар партонів використовуючи суміш 90% color singlet та 10% color octet Монте-Карло згенерованих подій,як передбачено NRQCD [97] для обраних кінематичних критеріїв відбору. Код для теоретичних передбачень реалізовано в Монте-Карло DJpsiFDC [51]. Було використано PYTHIA для фрагментації та процесу утворення зливи кінцевого стану $gg \to J/\psi J/\psi$. Добуток аксептансу та ефективності реконструкції складає $(A\varepsilon_s)^{\mathrm{SP}} = 0.109 \pm 0.002(\mathrm{stat}) \pm 0.005(\mathrm{syst})$ для SP та $(A\varepsilon_s)^{\mathrm{DP}} = 0.099 \pm 0.006(\mathrm{stat}) \pm 0.005(\mathrm{syst})$ для DP подій, де основне джерело систематичної похибки йде від моделювання кінематики J/ψ мезонів, ефективності ідентифікації мюонів та можливих ненульових ефектів від поляризації.

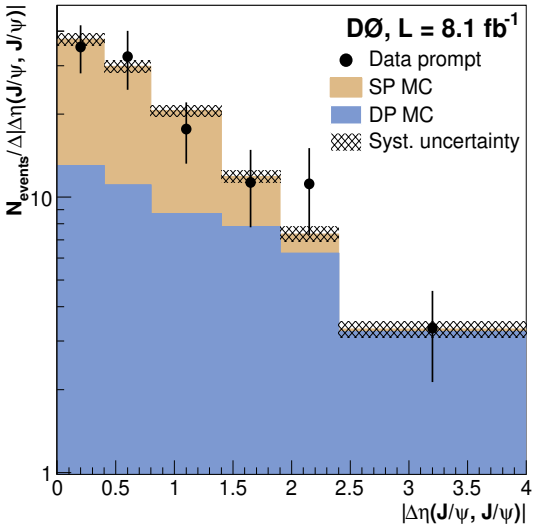

Рис. 4.5. Розподіл $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ для подій з двома J/ψ мезонами з віднятим фоном після усіх критеріїв відбору. Розподіли для SP та DP шаблонів нормовані відповідно до їх долей в даних. Похибки відповідають загальній систематичній похибці суми SP та DP подій.

Для розрізнення подій, що проходять за різними механізмами, було використано розподіл різниці псевдошвидкісності між двома кандидатиами в J/ψ мезони, $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$, що стабільне відносно радіаційних та внутрішньо-

партонних p_T ефектів [93, 94]. Для двох J/ψ мезонів народжених в двох майже нескорельовних партонних розсіяннях з меншою(в середньому) часткою партонного імпульсу чим в SP подіях, $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ розподіл очікується майже плоским (broader). Для визначення DP та SP фракцій використовувалися шаблони DP та SP згенеровані методами Монте-Карло з використанням підгонки з максимальною правдоподібністю розподілу $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ в даних з двома J/ψ мезонами. Внесок від випадкового фону, непрямих та прямих+непрямих подій з подвійним народженням J/ψ мезонів був віднятий з даних. Результат проведеної підгонки наведений на Рис. 4.5. В діапазоні $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)| \gtrsim 2$, дані складаються переважно з подій, які народилися у випадку розсіяння двох пар партонів, як передбачено в [93]. Можливий внесок від псевдо-дифрактивного глюон-глюонного розсіювання повинен давати внесок, яким можна знехтувати [93].

Для визначення систематичних похибок на частки подій з DP та SP механізмами народження, було проварійовано віднімання частки подій випадкового, непрямого та прямого+непрямого фонів з їхніми похибками визначення. Для прямого+непрямого фону систематична похибка визначалася консервативно — брався шаблон як 100% подій з розсіянням однієї пари партонів чи як 100% подій з розсіянням двох пар партонів. Також додатково був створений шаблон для подій з одночасним розсіюванням двох пар партонів завдяки комбінуванню двох J/ψ мезонів з випадково обраних подій в наборі даних з народженням одиночного J/ψ J/ψ мезону. Шаблон був скоректований на випадковий та непрямий фони в даних. Частки подій з розсіянням двох пар партонів(DP) та розсіянням однієї пари партонів(SP) були одержані з виконаної підгонки. Знайдені частки подій склали $f^{\mathrm{DP}} = 0.42 \pm 0.12$ та $f^{\mathrm{SP}} = 0.58 \pm 0.12$. Ці результати були усереднені з результатів одержаних комбінуванням двох SP (HERWIG++ та DJpsiFDC) та двох DP (PYTHIA та data-like) моделей. Головне джерело похибок на частку подій в розсіянні двох пар партонів чи однієї пари партонів є віднімання фонових подій, 18.4% (13.4%),

залежність від моделі, 19.3% (14%), та підгонка шаблонів, 7.1% (6.3%). Похибка в залежності від моделі визначалася завдяки варіюванню DP та SP моделей, і в основному спричинена різницею двох DP моделей. Було перевірено чи не вноситься зміщення значень часток подій для SP та DP механізмів та частки прямих подій через використання двох послідовних підгонок $c\tau$ та $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ розподілів. Для цього було проведено підгонка в 2D площині як функція інклюзивного розподілу по двом J/ψ $c\tau$ та $|\Delta\eta(J/\psi, J/\psi)|$ для даних скоректованих на випадковий фон та прямий-непрямий фон. Частки подій в DP та SP процесах визначені таким методом узгоджуються в межах похибки з результатами двох послідовних підгонок.

Поперечний переріз народжених прямим механізмом двох J/ψ мезонів визначено в даній дисертаційній роботі відповідно формулі

$$\sigma(J/\psi J/\psi) = \frac{N_{\mathrm{d}} f_{\mathrm{prompt}}(1 - f_{\mathrm{acc,J2}\mu})}{L} \sum_{i=\mathrm{DP,SP}} \frac{f^i}{(A\varepsilon_{\mathrm{s}})^i \varepsilon^i_{tr}}, \tag{4.2}$$

, де N_{d} –кількість подій при відборі подій з двома J/ψ мезонами, f_{prompt} частка подій з двома J/ψ мезонами подій народжених прямим механізмом, f^i – частки подій відповідно у DP та SP механізмах одночасного народження J/ψ мезонів, $\varepsilon^i_{\mathrm{tr}}$ – тригерна ефективність, $(A\varepsilon_s)^i$ – добуток аксептансу та ефективності реконструкції та відбору, та L – інтегральна світимість.

4.4. Події з народженням Υ мезонів

Υ мезони реконструювалися у мюонному каналі рзпаду $\Upsilon \to \mu^+\mu^-$. При відборі вимагалися поперечні імпульси мюонів $p^\mu_T > 2$ GeV/c та псевдошвидкісність $|\eta^\mu| < 2.0$. Додатково до умов, перелічених в ідентифікації об'єктів, вимагался умова на ізоляцію.

В наборі даних з одиничним кварконієм, фонові події від розпадів $\pi^\pm$, $K^\pm$, та Дрелл-Янові події досліджувалися одночасно, при підгонці інваріантної маси димюонної пари $M_{\mu\mu}$ гаусіаном для сигнальних подій та квадратичною функцією для фону. Кількість подій з одиночним Υ мезоном склала 2.1×10^6.

Добуток аксептансу та ефективності відбору для подій з одиночним J/ψ мезоном у моделі color singlet склав $0.194 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.009(\text{syst})$(Для перехресної перевірки одержаного результату була додана умова на ізоляцію.). Добуток аксептансу та ефективності відбору для подій з одиночним Υ мезоном склав $0.429 \pm 0.001(\text{stat}) \pm 0.051(\text{syst})$. Систематична похибка спричинена різницею кінематичних розподілів між реальними даними та згенерованими методами Монте-Карло, моделювання ефективності ідентифікації мюонів від подій з J/ψ чи Υ мезоном.

Тригерна ефективність для подій з народженням одиночного Υ мезону розраховувалась виходячи з попереднього вимірювання поперечного перерізу народження Υ) мезону [105]. При цьому тригерна ефективність склала $\varepsilon_{trigg} = 29 \pm 0.05$.

4.5. Події з одночасним народженням Υ та J/ψ мезонів

В експериментальних даних, 21 подія задовольнила критеріям відбору для $J/\psi + \Upsilon$ в масовому вікні для J/ψ $2.88 < M_{\mu\mu} < 3.32$ GeV/c^2 та масовому вікні Υ $9.1 < M_{\mu\mu} < 10.2$ GeV/c^2. Рис. 4.6 показує розподіл двох димюонних мас $(M_{\mu\mu}(J/\psi, \Upsilon))$ у масовому вікні та сусідніх проміжках мас. Було досліджено випадковий та $J/\psi(\Upsilon) + \mu\mu$ фони застосовуючи таку ж техніку, як і в [4]. Було підігнано двовимірний розподіл двох димюонних мас $M_{\mu\mu}(J/\psi, \Upsilon)$ і визначено сигнал $J/\psi + \Upsilon$(1S,2S,3S) у кількості $N_{sig} = 14.5 \pm 4.6(\text{stat}) \pm 3.4(\text{fit})$. Розподіл азимутального кута між J/ψ та Υ мезонами, $\Delta\phi(J/\psi, \Upsilon)$ після віднімання фону, наведено на Рис. 4.7. Розподіл даної величини в даних узгоджується з моделлю DP, яка є плоскою, що дає змогу говорити, що події з одночасним розсіюванням двох пар партонів є домінуючими в даній частині роботи.

Для вимірювання тригерної ефективності для відбору $J/\psi + \Upsilon$ було використано як ZB так і MB, а також згенеровані методами Монте-Карло події

(DP MC). Події $J/\psi + \Upsilon$ DP були згенеровані генератором Монте-Карло подій PYTHIA [78] Події пройшли через симуляцію DØ детектора, основаній на GEANT [46]. Обчислена тригерна ефективність для кожної можливої пари мюонів в подіях DP MC $J/\psi + \Upsilon$ склала $\varepsilon_{\rm tr}^{\rm DP} = 0.77 \pm 0.04$.

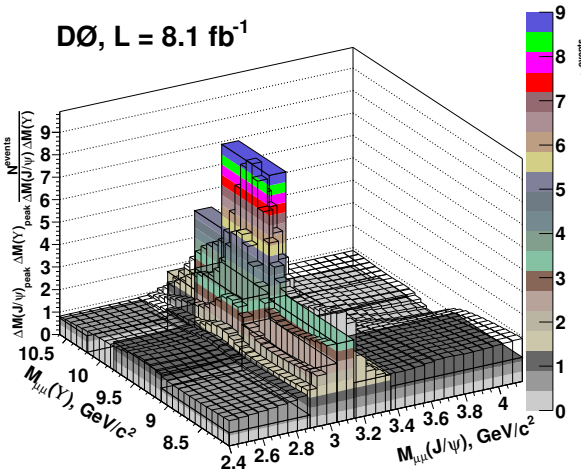

Рис. 4.6. Розподіл димюонної інваріантної маси в даних для двох димюонних пар, $M_{\mu\mu}(J/\psi)$, $M_{\mu\mu}(\Upsilon)$ після проходження всіх критеріїв відбору.

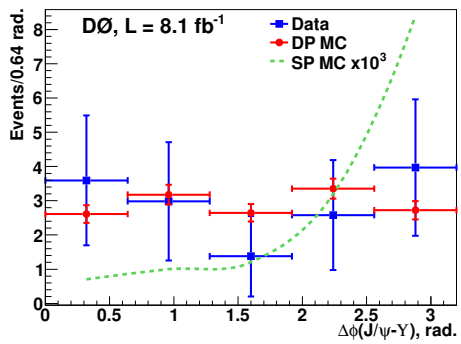

Рис. 4.7. Розподіл азимутального кута між J/ψ та Υ мезонами, $\Delta\phi(J/\psi, \Upsilon)$, в даних після віднімання фонових подій, DP модель одержана методами Монте-Карло та SP модель, розрахована Барановим.

Було розраховано аксептанс ефективності реконструкції, селекції та тригерна ефективніть для подій $J/\psi + \Upsilon$ з використанням набору подій з одночасним розсіюванням двох пар партонів згенерованим методами Монте-Карло.

Добуток аксептансу та ефективності відбору для подій DP складає $(A\varepsilon_s) = 0.071 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.006(\text{syst})$, де систематична похибка домінується факторами моделювання кінематики J/ψ та Υ та ефективності ідентифікації мюонів.

4.6. Результати вимірювань перерізів з народженням кварконіїв

Переріз народження прямих одиночних J/ψ мезонів розраховувався використовуючи кількість подій кандидатів з J/ψ мезонами, частки подій з прямим народженням мезонів, димюонної тригерної ефективності, аксептансу та ефеткивності відбору, та інтегральної світимості та склав:

$$\sigma(J/\psi) = 23.9 \pm 4.6(\text{stat}) \pm 3.7(\text{syst}) \text{ нб.} \tag{4.1}$$

Значний вклад в похибку дають тригерна ефективність та аксептанс.

Це значення порівняно з теоретичним передбаченням розрахованим в підході "k_T факторизації-[93] з неінтегрованою глюонною густиною [96]:

$$\sigma_{\mathrm{k_T}}(J/\psi) = 23.0 \pm 8.5 \text{ нб.} \tag{4.2}$$

В цих розрахунках J/ψ мезони народжуються або прямо в точці взаємодії протону з антипротоном, або ж через радіаційний процес $\chi_{1(2)} \to J/\psi + \gamma$ [93]. Похибка визначалася завдяки варіації глюонної PDF та шкали з фактором 2 відповідно до значенню за замовчуванням $\mu_R = \mu_F = \hat{s}/4$.

Використовуючи числа, вказані в попередніх розділах, було розраховано поперечний переріз одночасного народження двох J/ψ мезонів

$$\sigma(J/\psi J/\psi) = 129 \pm 11(\text{stat}) \pm 37(\text{syst}) \text{ фб.} \tag{4.3}$$

Розділяючи його на компоненту від прямого народження та компоненту з народженням у взаємодії двох пар партонів, маємо:

$$\sigma_{\mathrm{DP}}(J/\psi J/\psi) = 59 \pm 6(\text{stat}) \pm 22(\text{syst}) \text{ фб,} \tag{4.4}$$

$$\sigma_{\mathrm{SP}}(J/\psi J/\psi) = 70 \pm 6(\text{stat}) \pm 22(\text{syst}) \text{ фб.} \tag{4.5}$$

теоретичне передбачення для перерізу в розсіюванні однієї пари партонів зроблено у наближенні "k_T факторизації" [93]:

$$\sigma_{\mathrm{k_T}}(J/\psi J/\psi) = 55.1^{+28.5}_{-15.6}(\mathrm{PDF})^{+31.0}_{-17.0}(\mathrm{scale})\ \text{фб}. \tag{4.6}$$

Також було зроблено порівняння виміряного перерізу $\sigma_{\mathrm{SP}}(J/\psi J/\psi)$ з передбаченням, зробленим з NRQCD у ведучому порядку наближення [97] використовуючи ренормалізаційну та факторизаційну шкали $\mu_R = \mu_F = ((p_T^{J/\psi})^2 + m_c^2)^{1/2}$ та $m_c = 1.5$ ГеВ.

$$\sigma^{\mathrm{LO}}_{\mathrm{NRQCD}}(J/\psi J/\psi) = 51.9\ \text{фб}, \tag{4.7}$$

та NRQCD NLO передбачення [106]

$$\sigma^{\mathrm{NLO}}_{\mathrm{NRQCD}}(J/\psi J/\psi) = 90^{+180}_{-50}\ \text{фб}, \tag{4.8}$$

Виміряний переріз у випадку розсіяння однієї пари партонів узгоджується з передбаченнями, зробленими в наближенні NRQCD та "k_T факторизації".

Поперечний переріз народження двох J/ψ мезонів у випадку розсіювання двох пар партонів, передбачений в підході "k_T факторизації" та використовуючи фіксоване значення ефективного перерізу $\sigma^0_{\mathrm{eff}} = 15$ мб [93], складає

$$\sigma^{\mathrm{DP}}_{\mathrm{k_T}}(J/\psi J/\psi) = 17.6 \pm 13.0\ \text{фб}. \tag{4.9}$$

Додатковий внесок до прямого народження двох J/ψ мезонів може бути спричиненим розпадами $\psi(2S) \to J/\psi + X$, що не враховано в формулах 4.6 – 4.9. Ці внески можуть збільшити передбачені перерізи народження двох J/ψ мезонів в механізмах SP та DP близько на $40 \pm 20\%$ (як з'ясувалося з приватного листування з S. Baranov, J.-P. Lansberg, та H.-S. Shao).

Використовуючи виміряні перерізи для прямого народження одиночних J/ψ мезонів та подвійного народження J/ψ мезонів в механізмі розсіювання двох пар партонів можна порахувати ефективний поперечний переріз:

$$\sigma_{\mathrm{eff}} = 4.8 \pm 0.5(\mathrm{stat}) \pm 2.5(\mathrm{syst})\ \text{мб}. \tag{4.10}$$

Основне джерело систематичні похибки в вимірюванні σ_{eff} є вимірювання тригерної ефективності і частки подій з механізмом народження DP.

Переріз народження, розрахований як перехресна перевірка, прямих одиночних J/ψ мезонів розраховувався використовуючи кількість подій кандидатів з J/ψ мезонами, частки подій з прямим народженням мезонів, димюонної тригерної ефективності, аксептансу та ефеткивності відбору, та інтегральної світимості та склав:

$$\sigma(J/\psi) = 28.3 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 7.2(\text{syst}) \text{ нб} \tag{4.11}$$

Використовуючи параметри, визначені вище, маємо:

$$\sigma_{\text{DP}}(J/\psi + \Upsilon) = 27.0 \pm 9(\text{stat}) \pm 7(\text{syst}) \text{ фб.} \tag{4.12}$$

Завдяки виміряним перерізам народжених прямим процесом одиночних J/ψ мезонів,одниночних Υ мезонів, та переріз одночасного народження цих мезонів у розсіюванні двох партонів, було визначено автором ефективний переріз, σ_{eff} 4.13. Головне джерело систематичної похибки у визначенні σ_{eff} є ефективність тригера та комбінаторного фону.

$$\sigma_{\text{eff}} = 2.2 \pm 0.7(\text{stat}) \pm 0.9(\text{syst}) \text{ мб.} \tag{4.13}$$

Виміряне значення ефективного перерізу σ_{eff} узгоджується з результатом, одержаним колаборацією AFS (≈ 5 мб), та σ_{eff} одержаного CDF колаборацією [31] у дослідженні з подіями, що містять чотири адронні струмені у кінцевому стані ($12.1^{+10.7}_{-5.4}$ мб)(Рис. 4.8). До того ж, результат нижчий, ніж інші вимірювання, зроблені CDF колаборацією [32] ($14.5 \pm 1.7(\text{stat})^{+1.7}_{-2.3}(\text{syst})$) та DØ колаборацією [34] ($12.7 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst})$) в подіях з кінцевим станом γ+3- адронні струмені, та колаборацією ATLAS [35] ($15 \pm 3(\text{stat})^{+5}_{-3}(\text{syst})$), колаборацією CMS [36] ($20.7 \pm 0.8(\text{stat}) \pm 6.6(\text{syst})$) в подіях з кінцевим станом з W-бозоном та двома адронними струменями та колаборацією LHCb [37] ($18.0 \pm 1.3(stat) \pm 1.2(syst)$ мб).

В найпростішій інтерпретації σ_{eff} вимірює перекриття в поперечному розмірі партонного розподілу в адронах, що зіштовхуються. Використовуючи

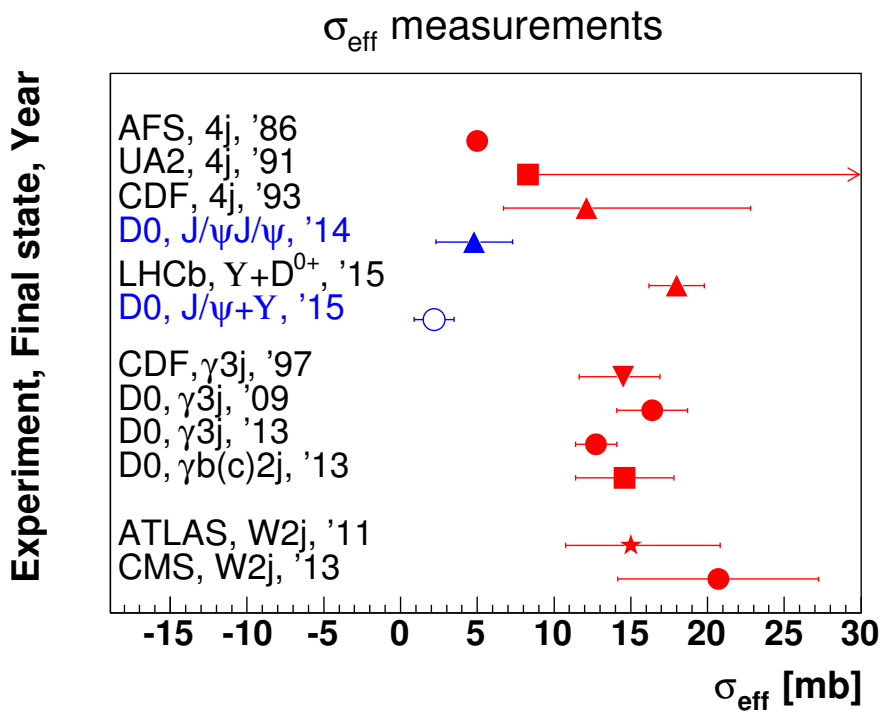

Рис. 4.8. Значення визначеного ефективного перерізу в різних експериментах та каналах

наївну геометричну інтерпритацію, $\sigma_{\text{eff}} = \pi R_p^2 \approx 50$ мб(R_p-радіус протону), що значно перевищує будь-яке уже з проведених вимірювань.

Слід пам'ятати, що початковий стан в одночасному розсіюванні двох пар партонів в народженні двох J/ψ мезонів дуже схожий на стан з народженням 4 адронних струменів при низьких поперечних імпульсах p_T, що домінюється глюонами, тоді як події з $\gamma(W)$+адронні струмені народжуються у взаємодії кварків, $q\bar{q}, qg$, та $q\bar{q}'$. Виміряне значення σ_{eff} може означати меншу середню відстань між глюонами, ніж між кварками чи кварком та глюоном в поперечному просторі. Цей результат знаходиться в якісному узгоджені з піонною хмарною моделлю, що передбачає середній нуклонний поперечний розмір для глюонів менший, ніж для синглетних кварків [107].

4.7. Висновки до розділу 4

В цьому розділі автором представлено результати спостереження одночасного народження двох J/ψ та одночасного народження J/ψ і Υ мезонів на Теватроні та вимірювання перерізів цих процесів. Було показано, що процес відбувається завдяки двом різним механізмам — розсіяння однієї пари партонів та одночасного розсіювання двох пар партонів під час протон-антипротонної взаємодії. Виміряний переріз у випадку розсіювання однієї пари партонів може свідчити про потребу збільшити глюонну функцію густини розподілу партонів при малих імпульсах партонів при малих енергетичних шкалах, та про необхідність поправок вищих порядків для теоретичних передбачень.

- Вперше в $p\bar{p}$ зіткненнях виміряно перерізи народження в двопартонній взаємодії двох J/ψ мезонів в кінематичній області з $p_T^{J/\psi} > 4$ ГеВ, $|\eta^{J/\psi}| < 2.0$:

$$\sigma_{DP,J/\psi J/\psi} = 59 \pm 6_{stat} \pm 22_{syst} \text{ фб}$$

$$\sigma_{SP,J/\psi J/\psi} = 70 \pm 6_{stat} \pm 22_{syst} \text{ фб}$$

- Було виміряно поперечний переріз народження одиночних J/ψ мезонів, що дало змогу визначити параметр, який характеризує відстань між партонами всередині адронів:

$$\sigma_{J/\psi} = 23.9 \pm 4.6_{stat} \pm 3.7_{syst} \text{ нб}$$

- Вперше в $p\bar{p}$ зіткненнях було спостережено одночасне народження $J/\psi + \Upsilon$ мезонів, що є незаперечним доказом мультипартонної природи процесу розсіювання:

$$\sigma_{J/\psi} = 23.9 \pm 4.6_{stat} \pm 3.7_{syst} \text{ нб}$$

$$\sigma_{DP,J/\psi\Upsilon} = 27 \pm 9_{stat} \pm 7_{syst} \text{ фб}$$

- Вперше для J/ψ та Υ частинок було виміряно в протон-антипротонних зіткненнях характеризуючий параметр σ_{eff} просторового розподілу партонів в протоні в процесах з народженням зв'язаних станів кварк-антикваркових пар $c\bar{c}$ та $b\bar{b}$:

  $$\sigma_{eff,J/\psi J/\psi} = 4.8 \pm 0.5_{stat} \pm 2.5_{syst} \text{ мб}$$

  та

  $$\sigma_{eff,J/\psi\Upsilon} = 2.2 \pm 0.7_{stat} \pm 0.9_{syst} \text{ мб}$$

Виміряне значення σ_{eff} може означати меншу середню відстань між глюонами, ніж між кварками чи кварком та глюоном в поперечному просторі. Цей результат знаходиться в якісному узгоджені з піонною хмарною моделлю, що передбачає середній нуклонний поперечний розмір для глюонів менший, ніж для синглетних кварків [107].

Основні результати цього розділу опубліковано в роботах [4, 5, 8, 9].

ВИСНОВКИ

До початку ери Великого Адронного Колайдеру (ВАК) Tevatron був адрон- адронним прискорювачем з найбільшою енергією. Характерно, що ВАК працює на тій же шкалі енергій. Результати вимірювань на прискорювачі Tevatron доповнюють дослідження на ВАК і тому залишаються актуальними. Викладені в даній роботі результати були отримані автором в експерименті DØ в період набору даних RunIIb на Tevatron з інтегральною світимістю 8.7 фб$^{-1}$. За особистою участю дисертантки отримано наступні нові наукові результати:

- Вперше в експерименті DØ для повної статистики RunIIb було виміряно в протон-антипротонних ($p\bar{p}$) зіткненнях диференцільні перерізи народження W бозона та асоційованих адронних струменів з c та b кварків в мюонному каналі розпаду $W \to \mu\nu_\mu$ як функція поперечного імпульсу адронного струменя p_T^{jet}. Дослідження проведено у наступному фазовому просторі: поперечний імпульс лептона $p_T^\mu > 20$ ГеВ, псевдошвидкісність лептона $|\eta^\mu| < 1.77$, винесена нейтрино енергія більше 25 ГеВ а для адронних струменів - псевдошвидкісність $|\eta^{jet}| < 1.5$, поперечний імпульс у діапазоні $20 < p_T^{jet} < 150$ ГеВ. Для зменшення систематичної похибки також було одержано відношення цих перерізів, як функцію поперечного імпульсу адронного струменю p_T^{jet}.

- Вперше в $p\bar{p}$ зіткненнях виміряно окремо перерізи народження в однопартонній та двопартонній взаємодіях пари J/ψ мезонів в кінематичній області з $p_T^{J/\psi} > 4$ ГеВ, $|\eta^{J/\psi}| < 2.0$:

$$\sigma_{DP,J/\psi J/\psi} = 59 \pm 6_{stat} \pm 22_{syst} \text{ фб}$$

$$\sigma_{SP,J/\psi J/\psi} = 70 \pm 6_{stat} \pm 22_{syst} \text{ фб}$$

- Виміряно поперечний переріз народження одиночних J/ψ мезонів, що дало змогу визначити параметр, який характеризує відстань між партонами всередині адронів:

$$\sigma_{J/\psi} = 23.9 \pm 4.6_{stat} \pm 3.7_{syst} \text{ нб}$$

- Вперше спостережено одночасне народження $J/\psi + \Upsilon$ мезонів в $p\bar{p}$ зіткненнях, що є прямим доказом мультипартонної природи досліджуваного процесу розсіювання. Виміряний поперечний переріз становить:

$$\sigma_{DP,J/\psi\Upsilon} = 27 \pm 9_{stat} \pm 7_{syst} \text{ фб}$$

- Вперше на Теватроні для подій з народженням пари J/ψ мезонів виміряно параметр σ_{eff}, важливий для характеристики просторового розподілу партонів в протоні:

$$\sigma_{eff,J/\psi J/\psi} = 4.8 \pm 0.5_{stat} \pm 2.5_{syst} \text{ мб}$$

  А також в аналогічних процесах з одночасним народженням J/ψ та Υ частинок одержано:

$$\sigma_{eff,J/\psi\Upsilon} = 2.2 \pm 0.7_{stat} \pm 0.9_{syst} \text{ мб}$$

  що в межах похибки узгоджуються між собою.

- Особисто дисертанткою розроблено програмні засоби для аналізу експериментальних даних, в тому числі для розрізнення процесів одно-та двохпартонного розсіювання в подіях із спостереженням пар кварконіїв. А також автором визначені коефіцієнти для корекції енергії адронних струменів, які використовуються усією колаборацією.

Отримані в дисертації експериментальні результати дозволяють глибше зрозуміти структуру протона в рамках Стандартної моделі, зокрема просторовий розподіл партонів в протоні, природу кварк-антикваркових систем і W-бозонів, та їх теоретичний опис методами квантової хромодинаміки.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Measurements of $W + b + X$ and $W + c + X$ production cross sections at the Tevatron [Text]/**O.Gogota** [et al.] // Bulletin of the American Physical Society. —2014. —Vol. 59, No. 5. —P. 87.
2. Measurement of the $\boldsymbol{W+b}$-jet and $\boldsymbol{W+c}$-jet differential production cross sections in $\boldsymbol{p\bar{p}}$ collisions at $\boldsymbol{\sqrt{s} = 1.96}$ TeV [Text] /V. M. Abazov, B. Abbott,..., **O.Gogota** [et al.]// Phys.Lett. B —2015. —Vol. 743. —P. 6—14.
3. Measurement of the electron charge asymmetry in $\boldsymbol{p\bar{p} \to W + X \to e\nu + X}$ decays in $\boldsymbol{p\bar{p}}$ collisions at $\boldsymbol{\sqrt{s} = 1.96}$ TeV [Text] /V. M. Abazov, B. Abbott,..., **O.Gogota**, [et al.]// Phys. Rev. D —2015. —Vol. 91, I. 3. —P. 032007-1—032007-26.
4. Observation and studies of double J/ψ production at the Tevatron [Text] /V. M. Abazov, B. Abbott,..., **O.Gogota** [et al.]// Phys. Rev. D —2014. —Vol. 90, I. 11. —P. 111101-1—111101-9.
5. First observation and studies of the simultaneous production of J/ψ and Υ at the Tevatron [Text] /**O.Gogota** [et al.] //Bulletin of the American Physical Society. —2015. —Vol. 60, No. 4. —P. 123-124.
6. Measurement of the ratio of inclusive cross sections $\sigma(p\bar{p} \to Z + 2bjets)/\sigma(p\bar{p} \to Z + 2jets)$ in $\boldsymbol{p\bar{p}}$ collisions at $\boldsymbol{\sqrt{s} = 1.96}$ TeV [Text] /V. M. Abazov, B. Abbott,..., **O.Gogota** [et al.] // Phys. Rev. D —2015. —Vol. 91, I. 5. —P. 052010-1—052010-9.
7. Measurement of beauty and charm production in deep inelastic scattering at HERA and measurement of the beauty—quark mass [Electronic resource] /H. Abramowicz , I. Abt, ..., **O.Gogota** [et al.] //J. High Energy Phys. —2014. —Vol. 2014, I. 9. —P. 1-55. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP09(2014)127 — Last access: 15.05.2016. — Title from the screen.
8. Evidence of simultaneous production of J/ψ and Υ mesons [Text] /V. M. Abazov, B. Abbott,..., **O.Gogota** [et al.] ///Phys. Rev. Lett. —2016.

—Vol. 116, I. 8. —P. 082002-1—082002-8.

9. Observation and studies of the double J/ψ production at the Tevatron[Electronic resource]/ **O.Gogota** [et al.] //47th Fermilab Users Meeting-Poster Session, Fermi National Accelerator Laboratory, Wednesday 11 June 2014, Book of abstracts. —P. 7. Mode of access: URL: https://indico.fnal.gov/conferenceDisplay.py/abstractBook&confId=8452 — Last access: 15.05.2016.
10. Measurement of inelastic J/ψ and ψ' photoproduction at HERA [Electronic resource] /H. Abramowicz , I. Abt, ..., **O.Gogota** [et al.] //J. High Energy Phys. —2013. —Vol. 2013, I. 2. —P. 1-30. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP02(2013)071 — Last access: 15.05.2016. — Title from the screen.
11. Burgess C. The Standard Model: A Primer [Text] /C. Burgess, G. Moore —Cambridge University Press, 2010. —542 p. —ISBN-10:1107404266
12. Review of Particle Physics [Text] /J. Beringer,J.—F. Arguin, R. M. Barnett [et al.] // Phys. Rev. D —2012. —Vol. 86, I. 1. —P. 010001, 1528pp..
13. Stevenson P. M. Optimized perturbation theory [Text] /P. M. Stevenson //Phys. Rev. D —1981.—Vol. 23, I. 12. —P. 2916-2944.
14. Stevenson P. M. Resolution of the Renormalization Scheme Ambiguity in Perturbative QCD [Text] /P. M. Stevenson //Phys. Lett.B —1981. —Vol. 100. —P. 61-64.
15. Grunberg G. Renormalization group improved perturbative QCD [Text] / G. Grunberg //Phys. Lett. B —1981, —Vol. 95(1). —P. 70-74.
16. Perrey H. Jets at Low Q^2 at HERA and Radiation Damage Studies for Silicon Sensors for the XFEL [Electronic resource]//H. Perrey —2011. — 213pp. Mode of access: URL: http://www.iexp.uni-hamburg.de/groups/pd/sites/default/files/Hanno_Perrey.pdf — Last access: 15.05.2016.

17. Stirling J., Theory of Proton-Proton Collisions [Electronic resource] / Mode of access: URL: http://www.slac.stanford.edu/econf/C060717/lec_notes/stirling_all.pdf — Last access: 15.05.2016.
18. Voutilainen M. Measurement of the inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Electronic resource]/ Mode of access: URL: http://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/voutilainen/thesis.pdf — Last access: 15.05.2016.
19. Feynman R. P. Very High-Energy Collisions of Hadrons [Text] /R. P. Feynman // Phys. Rev. Lett. —1969. —Vol. 23, I.24. —P. 1415-1417.
20. Measurement of the neutrino-nucleon and antineutrino-nucleon total cross sections [Text] /T. Eichten [et al.]//Phys. Lett. B —1973. —Vol. 46, I. 2. —P. 274-280.
21. Evidence for planar events in e^+e^- annihilation at high energies [Text] /R. Brandelik [et al.] //Phys. Lett. B —1979. —Vol. 86, I. 2. —P. 243-249.
22. Danielson T. A. Measurement of Multijet Production in Low-xBj Neutral Current Deep Inelastic Scattering with ZEUS at HERA [Electronic resource] / T. Danielson, 2007, 229 p. Mode of access: URL: http://www.hep.wisc.edu/zeus/danielson_thesis.pdf — Last access: 15.05.2016.
23. Alder S. L. Sum Rules Giving Tests of Local Current Commutation Relations in High—Energy Neutrino Reactions [Text] /S. L. Alder //Phys. Rev. —1966. —Vol. 143, I. 4. —P. 1144-1155.
24. Gross D. J. High-energy neutrino-nucleon scattering, current algebra and partons [Text] / D. J. Gross and C. H. L. Smith //Nucl. Phys. B —1969. —Vol. 14, No. 2. —P. 337-347.
25. Combined measurement and QCD analysis of the inclusive $ep^{\pm}$ scattering cross sections at HERA [Electronic resource] /F. D. Aaron [et al.] // J. High Energy Phys. —2010. —Vol. 2010, I. 1. —P. 1-109. — Mode of access: URL:

http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP01%282010%29109 — Last access: 15.05.2016. — Title from the screen.

26. Balitskii Y. Y. The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics [Text]/Y. Y. Balitskii, L. N. Lipatov //Sov. J. Nucl. Phys.—1978. —Vol. 28. —P. 822-829.
27. Gribov V. N. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory [Text] /V. N. Gribov, L. N. Lipatov //Sov. J. Nucl. Phys. —1972. —Vol. 15. —P. 438-450.
28. Gaunt J.R. Probing double parton scattering with leptonic final states at the LHC [Electronic resource] / /J. R. Gaunt, C. H. Kom, A. Kulesza, W. J. Stirling //Preprint — arXiv:1110.1174v1— Mode of access: URL: https://arxiv.org/pdf/1110.1174v1 — Last access: 15.05.2016.
29. Double parton scattering in pp collisions at $\sqrt{s}$=63 GeV / T. Åkeson [et al.] //Z. Phys. C —1987. —Vol. 34, n. 2. —P. 163-174.
30. A Study of multi-jet events at the CERN $\bar{p}p$ collider and a search for double parton scattering [Text] /J. Alitti [et al.] // Phys. Lett. B —1991. —Vol. 268, n. 1. —P. 145-154.
31. Study of four-jet events and evidence for double parton interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV [Text] /F. Abe [et al.] //Phys. Rev. D —1993. —Vol. 47, I. 11. —P. 4857-4871.
32. Double parton scattering in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV [Text] /F. Abe [et al.] //Phys. Rev. D —1997. —Vol. 56, I. 7. —P. 3811-3832.
33. Double parton interactions in γ+3jet events in $p\overline{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Rev. D —2010. —Vol. 81, I. 5. —P. 052012-1—052012-5.
34. Double parton interactions in $\gamma + 3$ jet and $\gamma + b/c$jet + 2 jet events in $p\overline{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.96 TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Rev. D —2014. —Vol. 89, I. 7. —P. 072006-1—072006-15.

35. Measurement of hard double-parton interactions in $W(\rightarrow l\nu)+$ 2 jet events at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector [Text] /G. Aad [et al.] //New J. Phys. —2013. —Vol. 15, I. 3. —P. 033038-1— 033038-39.
36. Study of double parton scattering using W + 2-jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV [Text] /S. Chatrchyan [et al.] //J. High Energy Phys. —2014. —Vol. 2014, I. 3. —P. 1-45. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP03%282014%29032 — Last access: 15.05.2016. — Title from the screen.
37. Production of associated Υ and open charm hadrons in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 and 8 TeV via double parton scattering [Electronic resource] /R. Aaij [et al.] //Preprint — arXiv:1510.05949 — Mode of access: URL: http://arxiv.org/pdf/1510.05949v1 — Last access: 15.05.2016.
38. Glashow S. L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry [Text] /S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani //Phys. Rev.D —1970. —Vol. 2, I. 7. —P. 1285-1292.
39. Experimental Observation of a Heavy Particle J [Text] /J.J. Aubert [et al.] //Phys. Rev. Lett. —1974. —Vol. 33, I. 23. —P. 1404—1406. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation [Text] /J.E. Augustin [et al.] //Phys. Rev. Lett. —1974. —Vol. 33, I. 23. —P. 1406-1408.
40. Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton—nucleus collisions [Text] /S. W. Herb [et al.] //Phys.Rev.Lett. —1977. —Vol. 39, I. 5. —P. 252-255.
41. The Accelerator Chain [Electronic resource]// Mode of access: URL: http://www.fnal.gov/pub/tevatron/tevatron-accelerator.html — Last access: 15.05.2016.
42. The layer 0 inner silicon detector of the D0 experiment [Text] /R. Angstadt [et al.] //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A:Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment —2010. —Vol. 622, I. 1. —P. 298-310.

43. The Upgraded DØ detector [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A —2006. —Vol. 565, I. 2. — P. 463-537.

44. Ahsan M. Measurement of the production rate of the charm jet recoiling against the W boson using the DØ detector at the Fermilab Tevatron collider [Electronic resource] /M. Ahsan //Mode of access: URL: http://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/ahsan/thesis.pdf — Last access: 15.05.2016.

45. D0 Monte Carlo page [Electronic resource]// Mode of access: URL: http://www—d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/MonteCarlo.html — Last access: 15.05.2016.

46. Brun R. GEANT — Detector Description and Simulation Tool [Text]/R. Brun and F. Carminati//CERN Program Library Long Writeup W5013 —1993. 428 pp..

47. Lange D. J. The EvtGen particle decay simulation package [Text] /D. J. Lange //Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. A —2001. —Vol. 462, I. 1-2. —P. 152-155.

48. General-purpose event generators for LHC physics [Text] /A. Buckley [et al.] //Physics Reports —2011. —Vol. 504, I. 5. —P. 145-233.
Event generation with SHERPA 1.1[Electronic resource] /T. Gleisberg [et al.] //J. High Energy Phys. —2009. —Vol. 2009, I. 02. —P. 1-62. — Mode of access: URL: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2009/02/007/pdf — Last access: 15.05.2016.

49. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions [Electronic resource] /M. L. Mangano [et al.] //J. High Energy Phys. —2003. —Vol. 2003, I. 07.—P. 1-38. — Mode of access: URL: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2003/07/001/pdf — Last access: 15.05.2016.

50. Ellis R. K. An update on the next-to-leading order Monte Carlo MCFM [Text] /R. K. Ellis //Nuclear Physics B - Proceedings Supplements —2006. —Vol. 160.

—P. 170-174. Campell J. MCFM for the Tevatron and the LHC /J. Campell, R. K. Ellis //Nucl. Phys. B -Proc. Suppl. —2010. —Vol. 205-206. —P. 10-15.

51. Qiao C.-F. DJpsiFDC: an event generator for the process $gg \to J/\psi J/\psi$ at the LHC [Text] /C.-F. Qiao, J. Wang, Y.—H. Zheng //Chinese Physics C —2011. —Vol. 35, No. 3. —P. 209-214.
52. Marchesini G. Simulation of QCD Jets including Soft Gluon Interference [Text] /G. Marchesini and B. R. Webber //Nucl. Phys. B —1984. —Vol. 238, I. 1. —P. 1-29.
53. Webber B. R. A QCD Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference [Text] /B. R. Webber //Nucl. Phys. B —1984. —Vol. 238, I. 3. —P. 492-528.
54. Corcella G. HERWIG 6.5 Release Note [Electronic resource] /G. Corcella [et al.] //Preprint — arXiv:hep-ph/0210213v2 — Mode of access: URL: https://arxiv.org/abs/hep-ph/0210213v2 — Last access: 15.05.2016.
55. Bahr M. Herwig++ Physics and Manual [Text] /M. Bahr [et al.] //Eur. Phys. J. C —2008. —Vol. 58, n. 4. —P. 639-707.
56. Marchesini G. QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x [Text] /G. Marchesini //Nucl. Phys. B —1995. —Vol. 445, I.1. —P. 49-78.
57. Baumgart M. Implications of a New Light Scalar Near the Bottomonium Regime [Electronic resource] /M. Baumgart and A. Katz //J. High Energy Phys. —2012. —Vol. 2012, I. 08.—P. 1-30. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP08%282012%29133 — Last access: 15.05.2016.— Title from the screen.
58. Lee J. QCD radiative corrections to J/ψ leptonic decay by using the scalar—integral reduction method [Text] /J. Lee and C. Yu //Journal of the Korean Physical Society —2006. —Vol. 49, I. 4. —P. 1384-1388.
59. Zhang H., QCD factorization for heavy quarkonium production and fragmentation functions [Electronic resource] /H. Zhang//Mode of access:

URL: http://graduate.physics.sunysb.edu/announ/theses/zhang-hong-august-2014.pdf — Last access: 15.05.2016.

60. Measurement of the ratio of the $p\bar{p} \to W + c$-jet cross section to the inclusive $p\bar{p} \to W$+jets cross section [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Lett. B —2008. —Vol. 666, I. 1. —P. 23-30.
61. First Measurement of W Boson Production in Association with a Single Charm Quark in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /T. Aaltonen [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2008. —Vol. 2008, I. 9. —P. 091803-1—091803-7.
62. Observation of the Production of a W Boson in Association with a Single Charm Quark [Text] /T. Aaltonen [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2013. —Vol. 110, I. 7. —P. 071801-1—071801-7.
63. Measurement of the production of a W boson in association with a charm quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [Electronic resource] /G. Aad [et al.] //J. High Energy Phys. —2014. —Vol. 2014, I. 05.—P. 1-67. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP05%282014%29068 — Last access: 15.05.2016.— Title from the screen.
64. Measurement of associated W + charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Electronic resource] /S. Chatrchyan[et al.] //J. High Energy Phys. —2014. —Vol. 2014, I. 02.—P. 1-65. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007%2FJHEP02%282014%29013 — Last access: 15.05.2016.— Title from the screen.
65. Campbell J. Production of a W boson and two jets with one b-quark tag [Text] /J. Campbell, R. K. Ellis, F. Maltoni, and S. Willenbrock //Phys. Rev. D —2007. —Vol. 75, I. 5. —P. 054015-1—054015-7.
66. Associated production of a W boson and one b jet [Text] /J. Campbell [et al.] // Phys. Rev. D —2009. —Vol. 79, I. 3. —P. 034023-1—034023-9.
67. First Measurement of the b-Jet Cross Section in Events with a W Boson in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /T. Aaltonen [et al.] //Phys. Rev. Lett.

—2010. —Vol. 104, I. 13. —P. 131801-1—131801-8.

68. Measurement of the $p\bar{p} \to W + b + X$ production cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Lett. B —2013. —Vol. 718, I. 4-5. —P. 1314-1320.
69. Measurement of the cross section for the production of a W boson in association with $b-$ jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector [Text] /G. Aad [et al.] //Phys. Lett. B —2012. —Vol. 707, I. 5. —P. 418-437.
70. Run II jet physics [Text] /G. C. Blazey [et al.] //QCD and weak boson physics in Run II. Proceedings, Batavia, USA, March 4-6, June 3-4, November 4-6, 1999. —2000. —P. 47-77.
71. Measurements of inclusive W+jets production rates as a function of jet transverse momentum in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Lett. B —2011. —Vol. 705, I. 3. —P. 200-207.
72. Measurement of the differential photon + c-jet cross section and the ratio of differential photon+ c and photon+ b cross sections in proton—antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Lett. B —2013. —Vol. 719, I. 4—5. —P. 354-361.
73. Improved b quark jet identification at the D0 experiment [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Nucl. Instrum. Methods A —2014. —Vol. 763. —P. 290-303.
74. The D0 experiment's integrated luminosity for Tevatron Run IIa [Text] /T. Andeen [et al.] //FERMILAB—TM—2365 —2007. 10 pp..
75. Lafferty G. D. Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins [Text] / G. D. Lafferty and T. R. Wyatt //Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A —1995. —Vol. 355, n. 2-3. —P. 541-547.
76. Martin A. D. Parton distributions for the LHC [Text] /A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt //Eur. Phys. J. C —2009. —Vol. 63, n. 2. —P. 189-285.
77. New parton distributions for collider physics [Text] /H. L. Lai [et al.] //Phys. Rev. D —2010. —Vol. 82, I. 7. —P. 074024-1—074024-24.

78. Sjöstrand T. PYTHIA6.4 physics and manual [Text] /T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands //J. High Energy Phys. —2006. —Vol.05. —P. 026, 576 pp..
79. Particle Data Group [Text]/C. Amsler [et al.] //Phys. Lett. B —2008. —Vol. 667, n. 1—5. —P. 1-1340.
80. Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV [Electronic resource] /R. Aaij [et al.] //J. High Energy Phys. —2012. —Vol. 2012, I. 06.—P. 1-36. — Mode of access: URL: http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP06(2012)141 — Last access: 15.05.2016.— Title from the screen.
81. Measurement of $D^{*\pm}$ meson production in jets from pp collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV with the ATLAS detector [Text] /G. Aad [et al.] //Phys. Rev. D —2012. —Vol. 85, I. 5. —P. 052005-1—052005-22.
82. Measurement of Associated Production of Z Bosons with Charm Quark Jets in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2014. —Vol. 112, I. 4. —P. 042001-1—042001-7.
83. Measurement of charm production in neutrino charged-current interactions [Text]/ A. Kayis—Topaksu [et al.] //New J.Phys. —2011. —Vol. 13, n. 9. —P. 093002-1—093002-15.
84. Determination of strange sea quark distributions from fixed-target and collider data [Text] /S. Alekhin [et al.] //Phys. Rev. D —2015. —Vol. 91, I. 9. —P. 094002-1—094002-16.
85. Berezhnoy A. V. Production of J/ψ-meson pairs and $4c$ tetraquark at the LHC [Text] /A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov //Phys. Rev. D —2011. —Vol. 84, I. 9. —P. 094023-1—094023-9.
86. Humpert B. $\psi\psi$ production at collider energies /B. Humpert and P. Mery //Z. Phys. C —1983. —Vol. 20, n. 1. —P. 83-93.
87. Dieiev A. V. Production of charmonium and jets in ultrarelativistic proton-proton collisions [Text] /A. V. Dieiev, V. V. Kotlyar, N. I. Maslov //Journal of Kharkiv National University —2013. —Vol. 1040, Physical series "NUCLEI,

PARTICLES, FIELDS n. 1/57/. —P. 48, 11 pp..

88. Evidence for $\psi\psi$ Production in π^- Interactions at 150-GeV/c and 280-GeV/c [Text] /J. Badier [et al.] //Phys. Lett. B —1982. —Vol. 114, I. 6. —P. 457-460.
89. $\psi\psi$ Production and Limits on Beauty Meson Production From 400-GeV/c Protons [Text] /J. Badier [et al.] //Phys. Lett. B —1985. —Vol. 158, I. 1. —P. 85-91.
90. Observation of J/ψ pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7TeV$ [Text] /R. Aaij[et al.] //Phys. Lett. B —2012. —Vol. 707, I. 1. —P. 52-59.
91. Chao K.—Ta. High $p_T\psi\psi$ production as strong signals for double parton scattering at the Tevatron [Text] /F. Yuan and K.—Ta Chao //J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. —1998. —Vol. 24, n. 6. —P. 1105-1112.
92. Qiao C.—F. J/ψ pair production at the Tevatron [Text] /C.—F. Qiao //Phys. Rev. D —2002. —Vol. 66, I. 5. —P. 057504-1—057504-3.
93. Interparticle correlations in the production of J/ψ pairs in proton-proton collisions [Text] /S. P. Baranov, A. M. Snigirev, N. P. Zotov *et al.* //Phys. Rev. D —2013. —Vol. 87, I. 3. —P. 034035-1—034035-7.
94. Kom C. H. Pair Production of J/psi as a Probe of Double Parton Scattering at LHCb [Text] /C. H. Kom, A. Kulesza, and W. J. Stirling //Phys. Rev. Lett. —2011. —Vol. 107, I. 8. —P. 082002-1—082002-5.
95. Blok B. Four—jet production at LHC and Tevatron in QCD /B. Blok, Yu. Dokshitzer, L. Frankfurt, and M. Strikman //Phys.Rev. D —2011. —Vol. 83, I. 7. —P. 071501-1—071501-5.
96. Jung H. k(t) factorization and CCFM: The Solution for describing the hadronic final states: Everywhere? [Text] /H. Jung //Mod. Phys. Lett. A —2004. —Vol. 19, n. 1. —P. 1-18.
97. Qiao C.-F. J/ψ pair production at the Tevatron with $\sqrt{s}$=1.96 TeV [Text] /C.-F. Qiao and L.-P. Sun //Chinese Phys. C —2013. —Vol. 37, n. 3. —P. 033105-1—033105-5.

98. Production of J/ψ Mesons from χ_c Meson Decays in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} =$ 1.8TeV [Text] /F. Abe [et al.] //Phys. Rev. Lett. —1997. —Vol. 79, I. 4. —P. 578-583.

99. Muon reconstruction and identification with the Run II D0 detector [Text] /V. M. Abazov [et al.] //Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. Sect. A —2014. —Vol. 737. —P. 281-294.

100. Collins J. C. Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions [Text] /J. C. Collins and D. E. Soper //Phys. Rev. D —1977. —Vol. 16, I. 7. —P. 2219-2225.

101. Baranov S. P. Prompt J/Ψ production at LHC: new evidence for the k_t-factorization [Text] / S. P. Baranov, A. V. Lipatov and N. P. Zotov //Phys. Rev. D —2012. —Vol. 85, I. 1. —P. 014034-1—014034-8.

102. Polarizations of J/ψ and $\psi(2S)$ Mesons Produced in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} =$ 1.96 TeV [Text] /A. Abulencia [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2007. —Vol. 99, I. 13. —P. 132001, 7 pp.

103. Measurement of the prompt J/ψ and ψ(2S) polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Text] /S. Chatrchyan [et al.] //Phys. Lett. B —2013. —Vol. 727, I. 4-5. —P. 381-402.

104. J/ψ Polarization in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Text] /N. Maslov [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2012. —Vol. 108, I. 8. —P. 082001-1—082001-10.

105. Measurement of Inclusive Differential Cross Sections for $\Upsilon(1S)$ Production in $p\overline{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV[Text] /V. M. Abazov [et al.] //Phys. Rev. Lett. —2005. —Vol. 94, I. 23. —P. 232001-1—232001-7.

106. Lansberg J.-P. Production of J/ψ+η_c versus J/ψ+J/ψ at the LHC: Importance of Real α_s^5 Corrections /J.-P. Lansberg and H.-S. Shao //Phys. Rev. Lett. —2013. —Vol. 111, I. 12. —P. 122001-1—122001-5.

107. Strikman M. Chiral dynamics and partonic structure at large transverse distances /M. Strikman and C. Weiss // Phys. Rev.D —2009. —Vol. 80, I. 11. —P. 114029-1—114029-124.

Додаток А

Зменшення фонових подій від $t\bar{t}$

На Рис. А.1 наведено контрольний розподіл для поперечного імпульсу адронних струменів p_T з вкладом усіх фонових процесів. На Рис. А.2 показані частки подій від різних процесів, вказаних на Рис. А.1 і зноромвано на одиницю.

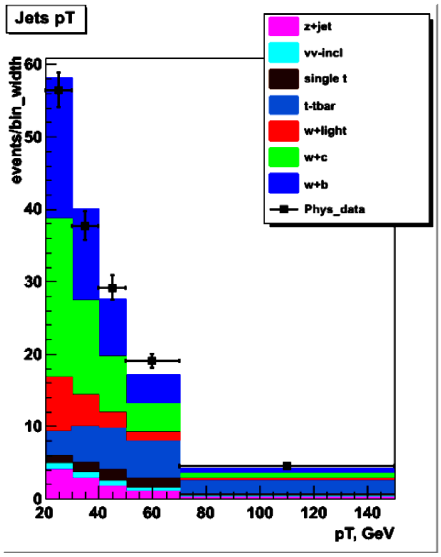

Рис. А.1. Стекова гістограма для поперечного імпульсу адронних струменів p_T з урахуванням всіх фонових процесів.

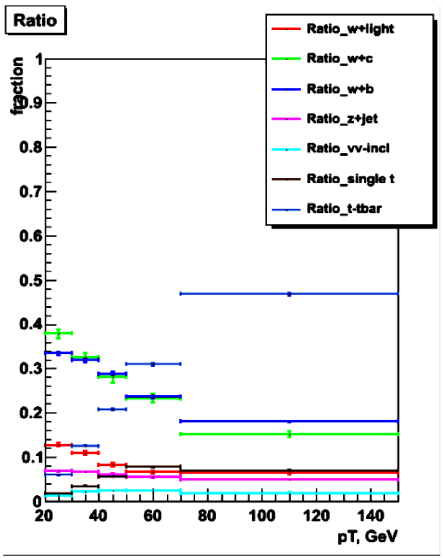

Рис. А.2. Частки фонових процесів в залежності від поперечного імпульсу адронних струменів p_T знормовані в кожному біні на одиницю.

Як можна побачити, в останньому інтервалі по p_T є величезний внесок від процесу $t\bar{t}$, Fig A.2. Щоб зменишити частку цих подій і була застосована умова на H_T.

Відповідно Рис. А.3 та А.4, було обрано критерій додаткового відбору $H_T < 175$ ГеВ.

Після застосування критерію відбору $H_T < 175$ ГеВ значно була зменшена частка подій з $t\bar{t}$ (Рис. А.5 та А.6).

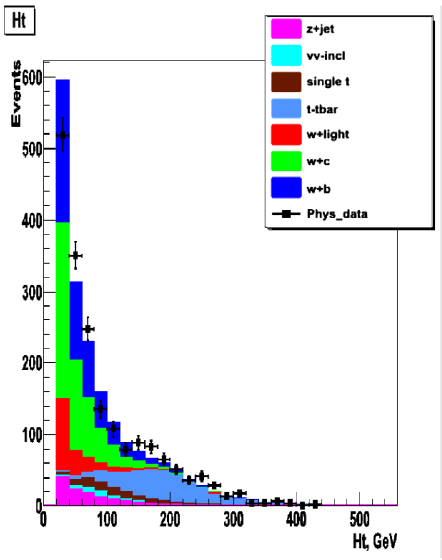

Рис. А.3. Розподіл введеної змінної H_T, лінійна шкала.

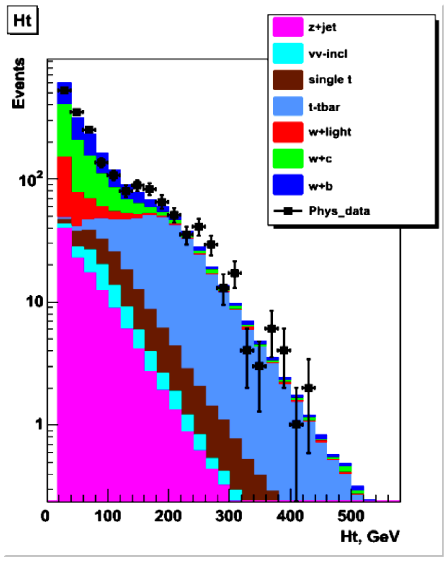

Рис. А.4. Розподіл введеної змінної H_T, логарифмічна шкала.

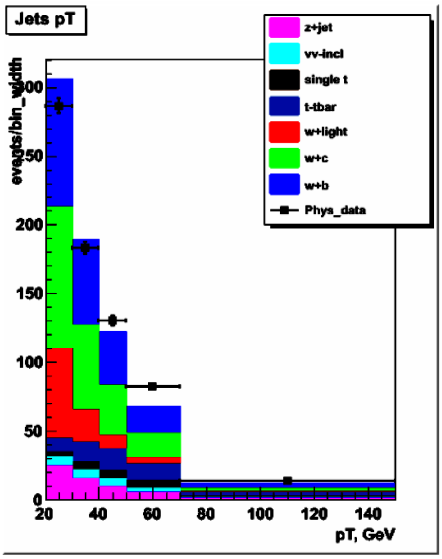

Рис. А.5. Стекова гістограма для поперечного імпульсу адронних струменів p_T з урахуванням всіх фонових процесів після застосування критерію відбору з H_T.

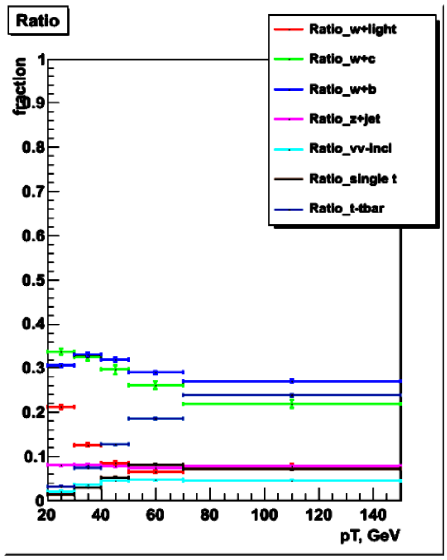

Рис. А.6. Частки фонових процесів в залежності від поперечного імпульсу адронних струменів p_T знормовані в кожному біні на одиницю після застосування критерію відбору з H_T.

Непертурбативні поправки

Пертурбативна квантова хромодинаміка дає нам уявлення про взаємодію партонів в таких процесах як $2 \to 2$ чи $2 \to 3$. КХД використовується на малих відстанях. На великих відстанях КХД стає сильновзаємодіючою і теорія збурень вже не працює. В режимі конфайнменту, забарвлені партони утворюють безкольорові адрони, що називається адронізацією. В цьому процесі адронізації утворюються додаткові кварк-антикваркові пари, що утворюють потім адронні струмені або безкольорові частинки.

Під час зіткнення двох адронів при високих енергіях, більш ніж один партон в одному з адронів може взаємодіяти з партоном з іншого адрону, який може дати в кінцевому стані частинки з великим поперечним імпульсом. Ефект багатопартонної взаємодії пригнічується в інклюзивних змінних, але це дуже важливо для розуміння адронного кінцевого стану.

Для врахування непертурбативних ефектів було використано моделювання методами Монте-Карло завдяки SHERPA-1.4.0 та Pythia 6.4.21. Ці поправки відповідають ефектам адронізації та наслідків множинних взаємодій партонів. Окремо для кожного ефекту, так ї загальна поправка були знайдені. Ця корекція визначалася в кілька етапів(головні лістинги наведено для вхідних файлів SHERPA):

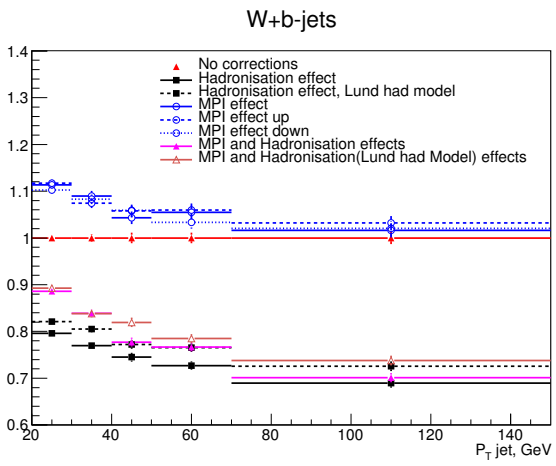

Рис. А.7. Непертурбативні корекції для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від b кварків, розраховані завдяки SHERPA.

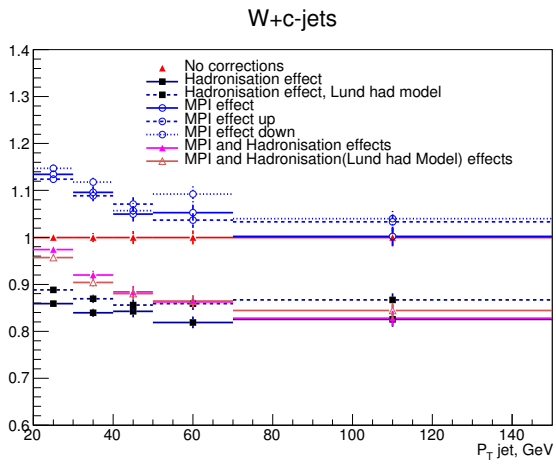

Рис. А.8. Непертурбативні корекції для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від c кварків, розраховані завдяки SHERPA.

- Генерація подій без ефектів адронізації та мультипартонної взаємодії:

  (fragmentation)

  FRAGMENTATION = Off

  DECAYMODEL = Off

  (fragmentation)

  .....

  (mi)

  MI_HANDLER = None

  (mi)

- Генерація подій без ефектів від мультипартонної взаємодії але з врахуванням адронізації:

  (fragmentation)

  FRAGMENTATION = Ahadic

  DECAYMODEL = Hadrons

  (fragmentation)

  .....

  (mi)

  MI_HANDLER = None

  (mi)

  І для систематики на визначення корекції на адронізацію,

  (fragmentation)

  FRAGMENTATION = Lund

  DECAYMODEL = Lund

  (fragmentation)

  .....

  (mi)

  MI_HANDLER = None

  (mi)

- Генерація подій з ефектами від мультипартонної взаємодії але з врахуванням адронізації:

  (fragmentation)

  FRAGMENTATION = Ahadic

  DECAYMODEL = Hadrons

  (fragmentation)

  .....

  (mi)

  MI_HANDLER = Amisic

  TUNE=CT10

  (mi)

  І для систематики на визначення корекції на мультипартонну взаємодію,

  (fragmentation)

  FRAGMENTATION = Ahadic

  DECAYMODEL = Hadrons

  (fragmentation)

  .....

  (mi)

  MI_HANDLER = Amisic

  TUNE=CT10_UEup (TUNE=CT10_UEdown)

  (mi)

- Ефект від адронізації в залежності від поперечного імпульсу адронного струменю p_T розраховувася як відношення перерізів з "включеною" та "виключеною" адронізацією при генерації: $\frac{\sigma(W+b+X)(had)}{\sigma(W+b+X)(no\ MPI,no\ had)}$.
- Ефект від мультипартонної взаємодії в залежності від поперечного імпульсу адронного струменю p_T розраховувася як відношення перерізів з "включеними" адронізацією та мультипартонною взаємодією та "виключеною"мультипартонною взаємодією(але "включеною" адронізацією) при генерації: $\frac{\sigma(W+b+X)(MPI+had)}{\sigma(W+b+X)(had)}$

- Повний ефект в залежності від поперечного імпульсу адронного струменю p_T розраховувася як відношення перерізів відповідними “включеними” та “виключеними” специфіками: $\frac{\sigma(W+b+X)(MPI+had)}{\sigma(W+b+X)(no\ MPI,no\ had)}$.

Результати розрахунку поправочних коефіцієнтів наведено на Рис. A.7, A.8 (генерація завдяки SHERPA) та Рис. A.9, A.10 (генерація завдяки Pythia).

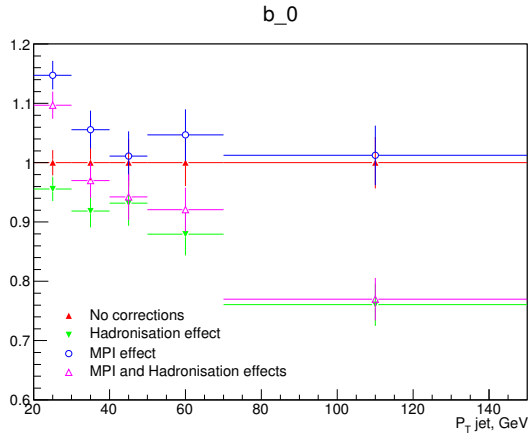

Рис. A.9. Непертурбативні корекції для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від b кварків, розраховані завдяки Pythia.

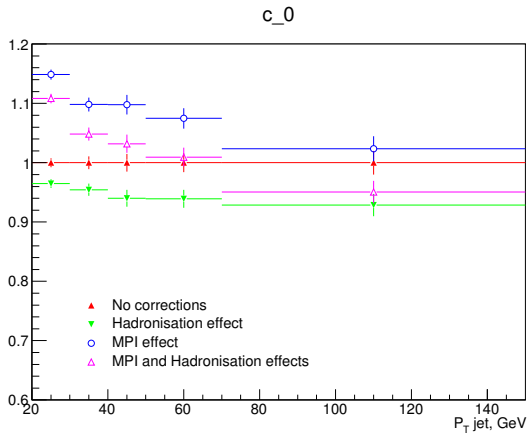

Рис. A.10. Непертурбативні корекції для подій з народженням W бозонів та адронних струменів від c кварків, розраховані завдяки Pythia.

Остаточна корекція бралася як середня між розрахунками, зробленими в SHERPA та Pythia.

Приклад вхідного файлу для SHERPA:

```
(run)
EVENTS = 500000
ANALYSIS=0
FILE_SIZE = 10000
LOG_FILE = Wc.log
RANDOM_SEED1 = 111
RANDOM_SEED2 = 211
D0_HEPEVT_OUTPUT = Wc_hepevtLA
MASSIVE[4] 1;
(run)
(beam) BEAM_1 = 2212; BEAM_ENERGY_1 = 980;
BEAM_2 = -2212; BEAM_ENERGY_2 = 980;
(beam)
(processes)
Process 93 93 -> 13 -14 4 -4 932
Order_EW 2
CKKW sqr(20/E_CMS)
End process;
Process 93 93 -> -13 14 4 -4 932
Order_EW 2
CKKW sqr(20/E_CMS)
End process;
Process 93 93 -> -13 14 -4 932
Order_EW 2
CKKW sqr(20/E_CMS)
End process;
Process 93 93 -> -13 -14 4 932
Order_EW 2
CKKW sqr(20/E_CMS)
End process;
(processes)
(me)
ME_SIGNAL_GENERATOR = Comix
EVENT_GENERATION_MODE = Weighted
(me)
(integration)
ERROR = 0.1
(integration)
(fragmentation)
FRAGMENTATION = Ahadic
DECAYMODEL = Hadrons
(fragmentation)
(selector)
Mass -13 14 1.7 E_CMS
Mass 13 -14 1.7 E_CMS
# c cuts
PT 4 5 E_CMS
PT -4 5 E_CMS
Rapidity 4 -2.0 2.0
Rapidity -4 -2.0 2.0
# nu cuts
ET 14 15 E_CMS
ET -14 15 E_CMS
# MU cuts
PT 13 15 E_CMS
PT -13 15 E_CMS
Rapidity 13 -2.0 2.0
Rapidity -13 -2.0 2.0
(selector)
(mi)
TUNE=CT10
MI_HANDLER = Amisic
(mi)
```

Перелік статистичних та систематичних похибок при вимірюванні диференціальних перерізів

Перелічені далі впливи були визначені як систематичні похибки при вимірюванні диференціальних перерізів утворення W-бозонів та адронних струменів від c та b кварків.

1. Світимість: 6.1% (визначається фізичною групою світимості).
2. Похибка на ідентифікацію мюонів: імає кілька складових. Перша, власне, ідентифікаця мюонів(1.2%), друга — похибка на ефективність реконструкції мюону(1.4%) та остання похибка ефективності ізоляції мюону(0.9%).
3. ідентифікаці адронних струменів від b кварків (b-ID): ефект визначався завдяки варіації коректуючих множників(scale factors) $\pm\sigma$.
4. Похибка на тригерну ефективність:4.4%.
5. Похибка від корекції енергії адронних струменів та роздільної здатності по енергії.
6. Похибка від віднімання подій з народженням адронних струменів від легких кварків, яка виникає при двох методах віднімання цих подій;
7. Похибка на віднімання фонових подій.

Таблиця А.1. Систематичні похибки(%) для перерізу народження W бозону з c-струменями

P_T^{jet}, GeV	Muon ID	Lumi	Trigg. eff.	Data JES	Acceptance JES	Acceptance JER	b-ID SF	c-fraction from fit	Bckg. subtr. l-jet	Bckg. subtr. Z+jet, $t\bar{t}$, DB	Tot.
20-30	2.1	6.1	4.4	12.4	4.0	1.4	4.2	6.3	4.0	1.2	17.0
30-40	2.1	6.1	4.4	3.3	1.0	1.3	4.4	6.0	3.2	1.4	11.0
40-50	2.1	6.1	4.4	2.3	1.0	0.3	5.3	7.5	2.6	1.8	11.9
50-70	2.1	6.1	4.4	2.9	1.0	0.1	6.2	6.9	2.3	2.2	12.1
70-150	2.1	6.1	4.4	6.0	1.0	0.4	6.5	10.6	2.2	2.5	15.6

Таблиця А.2. Систематичні похибки(%) для перерізу народження W бозону з b-струменями

P_T^{jet}, GeV	Muon ID	Lumi	Trigg. eff.	Data JES	Acceptance JES	Acceptance JER	b-ID SF	b-fraction from fit	Bckg. subtr. l-jet	Bckg. subtr. Z+jet, $t\bar{t}$, DB	Tot.
20-30	2.1	6.1	4.4	12.4	4.0	2.3	4.2	6.7	6.0	1.2	17.8
30-40	2.1	6.1	4.4	3.3	1.0	1.1	4.4	9.4	4.8	1.4	13.6
40-50	2.1	6.1	4.4	2.3	1.0	0.4	5.3	10.7	3.9	1.8	14.4
50-70	2.1	6.1	4.4	2.9	1.0	0.3	6.2	11.2	3.4	2.2	15.2
70-150	2.1	6.1	4.4	6.0	1.0	0.5	6.5	13.2	3.3	2.5	17.7

Додаток Б

Контрольні розподіли в подіях з одночасним народженням J/ψ мезонів

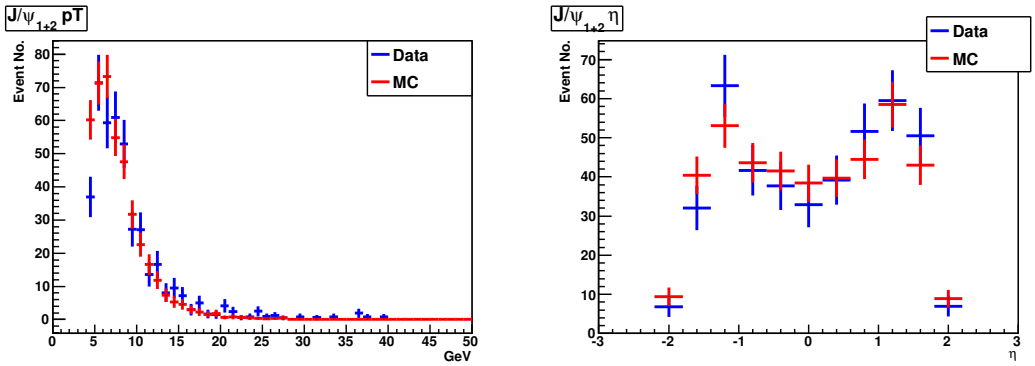

Рис. Б.1. p_T, η розподіли в подіях з одночасним народженням J/ψ мезонів.

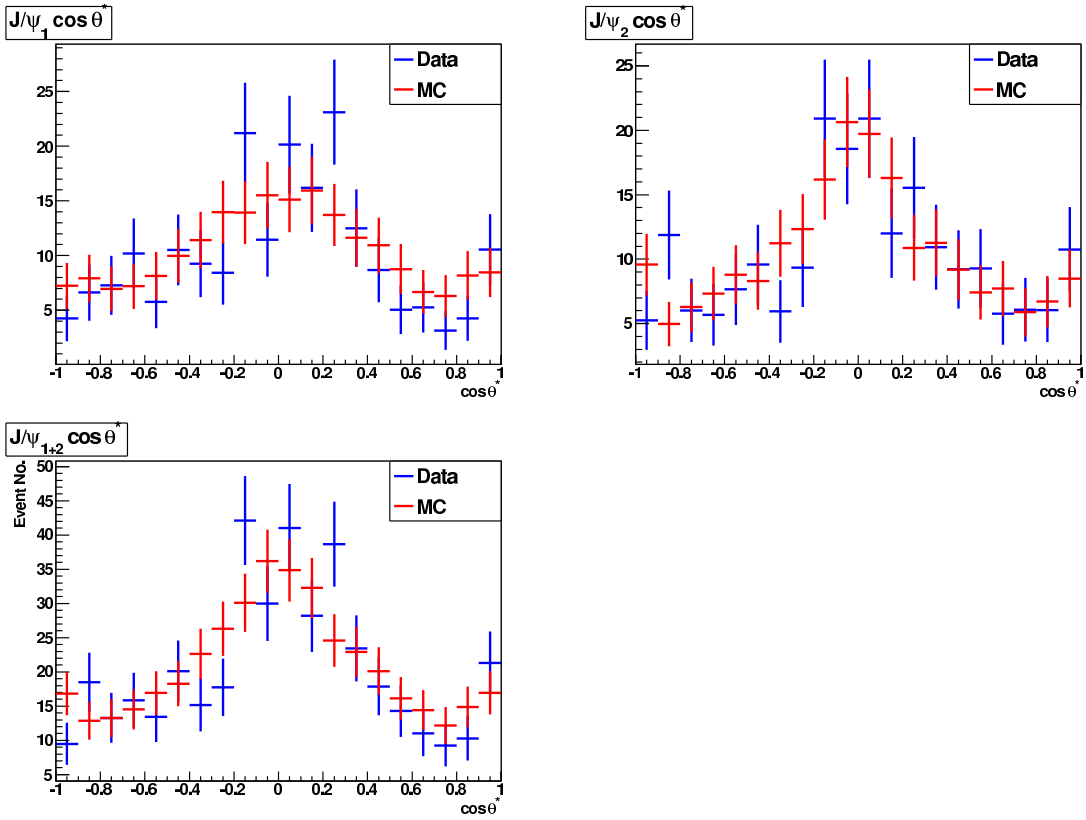

Рис. Б.2. $cos\theta^*$ розподіл в подіях з одночасним народженням J/ψ мезонів.

Підгонка двовмиірного розподілу $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$ -$c\tau$

Для прямого знаходження часток подій SP, DP і непрямо народжених одночасно J/ψ мезонів з онієї підгонки можливо використати двовимірний розподіл по змінних $|\Delta\eta|$ та інклюзивному(обох J/ψ мезонів) $c\tau$. 2D розподіли для всіх компонент підгонки, що необхідні, показано на Рис. Б.3, Б.4, Б.5, Б.6.

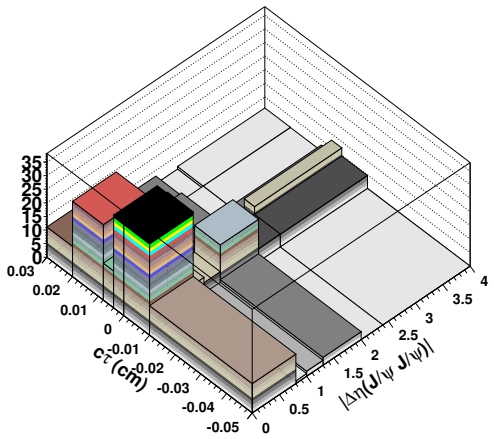

Рис. Б.3. $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$ – $c\tau$ в реальних даних

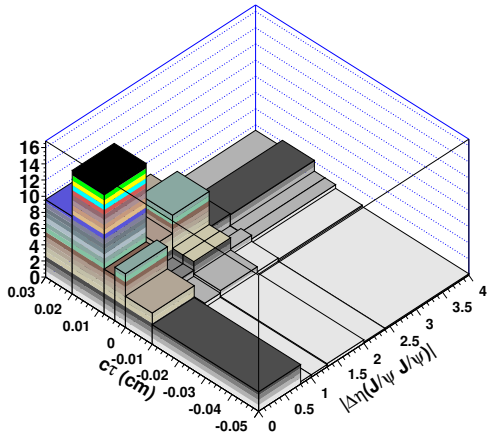

Рис. Б.4. $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$ – $c\tau$ для непрямої компоненти J/ψ

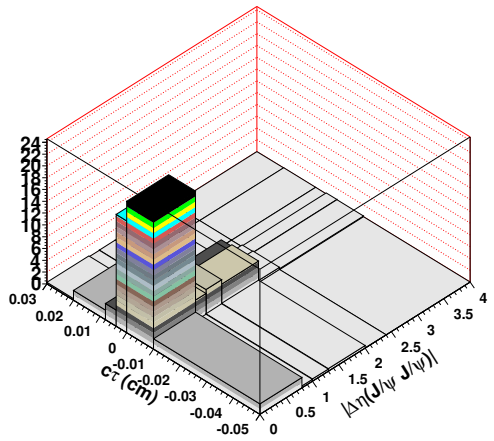

Рис. Б.5. $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$ – $c\tau$, SP(Herwig++) MC

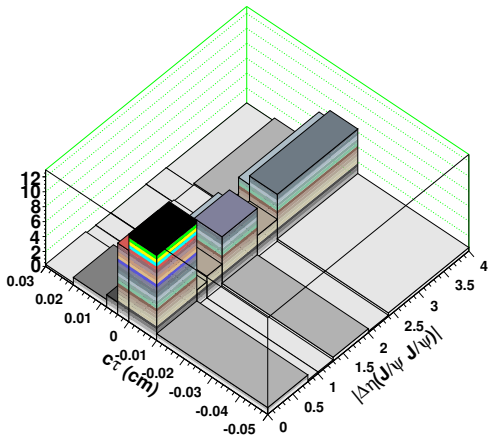

Рис. Б.6. $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$ – $c\tau$, SP(Herwig++) MC

Ми точно не знаємо пряму-непряму компоненту фонових подій, тому ми віднімали від даних два протилежних випадки прямої-непрямої компоненти: як SP так і DP. Рис. Б.7 та Б.9 показують проекції результату підгонки на вісі $c\tau$ та $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$. В зразках використовувалися події згенеровані методами Монте-Карло: Herwig++ для зразку SP, та Pythia8 для зразку подій DP.

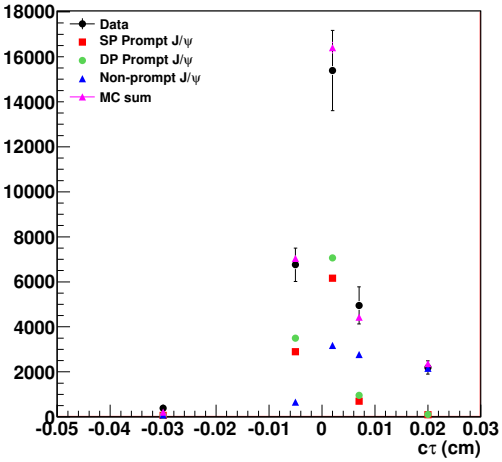

Рис. Б.7. Проекція результату підгонки на вісь $c\tau$, лінійна шкала.

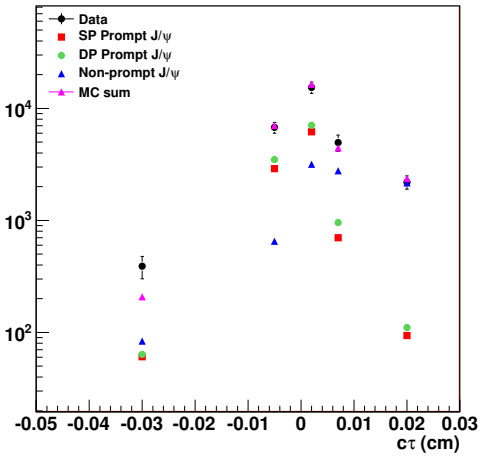

Рис. Б.8. Проекція результату підгонки на вісь $c\tau$, логарифмічна шкала.

Використовуючи підгонку, було одержано наступні значення для часток подій:

- для прямої-непрямої компоненти-шаблону як SP: $P_{SP} = 0.285 \pm 0.083$, $P_{DP} = 0.338 \pm 0.083$, $P_{non-prompt} = 0.378 \pm 0.060$.
- для прямої-непрямої компоненти-шаблону як DP: $P_{SP} = 0.351 \pm 0.082$, $P_{DP} = 0.265 \pm 0.076$, $P_{non-prompt} = 0.384 \pm 0.060$.

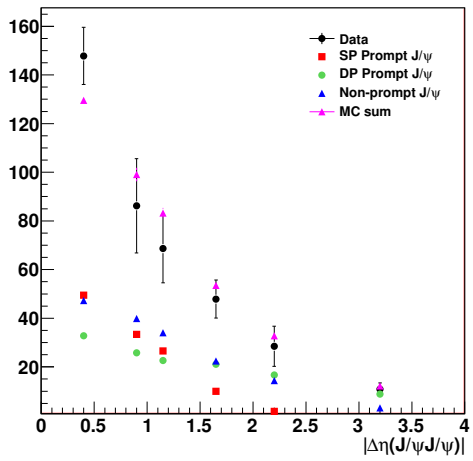

Рис. Б.9. Проекція результату підгонки на вісь $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$, лінійна шкала.

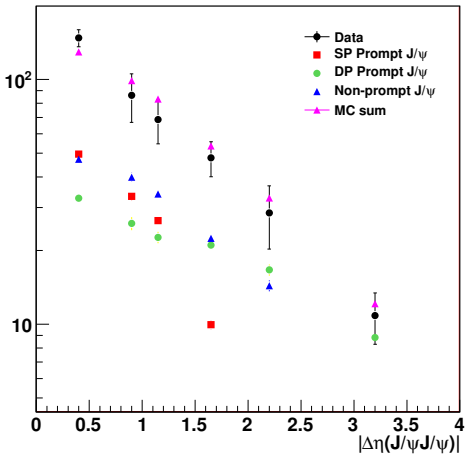

Рис. Б.10. Проекція результату підгонки на вісь $|\Delta\eta(J/\psi J/\psi)|$, логарифмічна шкала.

Порівняння J/ψ p_T спектру вимірювання зробленим CDF експериментом та передбаченням генератора подій методами Монте–Карло Pythia 8

CDF експеримент виміряв диференціальні перерізи народження прямого J/ψ мезонів в кінематичному діапазоні $p_T^{J/\psi} > 1.25$ ГеВ та $\eta^{J/\psi} < 0.6$.

Для оцінки тригерної ефективності народження одночасного двох J/ψ мезонів у випадку DP та SP механізмів, та народження одиночного J/ψ мезону було зроблено порівняння спектру поперечної компонети імпульсу одиночного J/ψ мезону(CS та CO моделі), згенерованих завдяки Pythia8 та вирюванням диференціального перерізу народження одиночного J/ψ мезону, зробленого CDF колаборацією. Для обох моделей(CS та CO) було згенеровано по 1 млн подій.На генераторному рівні відбору були застосовані умови: $p_T^{J/\psi} > 1$ ГеВ та $|\eta^{J/\psi}| < 2.4$. Після цього залишилося 443104 подій з одиночним J/ψ мезоном в моделі CS та 67903 подій з одиночним J/ψ мезоном в моделі CO. Застосовуючи умови $p_T^{J/\psi} > 4$ ГеВ та $|\eta^{J/\psi}| < 0.6$ залишилася наступна кількість подій: 27733(CS) та 4833(CO).

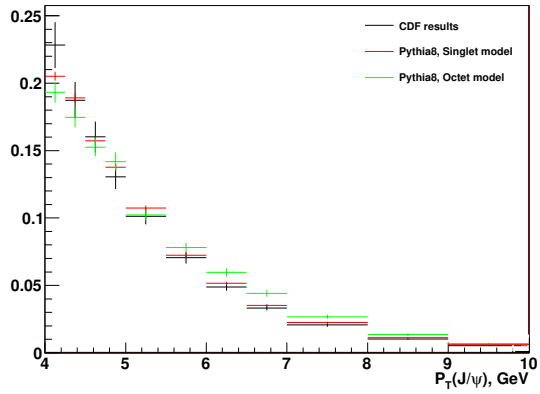

Рис. Б.11. Порівняння $p_T^{J/\psi}$ спектрів вимірювання експерименту CDF (чорна лінія) та моделями в Pythia8 CS (червона лінія) та CO (зелена лінія), лінійна шкала.

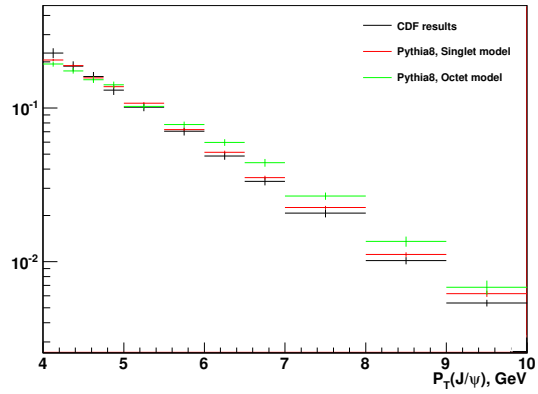

Рис. Б.12. Порівняння $p_T^{J/\psi}$ спектрів вимірювання експерименту CDF (чорна лінія) та моделями в Pythia8 CS (червона лінія) та CO (зелена лінія), логарифмічна шкала.

На Рис. Б.11,Б.13 видно, що модель CS краще описує вимірювання CDF експерименту, чим m модель CO в діапвзоні зацікавленості, з поперечною компонентою імпульсу $p_T^{J/\psi} > 4$ ГеВ. Тому для підрахунку аксептансу та ефективності критеріїв відбору використовувалося події, згенеровані методами Монте-Карло з моделлю CS.

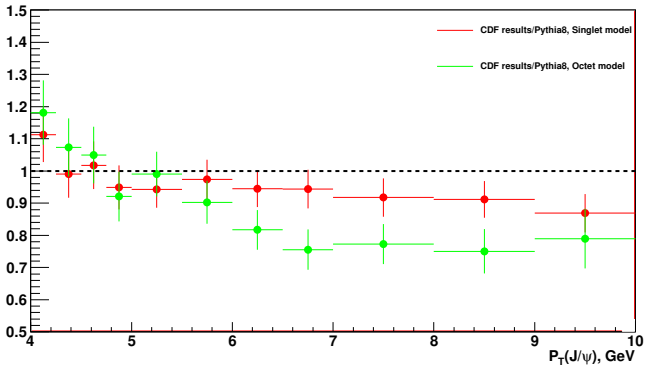

Рис. Б.13. Відношення віднормоваого спектру $p_T^{J/\psi}$ результату CDF експерименту до передбачень Pythia8 CS (червона лінія) та CO (зелена лінія).

Перелік статистичних та систематичних похибок при вимірюванні ефективног перерізу σ_{eff}

Таблиця Б.1. Компоненти загальної статистичної та систематичної похибок при вимірюванні ефективног перерізу σ_{eff}

Component	Value	Statistical error (%)	Systematic error (%)
N_{data} , single J/ψ	6.52217e+06	0.04	1.3
Prompt fraction, single J/ψ	0.814	0	1.1
Luminosity	8.12fb^{-1}	0.0	6.0
Acceptance x selection efficiency	0.221	0.9	10.5
N_{data} , double J/ψ	138	8.5	0
Efficiency $c\tau$, double J/ψ	0.941	0.5	0
comb.bkg , double J/ψ	0.132	0	2.9
DP fraction	0.303	0	34.4
Prompt fraction , double J/ψ	0.604	0	14.4
Acceptance x selection efficiency, double J/ψ	0.105	5.6	5.0
Trigger efficiency, single J/ψ Trigger efficiency, double J/ψ	0.124 0.484	0	30.2
σ_{eff}	4.8 mb	10.3	53.1