

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*На правах рукописи*

Голованов Георгий Анатольевич

**МНОГОПАРТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В  
ПРОТОН-АНТИПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0 НА КОЛЛАЙДЕРЕ ТЭВАТРОН**

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2016

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

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор,  
начальник сектора ЛЯП ОИЯИ  
**Скачков Николай Борисович**

Официальные оппоненты: **Мочалов Василий Вадимович**,  
доктор физико-математических наук, ведущий науч-  
ный сотрудник Отдела экспериментальной физики  
Федерального государственного бюджетного учре-  
ждения «Государственный научный центр Россий-  
ской Федерации – Институт физики высоких энер-  
гий» (г. Протвино)

**Катаев Андрей Львович**,  
доктор физико-математических наук, ведущий науч-  
ный сотрудник Отдела теоретической физики Феде-  
рального государственного бюджетного учреждения  
науки Институт ядерных исследований Российской  
академии наук (г. Москва)

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образова-  
тельное учреждение высшего образования «Сара-  
товский национальный исследовательский государ-  
ственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

Защита состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2016 г. на заседании диссертационного  
совета Д 720.001.03 на базе ОИЯИ по адресу: 141980, Дубна, ОИЯИ, лабора-  
тория ядерных проблем им. В.П. Джелепова, корп. 1, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ и на сайте  
[http://wwinfo.jinr.ru/announce\\_disser.htm](http://wwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm)

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 720.001.03

*Карамышева Г.А.*

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Согласно партонной модели, протон представляется как связанное состояние трех фермионов с дробным электрическим зарядом (кварков), которые несут SU(3) цветовой заряд и взаимодействуют посредством обмена глюонами. Квантовая хромодинамика (КХД) – калибровочная теория, описывающая сильные взаимодействия между кварками и глюонами, является точным инструментом в описании множества характеристик процессов с участием адронов.

Партонная модель КХД описывает экспериментальные результаты, сводя взаимодействие пары адронов (нуклонов) к взаимодействию пары отдельных партонов внутри них. При таком механизме другие кварки внутри нуклона (спектаторы) не участвуют во взаимодействии. Однако, существует вероятность такого нуклон-нуклонного столкновения, при котором конечное состояние образовано не одной, а двумя и более парами взаимодействующих партонов, т.е. процессами с *многопартонными взаимодействиями*.

Сечение процессов с многопартонными взаимодействиями зависит от пространственного распределения партонов внутри нуклона. Если партонны распределены в нуклоне равномерно, то сечение процессов с многопартонными взаимодействиями будет низким, в то время как его значение возрастает с большей концентрацией партонной плотности. Таким образом, изучение подобных процессов несет новую и важную информацию о внутренней структуре нуклонов.

Структура адронов может быть описана с использованием КХД, однако используемые теорией уравнения являются непertурбативными, что делает затруднительным их решение стандартными методами. Несмотря на прогресс в описании структуры адронов с использованием компьютерного моделирования, на сегодняшний день, основными являются феноменологические модели, основанные на экспериментальных данных. Это делает актуальным измерение величин, таких как доля событий с многопартонными взаимодействиями ( $f_{DP}$ ) и эффективное сечение ( $\sigma_{eff}$ ) – процесс-независимый параметр, непосредственно связанный с пространственной плотностью партонов в адронах.

Помимо информации о внутренней структуре адронов, многопартонные взаимодействия также представляют интерес для лучшего понимания

динамики КХД. В частности, механизм фрагментации партонов в адронные струи также является непertурбативным и основан на феноменологических моделях, требующих настройки параметров, извлекаемых из эксперимента. Это делает актуальным изучение многопартонных процессов с образованием адронных струй в конечном состоянии.

Процессы с многопартонными взаимодействиями также могут быть источником фона к некоторым редким процессам. В таких случаях, одно из партон-партонных взаимодействий способно породить пару адронных струй, мимикрируя при этом под пару струй сигнального события. Например,  $2 \rightarrow 2$  процесс ассоциативного рождения  $q\bar{q} \rightarrow HW$ , с последующими распадами  $H \rightarrow b\bar{b}$  и  $W \rightarrow l\nu$ , будет иметь такое же конечное состояние как и два  $2 \rightarrow 2$  процесса  $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$  и  $q\bar{q} \rightarrow W$ , произошедших в одном  $p\bar{p}$  взаимодействии посредством взаимодействия двух пар партонов. Точная оценка уровня фона, обусловленного этими процессами, имеет большое значение в современной физике элементарных частиц, а физические наблюдаемые, чувствительные к кинематике процессов с многопартонными взаимодействиями, позволяют существенно подавить фон, повышая при этом эффективность поиска редких процессов.

### Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является исследование свойств процессов с многопартонными взаимодействиями в  $p\bar{p}$  столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ на экспериментальных данных установки D0. Более детально в работе преследуются следующие цели:

- Измерение доли двухпартонных взаимодействий в процессе  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jets$ .
- Измерение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий  $\sigma_{eff}$  – процесс-независимого параметра, связанного с пространственным распределением партонов внутри протона (антипротона).
- Оценка фона, вызванного событиями с многопартонными взаимодействиями, в процессах ассоциативного рождения  $W$ -бозона и бозона Хиггса ( $p\bar{p} \rightarrow WH$ ) при энергии Тэватрона.

Согласно поставленным целям, сформулированы и решены следующие задачи:

- Обработаны экспериментальные данные протон-антипротонных столкновений, набранных в эксперименте D0 на Тэватроне в ходе сеанса RunIIa в объеме, соответствующему интегральной светимости  $1.1 \text{ фб}^{-1}$ .
- Создано программное обеспечение для анализа данных установки D0, с помощью которого выделены события ассоциативного рождения прямого фотона и адронной струи  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ . Оптимизированы критерии, обеспечивающие высокую эффективность отбора фотонных кандидатов и адронных струй.
- Изучены кинематические особенности процессов  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$  и свойства фотонных кандидатов и адронных струй.
- События, отобранные для анализа, содержащие фотон с поперечным импульсом от 30 до 300 ГэВ и адронную струю с поперечным импульсом от 15 ГэВ, использовались для измерения тройного дифференциального сечения процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ .
- Исследована зависимость сечения от поперечного импульса фотона в различных областях по быстротам фотона и струи, и произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в следующем за лидирующим порядке КХД.
- В имеющейся выборке обработанных экспериментальных данных, отобраны события с однократными  $p\bar{p}$  столкновениями и конечным состоянием  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jet + X$ .
- Создан комплекс программного обеспечения для моделирования сигнальных событий с многопартонными взаимодействиями на основе экспериментальных данных установки D0.
- Отобранные для анализа события, содержащие фотон с поперечным импульсом  $60 < p_T^\gamma < 80$  ГэВ, лидирующую струю с  $p_T^{jet1} > 25$  ГэВ и две дополнительные струи с  $p_T^{jet2,3} > 15$  ГэВ, использованы для определения доли событий с двухпартонными взаимодействиями, а также для измерения эффективного сечения  $\sigma_{eff}$  в трех интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи, покрывающих область  $15 < p_T^{jet2} < 30$  ГэВ.
- Произведена оценка фона, обусловленного событиями с многопартонными взаимодействиями, для процесса  $p\bar{p} \rightarrow WH$ , для чего

смоделирована необходимая для анализа статистика сигнальных и фоновых двухпартонных событий, а также предложен набор переменных, чувствительных к кинематике многопартонных взаимодействий, которые способны существенно улучшить выделение сигнала над фоном.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Результаты измерения доли событий с двухпартонными взаимодействиями в протон-антипротонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ в конечном состоянии  $\gamma + 3 jets$  на установке D0 и исследование зависимости от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в интервале  $15 < p_T^{jet2} < 30$  ГэВ.
2. Результаты измерения эффективного сечения событий с двухпартонными взаимодействиями, связанного с распределением партонной плотности внутри протона при энергии  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ, и исследование зависимости от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в том же интервале.
3. Результаты измерения тройного дифференциального сечения процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$  и исследование зависимости сечения от поперечного импульса фотона в различных областях по быстротам фотона и струи.
4. Результаты оценки фона, образованного событиями с двухпартонными взаимодействиями, в процессе ассоциативного рождения бозона Хиггса и  $W$ -бозона в протон-антипротонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ.
5. Предложен набор кинематических переменных, используемых для разделения сигнальных  $HW$  и фоновых  $W + 2 jets$  событий, образованных посредством механизма двойного партонного взаимодействия.

**Научная новизна и практическая значимость** заключается в том, что данная работа является первым измерением доли ( $f_{DP}$ ) и эффективного сечения ( $\sigma_{eff}$ ) событий с двухпартонными взаимодействиями в процессе  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jets$  при энергии протон-антипротонных столкновений 1.96 ТэВ

в с.ц.м. В отличие от предыдущих работ, имеющаяся статистика позволяет производить измерение в кинематической области с более энергетичными фотонными кандидатами ( $60 < p_T^\gamma < 80$  ГэВ), что позволяет подавить вклад фоновых процессов с фотонами, рожденными в результате распадов  $\pi^0$  и  $\eta$  мезонов.

В работе впервые исследована зависимость  $f_{DP}$  и  $\sigma_{eff}$  от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в интервале  $15 < p_T^{jet2} < 30$  ГэВ, интерпретируемого как энергетическая шкала второго партонного взаимодействия. Измеренное значение получено на данных эксперимента D0, соответствующих статистике  $1.1 \text{ фб}^{-1}$ , и, с учетом систематических неопределенностей, является наиболее точным по сравнению со всеми предыдущими измерениями параметра  $\sigma_{eff}$ .

В порядке изучения свойств процессов с конечным состоянием “фотон + струя”, впервые произведено измерение тройного дифференциального сечения  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$  процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$  в четырех областях быстрот фотона и струи, и произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в следующем за лидирующим порядке КХД.

С помощью измеренного значения  $\sigma_{eff}$ , впервые при энергии Тэватрона была произведена оценка фона от событий с двухпартонными взаимодействиями к процессу  $p\bar{p} \rightarrow WH$  с последующим распадом  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Предложенный набор переменных, чувствительных к кинематике двухпартонных взаимодействий, позволяет понизить вклад фона и может представлять интерес в задачах поиска редких процессов на LHC и будущих ускорителях.

### Апробация работы

Результаты работы докладывались автором на совещаниях коллаборация D0; на научных семинарах Fermilab; на XI научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ (5 – 9 февраля 2007 г., ОИЯИ, Дубна); на международных конференциях American Physical Society (February 13 – 16 2010, Washington, USA; April 13 – 16 2013, Denver, USA; April 5 – 8 2014, Savannah, USA), Workshop on Multi-Parton Interactions at the LHC (21 – 25 November 2011, Hamburg, Germany), XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (15 – 20 September 2014, Dubna, Russia).

**Личный вклад** автора в проведении исследований и получении представленных в работе результатов является определяющим. Все представленные в работе результаты получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

### **Публикации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях [1–5], 4 из которых изданы в рецензируемых журналах и 1 – в материалах конференций.

### **Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и четырех приложений. Полный объем диссертации 149 страниц текста с 59 рисунками и 13 таблицами. Список литературы содержит 111 наименование.

## **Содержание работы**

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертации, формулируются цели и задачи работы, дается общая характеристика работы, включая ее структуру.

**Первая глава** посвящена общим характеристикам процессов жесткого взаимодействия кварков и глюонов, а также теоретическому обоснованию возможности наблюдения процессов с многопартоными взаимодействиями в протон-антипротонных столкновениях и связи сечений отдельных партоных процессов с  $\sigma_{eff}$  – параметром, имеющим размерность сечения и непосредственно измеряемым экспериментально.

В частности, сечение инклюзивного процесса с двухпартоным взаимодействием можно записать:

$$\sigma_{ab} = \frac{\sigma_a \sigma_b}{\sigma_{eff}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ab}$  – сечение одновременного рассеяния процессов типа  $a$  и  $b$  в протон-антипротонном столкновении, каждое из которых отдельно имеет сечения  $\sigma_a$  и  $\sigma_b$ , соответственно. С другой стороны, если обозначить функцию перекрытия двух сталкивающихся нуклонов через  $A(\vec{b})$ , где  $\vec{b}$  – прицельный параметр



налетающих нуклонов, то сечение процесса с  $n$  рассеяниями типа  $a$  можно представить в виде

$$\sigma_{a,n} = \int d^2b \frac{1}{n!} (\sigma_a A(\vec{b}))^n. \quad (2)$$

Для сечения процесса с одним рассеянием типа  $a$  и другим типа  $b$  можно записать:

$$\sigma_{ab} = \int d^2b (\sigma_a A(\vec{b})) (\sigma_b A(\vec{b})) = \sigma_a \sigma_b \int d^2b A(\vec{b})^2, \quad (3)$$

откуда вытекает физический смысл  $\sigma_{eff} = [\int d^2b A(\vec{b})^2]^{-1}$ , как параметра, непосредственно связанного с пространственной областью взаимодействия партонов внутри нуклона. В разделе 1.7 также приводится обзор измерений параметра  $\sigma_{eff}$  в предыдущих и нынешних экспериментах при различных энергиях.

Во второй главе описывается коллайдер Тэватрон и экспериментальная установка D0. В разделе 2.1 приводится краткое описание основных ускорительных элементов коллайдера: от формирования протонного и антипротонного пучков до достижения энергии 1.96 ТэВ в с.ц.м при их столкновении. Раздел 2.2 посвящен экспериментальной установке D0 и ее основным детектирующим системам, используемым во время сеанса набора данных Run IIa. Дается описание трековой и мюонной систем, калориметра и устройство триггерной системы для отбора событий в реальном времени.

Третья глава посвящена изучению свойств процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ . Статистика исследуемых событий соответствует интегральной светимости  $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ фб}^{-1}$ , набранной на установке D0 при энергии  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ ТэВ}$ . Отобранные события содержат фотоны с поперечными импульсами в интервале  $30 < p_T^\gamma < 400 \text{ ГэВ}$  и быстротами  $|\eta^\gamma| < 1.0$ , а также струи с поперечными импульсами  $p_T^{jet} > 15 \text{ ГэВ}$ . Быстроты струй ограничены интервалами  $|\eta^{jet}| < 0.8$  и  $1.5 < |\eta^{jet}| < 2.5$ . В разделе 3.1 обсуждаются основные механизмы ассоциативного рождения фотона и струй в протон-антипротонных столкновениях. Подавляющее большинство фотонов со средними и высокими поперечными импульсами являются прямыми фотонами, т. е. рожденными непосредственно из фундаментального партон-партонного взаимодействия нежели из распадов  $\pi^0, \eta, K_s^0$ -мезонов. В лидирующем порядке КХД эти процессы обусловлены вкладом двух основных подпроцессов: “комптоновским” рассеянием  $qg \rightarrow q\gamma$

и аннигиляционным процессом  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ . Фейнмановские диаграммы, соответствующие этим процессам, приведены на рисунке 1.

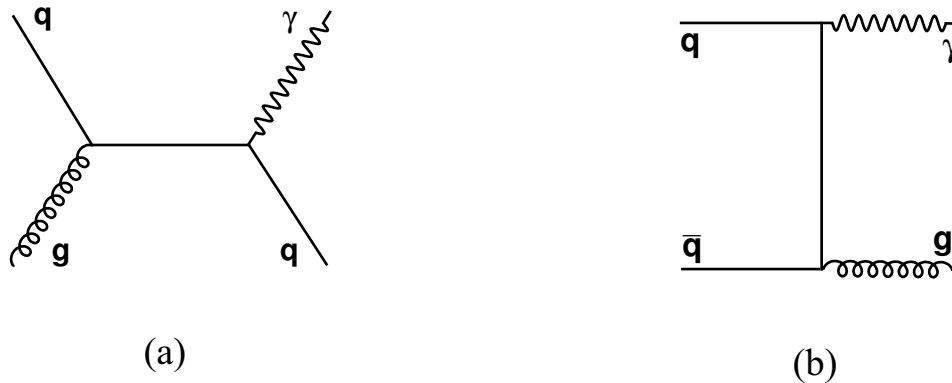


Рис. 1 — Диаграммы, соответствующие процессам ассоциативного рождения фотона и струи: (a) “комптоновское” рассеяние  $qg \rightarrow q\gamma$  и (b) аннигиляционный процесс  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ .

Изучение процессов “фотон + струя” при различных интервалах быстрот фотона и лидирующей струи позволяет получить детальную информацию о различных областях значений доли переданного импульса  $x$  взаимодействующих партон. В разделе 3.5 описывается методика измерения тройного дифференциального сечения этих процессов. Приводится перечень критериев отбора событий, оценка доли сигнальных событий и эффективности отбора фотонов и струй. Результатом является измерение сечения  $d^3\sigma/dp_T^\gamma d\eta^\gamma dp_T^{jet}$  в четырех интервалах по быстротам лидирующей струи. На рисунке 2 точками обозначены измеренные сечения, а кривые соответствуют предсказаниям КХД в следующем за лидирующим порядке. Детально исследуются отношения сечений в данных к предсказаниям теории при различных взаимных конфигурациях фотона и струи. Показывается, что на текущий момент теория не способна с высокой степенью точности описать форму зависимости сечений от поперечного импульса фотона во всех интервалах измерения и требует более глубокого понимания.

В четвертой главе дается детальное описание метода измерения доли событий с двухпартонными взаимодействиями и эффективного сечения этих процессов.

Метод измерения эффективного сечения процессов с двухпартонными взаимодействиями основан на отношении чисел событий двух классов, обладающих одинаковым конечным состоянием, “фотон+3 струи”, но полученных

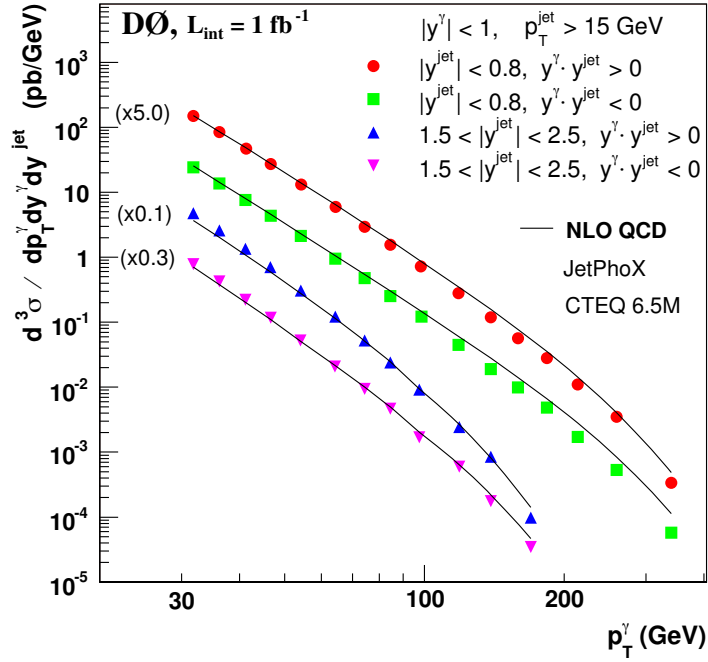


Рис. 2 — Дифференциальное сечение процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$  как функция поперечного импульса фотона в четырех интервалах по быструтам. Данные сравниваются с теоретическими предсказаниями КХД в следующем за лидирующем порядке (NLO QCD) с использованием пакета JETPHOX и набором структурных функций CTEQ6.5M.

в результате различных физических процессов. Первый класс – это события, образованные посредством механизма двухпартонного взаимодействия (англ. DP – “*Double Parton*”) при которых в налетающих протон-антипротонных пучках взаимодействует лишь одна  $p\bar{p}$  пара. Во втором классе событий, при столкновении протонного и антипротонного пучков, то же конечное состояние образуется вследствие взаимодействия двух различных  $p\bar{p}$  пар (англ. DI – “*Double Interaction*”). Полагая два партонных взаимодействия независимыми, оба класса событий должны быть кинематически идентичны.

Таким образом, при столкновении протонного и антипротонного пучков с двумя жесткими  $p\bar{p}$  взаимодействиями, вероятность наблюдать DI событие можно представить в виде

$$P_{DI} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{hard}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}}, \quad (4)$$

где  $\sigma^{\gamma j}$  и  $\sigma^{jj}$  – сечения рождения событий “фотон+струя” и “струя+струя” соответственно, которые в совокупности образуют конечное состояние “фотон+3 струи”,  $\sigma_{hard}$  – полное сечение протон-антипротонного взаимодействия, а коэффициент 2 отражает тот факт, что два рассеяния, рождающие “фотон + струя” и “струя + струя”, могут быть посчитаны двумя возможными способами, согласно расположению вершин  $p\bar{p}$  взаимодействий. Число таких взаимодействий  $N_{DI}$  определяется через вероятность  $P_{DI}$  после поправки на эффективность геометрических и кинематических критериев отбора  $\epsilon_{DI}$ , эффективность отбора событий с двумя вершинами  $\epsilon_{2vtx}$ , а также на ожидаемое количество событий с двумя вершинами взаимодействия  $N_{2coll}$ :

$$N_{DI} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{hard}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}} N_{2coll} \epsilon_{DI} \epsilon_{2vtx}. \quad (5)$$

Аналогично, вероятность наблюдения DP события при столкновении протонного и антипротонного пучков с одним  $p\bar{p}$  взаимодействием, с учетом (1), определяется как

$$P_{DP} = \frac{\sigma_{DP}}{\sigma_{hard}} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{eff}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}}. \quad (6)$$

Число двухпартонных событий  $N_{DP}$  может быть получено после поправки на геометрические и кинематические эффективности критериев отбора DP событий  $\epsilon_{DP}$ , эффективность отбора событий с одной вершиной  $\epsilon_{1vtx}$ , умноженную на ожидаемое количество столкновений пучков с одной вершиной  $N_{1coll}$ :

$$N_{DP} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{eff}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}} N_{1coll} A_{DP} \epsilon_{DP} \epsilon_{1vtx}. \quad (7)$$

Отношение уравнений (5) и (7) позволяет получить выражение для  $\sigma_{eff}$  в следующей форме:

$$\sigma_{eff} = \frac{N_{DI}}{N_{DP}} \frac{\epsilon_{DI}}{\epsilon_{DP}} R_c \sigma_{hard}, \quad (8)$$

где  $R_c \equiv 1/2(N_{1coll}/N_{2coll})(\epsilon_{1vtx}/\epsilon_{2vtx})$ .

Важным свойством данного метода является то, что сечения  $\sigma^{\gamma j}$  и  $\sigma^{jj}$  сокращаются, а эффективности входят в уравнение (8) как отношения, что приводит к сокращению многих систематических неопределенностей. Экспериментально, числа событий  $N_{DP}$  и  $N_{DI}$  оцениваются с помощью чисел со-

бытий в выборках данных с одним и двумя  $p\bar{p}$  столкновениями, поправленные на доли DP и DI событий:  $N_{DP} = f_{DP}N_{1vtx}$  и  $N_{DI} = f_{DI}N_{2vtx}$  соответственно.

В разделе 4.2 сформулированы критерии отбора событий “фотон+3 струи”. Отдельно формируются выборки данных с одиночными и двойными  $p\bar{p}$  столкновениями. Каждая реконструированная вершина  $p\bar{p}$  столкновения в обеих выборках должна иметь как минимум 3 ассоциированных трека и находиться в пределах 60 см вдоль оси  $z$  от центра детектора. Каждое событие должно содержать по крайней мере один фотон в одной из областей быстрот  $|y| < 1.0$  или  $1.5 < |y| < 2.5$  и не менее трех струй с  $|y| < 3.0$ . Фотоны должны иметь поперечный импульс  $60 < p_T^\gamma < 80$  ГэВ, лидирующая (в порядке убывания  $p_T$ ) струя  $p_T > 25$  ГэВ, а две оставшиеся струи  $p_T > 15$  ГэВ. Дополнительно на фотонных кандидатах накладываются требования отсутствия трека, изолированности электромагнитного кластера и электромагнитной фракции.

Из полного объема данных, набранных в эксперименте D0 за период сеанса Run IIa в протон-антипротонных столкновениях при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ в с.ц.м., соответствующих значению интегральной светимости  $\mathcal{L}_{int} = 1$  фб<sup>-1</sup>, были отобраны “фотон+3 струи” события с одиночными и двойными  $p\bar{p}$  столкновениями. Количество отобранных событий приведено в Таблице 1.

Таблица 1 — Количество событий с одиночными и двойными  $p\bar{p}$  столкновениями в конечном состоянии “фотон+3 струи”.

Выборка данных	$p_T^{jet2}$ , ГэВ		
	15 – 20	20 – 25	25 – 30
1 $p\bar{p}$	2182	3475	3220
2 $p\bar{p}$	2026	2792	2309

Для определения доли событий с двухпартоными взаимодействиями необходимо построение модели, корректно описывающей кинематику DP процессов. Раздел 4.3 содержит детальное описание процедуры моделирования сигнальных двухпартоных событий. Такая модель может быть создана посредством композиции двух процессов в одном событии: процесса, содержащего “ $\gamma + (\geq 1)$  струя”, и другого процесса, содержащего “ $(\geq 1)$  струя”. Рисунок 3 иллюстрирует два возможных варианта смешивания: (а) комбинация фотона и струи из одного взаимодействия с двумя струями из второго; и (б) комбинация фотона, лидирующей струи и дополнительной струи, образован-

ной глюонным излучением в начальном или конечном состоянии, из одного взаимодействия и одной струи из другого. События выбираются случайным образом из наборов данных с одиночными  $p\bar{p}$  взаимодействиями “ $\gamma$ + струя” для первого взаимодействия и из набора данных с одиночными  $p\bar{p}$  взаимодействиями, отобранных с минимальным триггером (*minimum bias*) для второго взаимодействия. В получившихся смесях отбираются события с конечным состоянием “фотон+3 струи”, по аналогии с отобранными данными. Аналогичным методом конструируется модель сигнальных DI событий с той лишь разницей, что каждое из событий-компонентов отбирается с требованием наличия двух  $p\bar{p}$  столкновений.

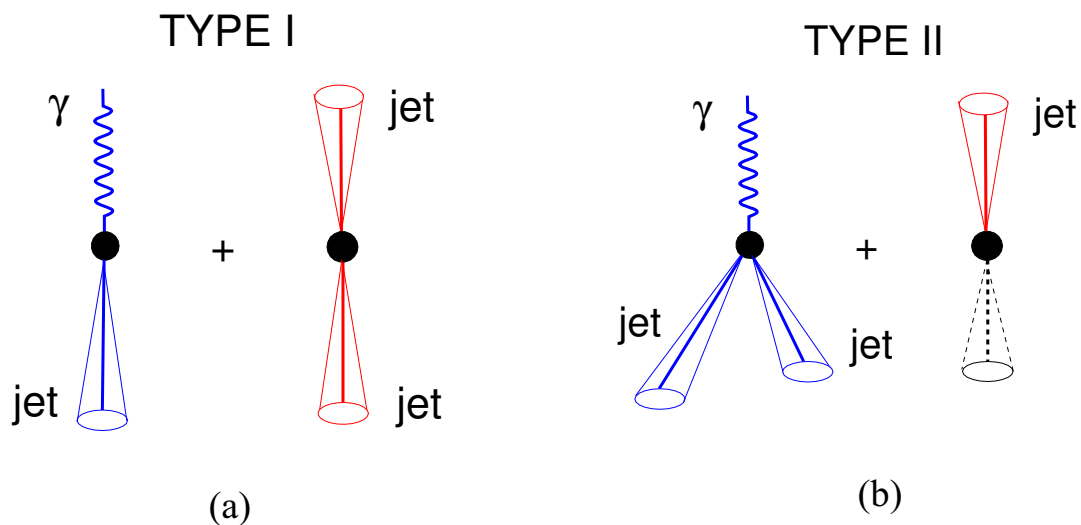


Рис. 3 — Схематичное изображение процедуры смешивания событий “фотон + струя” и “струя + струя”, используемое в модели сигнальных двухпартонных событий MIXDP. Конечное состояние “фотон + 3 струи”

образовано посредством (a) комбинация фотона и струи из одного взаимодействия с двумя струями из второго; и (b) комбинация фотона, лидирующей струи и дополнительной струи, образованной глюонным излучением в начальном или конечном состоянии, из одного взаимодействия и одной струи из другого.

Отличительной особенностью двухпартонных взаимодействий является факт присутствия двух партонных рассеяний, одновременно происходящих в одном и том же  $p\bar{p}$  столкновении. Для идентификации таких взаимодействий в данных используются переменные, чувствительные к кинематике двухпартонных взаимодействий. Раздел 4.4 содержит описание характерных переменных, распределение которых выглядит по-разному в событиях с однопартон-

ными и двухпартонными взаимодействиями. Одной из таких переменных является  $\Delta S_\phi$ , определяемая как азимутальный угол  $\Delta\phi$  между поперечными импульсами пар  $(\gamma + jet_i)$  и  $(jet_j + jet_k)$ :

$$\Delta S_\phi \equiv \Delta\phi(\mathbf{p}_T(\gamma, i), \mathbf{p}_T(j, k)). \quad (9)$$

Здесь  $\mathbf{p}_T(\gamma, i) = \mathbf{p}_T^\gamma + \mathbf{p}_T^{jet_i}$ , а  $\mathbf{p}_T(j, k) = \mathbf{p}_T^{jet_j} + \mathbf{p}_T^{jet_k}$ , где пары объектов  $(\gamma, jet_i)$  и  $(jet_j, jet_k)$  выбраны таким образом, чтобы  $p_T$  дисбаланс между ними был наименьшим, посредством минимизации переменной

$$S_\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{\Delta\phi(\gamma, i)}{\delta\phi(\gamma, i)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi(j, k)}{\delta\phi(j, k)}\right)^2}. \quad (10)$$

Неопределенности  $\delta\phi(\gamma, i)$  вычисляются как среднеквадратичное отклонение распределения величины  $\Delta\phi(\gamma, i)$  в сигнальной модели для каждого из трех возможных сочетаний пар. Аналогично находятся неопределенности  $\delta\phi(j, k)$  для струй  $j$  и  $k$ . Рисунок 4 иллюстрирует возможную диспозицию векторов поперечных импульсов фотона и струй, а также векторов дисбаланса.

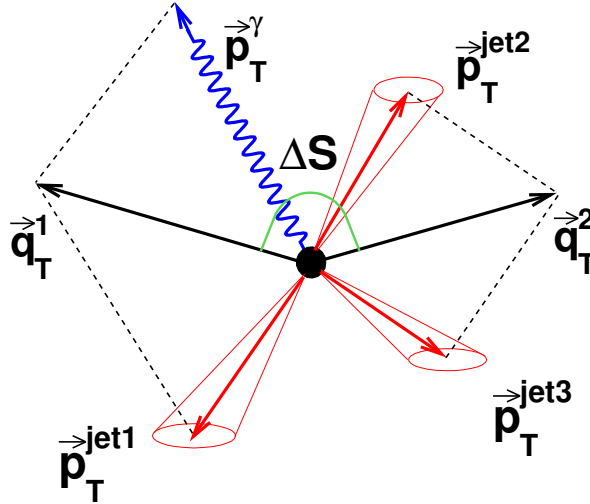


Рис. 4 — Возможное взаимное расположение векторов поперечных импульсов фотона и струй в событиях "фотон+3 струи". Векторы  $\vec{q}_T^1$  и  $\vec{q}_T^2$  представляют собой  $p_T$ -дисбаланс пар "фотон + струя" и "струя + струя".

Спектр поперечного импульса струй, рожденных в событиях "струя + струя", падает быстрее чем спектр струй, излученных в начальном или конечном состоянии. Поскольку в конечном состоянии "фотон + 3 струи" вторая струя может быть рождена как в событии "струя + струя", так и в ре-

зультате излучения, то в разных интервалах по поперечному импульсу этой струи ( $p_T^{jet2}$ ) можно ожидать разную долю двухпартонных событий. Взяв два соседних  $p_T^{jet2}$  интервала, мы можем получить набор данных с большей долей двухпартонных событий (например,  $15 < p_T^{jet2} < 20$  ГэВ) и набор с меньшей долей (например,  $20 < p_T^{jet2} < 25$  ГэВ). На этом факте основана методика измерения доли событий с двухпартонными взаимодействиями, описанная в разделе 4.5.

Распределение характерной переменной (9) в данных ( $D$ ) может быть представлено как сумма распределений сигнальных ( $M$ ) и фоновых ( $B$ ) событий, взвешенных в соответствии со своими долями (фракциями). Тогда для каждого из интервалов по  $p_T^{jet2}$  можно записать:

$$D_1 = f_1 M_1 + (1 - f_1) B_1, \quad (11)$$

$$D_2 = f_2 M_2 + (1 - f_2) B_2, \quad (12)$$

где  $f$  – доля сигнальных событий,  $(1 - f)$  – доля фоновых событий, индексы 1 и 2 соответствуют двум наборам событий (1 – более насыщенный событиями с двухпартонными взаимодействиями, а 2 – менее насыщенный). В качестве сигнальных событий используется модель, описанная в разделе 4.3. После деления (11) на (12) уравнение примет вид

$$D_1 - \lambda K D_2 = f_1 M_1 - \lambda K C f_1 M_2, \quad (13)$$

где  $\lambda = B_1/B_2$  представляет собой отношение фоновых распределений,  $K = (1 - f_1)/(1 - f_2)$  – отношение фракций фоновых (однопартонных), а  $C = f_2/f_1$  – отношение фракций сигнальных (двухпартонных) событий. В предшествующих измерениях использовалось предположение, что однопартонные взаимодействия в двух соседних интервалах по  $p_T^{jet2}$  имеют одинаковые распределения. Полагая  $\lambda = 1$  в уравнении (13), можно полностью избавиться от вклада фоновых событий. В данной работе подобное упрощение не делается и рассматривается относительная разница спектров фоновых событий в соседних интервалах. Левая часть уравнения (13) имеет смысл разницы спектров двух наборов событий в данных, а правая – разницы спектров



сигнальных событий (вклад от фоновых событий исчезает за счет множителя  $\lambda K$ ).

Параметр  $C$  может быть извлечен независимо следующим образом. Используя определение доли сигнальных событий, являющейся отношением неизвестного числа двухпартонных событий ( $N^{DP}$ ) к общему числу событий в данных ( $N^{DATA}$ ), можно представить этот параметр в виде

$$C \equiv \frac{f_2}{f_1} = \left( \frac{N_2^{DP}}{N_2^{DATA}} \right) \left( \frac{N_1^{DATA}}{N_1^{DP}} \right). \quad (14)$$

Отношение  $N_2^{DP}/N_1^{DP}$  можно заменить на отношение  $N_2^{MIXDP}/N_1^{MIXDP}$ , если предположить, что события “струя + струя”, рожденные в однопартонных взаимодействиях, принципиально не отличаются от аналогичных событий, рожденных в двухпартонных взаимодействиях. Именно такое предположение и заложено в основу модели сигнальных событий. Таким образом, считая, что модель сигнальных событий корректно описывает свойства двухпартонных событий, уравнение (14) можно записать в виде

$$C = \left( \frac{N_2^{MIXDP}}{N_2^{DATA}} \right) \left( \frac{N_1^{DATA}}{N_1^{MIXDP}} \right). \quad (15)$$

Для извлечения фракции двухпартонных событий применяется  $\chi^2$  минимизация с использованием пакета MINUIT для функционала

$$F = |D_1 - f_1 M_1 - \lambda K (D_2 - C f_1 M_2)| / \sigma. \quad (16)$$

Параметр  $\sigma$  есть суммарная ошибка, складывающаяся из ошибок на величины  $C, D_1, D_2, M_1, M_2, \lambda$ . Единственным свободным параметром в этом выражении является  $f_1$ . Он находится из минимизации функционала (16) применительно к спектру характерной переменной  $\Delta S_\phi$  для каждой пары интервалов по  $p_T^{jet2}$ : 1)  $15 < p_T^{jet2} < 20$  ГэВ и  $20 < p_T^{jet2} < 25$  ГэВ и 2)  $20 < p_T^{jet2} < 25$  ГэВ и  $25 < p_T^{jet2} < 30$  ГэВ. Результат нахождения доли двухпартонных взаимодействий, усредненный по другим используемым характерным переменным, указан в таблице 2.

На рисунке 5 продемонстрирован результат процедуры фитирования для нахождения доли двухпартонных взаимодействий на примере переменной

Таблица 2 — Результат измерения доли событий с двухпартонными взаимодействиями в трех интервалах по  $p_T^{jet2}$ .

$p_T^{jet2}$ , ГэВ	$\langle p_T^{jet2} \rangle$ , ГэВ	$f_{DP}$
15 – 20	17.6	$0.466 \pm 0.041$
20 – 25	22.3	$0.334 \pm 0.023$
25 – 30	27.3	$0.235 \pm 0.027$

$\Delta S_\phi$ . Рисунок 5(a) иллюстрирует распределения этой величины для интервала  $15 < p_T^{jet2} < 20$  ГэВ в данных ( $D_1$ ) и в сигнальной модели ( $M_1$ ), взвешенной со своей фракцией ( $f_1$ ). На рисунке 5(b) показаны аналогичные распределения в интервале  $20 < p_T^{jet2} < 25$  ГэВ в данных ( $D_2$ ) и сигнальной модели ( $M_2$ ), взвешенное с фракцией  $f_2$ . Из двух этих рисунков можно заключить, что области малых  $\Delta S_\phi$  ( $\lesssim 1.5$ ) в основном содержат сигнальные события с двумя независимыми взаимодействиями. На рисунке 5(c) черными точками изображена разница между распределениями в данных в двух интервалах по  $p_T^{jet2}$ , с учетом вклада фоновых однопартонных событий (фактор  $\lambda K$ ), т.е. левая часть уравнения (13). Как и ожидалось, разница всегда положительна, т.к. доля двухпартонных событий падает с ростом  $p_T^{jet2}$ . Закрашенная область представляет собой предсказание модели сигнальных событий, т.е. правая часть уравнения (13). Из рисунка 5(c) видно, что оба распределения хорошо согласуются. Это позволяет сделать вывод о качестве проведенной процедуры фитирования, а так же о том, что модель сигнальных событий адекватно описывает данные. Далее, посредством вычитания из данных ожидаемого вклада сигнальных событий, мы можем извлечь спектр переменной  $\Delta S_\phi$  для фоновых однопартонных событий. Эта величина представляет собой  $(D_1 - f_1 M_1)/(1 - f_1)$  и  $(D_2 - f_2 M_2)/(1 - f_2)$  для интервалов  $15 < p_T^{jet2} < 20$  ГэВ и  $20 < p_T^{jet2} < 25$  ГэВ соответственно. Распределения этих величин показаны на рисунке 5(d).

Расчет эффективного сечения двухпартонных взаимодействий  $\sigma_{eff}$  основан на уравнении (8). Значения  $N_{DP}$  и  $N_{DI}$  в каждом интервале  $p_T^{jet2}$  получаются из чисел событий с одной (1vtx) и двумя (2vtx) вершинами, указанными в таблице 3, посредством умножения на  $f_{DP}$  и  $f_{DI}$  соответственно. Результирующее значение  $\sigma_{eff}$  с неопределенностью (статистической и систематической, сложенными квадратично) показано на рисунке 6. Положение точек по оси абсцисс на рисунке 6 соответствует среднему значению  $p_T^{jet2}$  в модели сигнальных событий в данном интервале

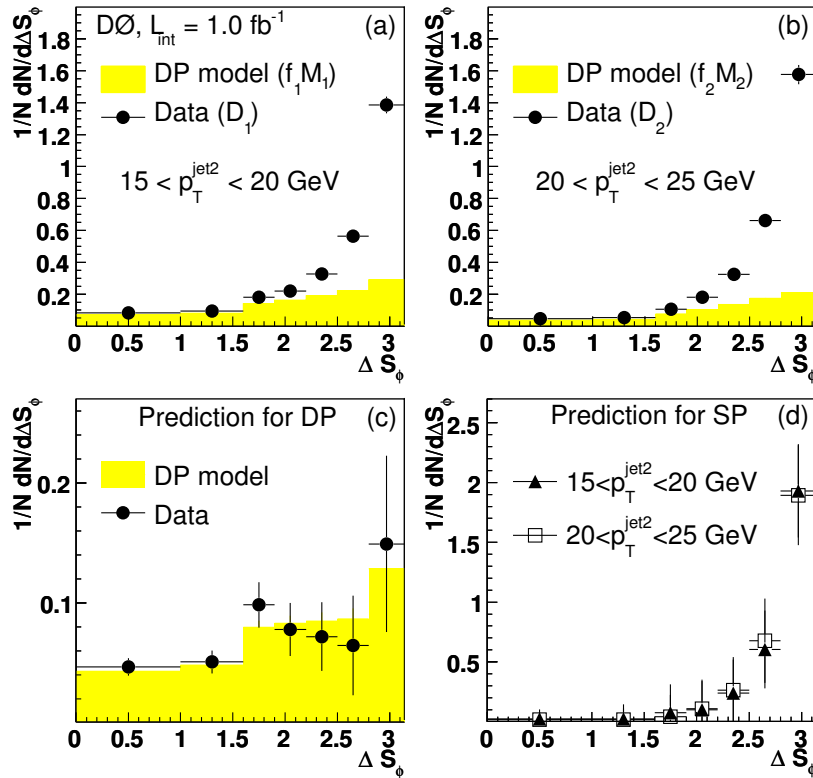


Рис. 5 — Результат процедуры фитирования для нахождения доли двухпартонных взаимодействий на примере переменной  $\Delta S_\phi$  для комбинации двух  $p_T^{jet2}$  интервалов:  $15 < p_T^{jet2} < 20$  и  $20 < p_T^{jet2} < 25$ . На графиках (a) и (b) показаны распределения переменной в данных (обозначено точками) и в модели сигнальных двухпартонных событий (заштрихованная область). На графике (c) точками изображено предсказание формы переменной в данных за вычетом вклада SP составляющей, а заштрихованной областью – в сигнальной модели, как разность распределений (a) и (b). График (d) содержит извлеченное распределение переменной  $\Delta S_\phi$  для фоновых событий с однопартонным взаимодействием в двух соседних интервалах по  $p_T^{jet2}$ .

В таблице 4 приведены основные источники неопределенностей для каждого  $p_T^{jet2}$  интервала. Как это видно из таблицы, доминирующая систематическая неопределенность связана с определением доли событий с двойными  $p\bar{p}$  столкновениями. Затем в порядке уменьшения следуют неопределенности из-за определения доли двухпартонных событий, отношения эффективностей  $\epsilon_{DP}/\epsilon_{DI}$ , абсолютной шкалы энергии струй (JES) и произведения  $R_c\sigma_{hard}$ , давая полную систематическую неопределенность от 20.5 до 32.2% в зависимости от интервала  $p_T^{jet2}$ .

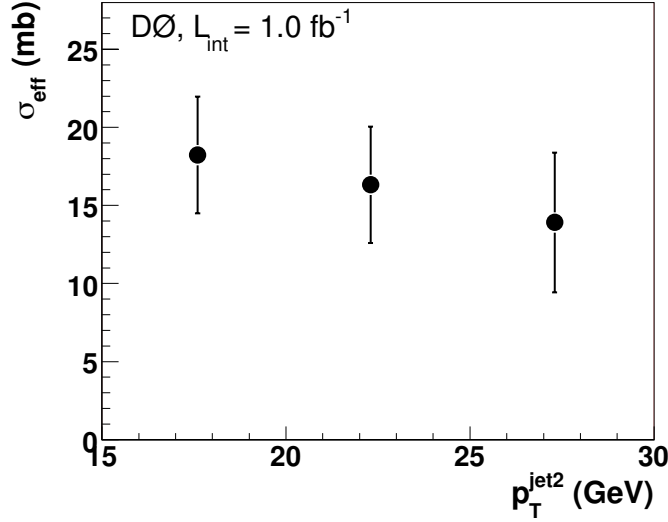


Рис. 6 — Эффективное сечение  $\sigma_{eff}$  как функция поперечного импульса  $p_T^{jet2}$  следующей за лидирующей струи.

Таблица 3 — Эффективное сечение событий с двухпартоными взаимодействиями в трех интервалах по  $p_T^{jet2}$ .

$p_T^{jet2}$ , ГэВ	$\langle p_T^{jet2} \rangle$ , ГэВ	$\sigma_{eff}$ , мб
15 – 20	17.6	$18.2 \pm 3.8$
20 – 25	22.3	$16.3 \pm 3.7$
25 – 30	27.3	$13.9 \pm 4.5$

Измеренные значения эффективного сечения в разных  $p_T^{jet2}$  интервалах согласуются между собой в пределах своих неопределенностей, однако невозможно исключить и небольшое падение значений  $\sigma_{eff}$  с ростом  $p_T^{jet2}$ . Усредненное по всем трем интервалам  $p_T^{jet2}$  значение составляет

$$\sigma_{eff}^{ave} = (16.4 \pm 0.3 \text{ (стат.)} \pm 2.3 \text{ (сист.)}) \text{ мб.} \quad (17)$$

В **пятой главе** рассматриваются двухпартоные события, имеющие в конечном состоянии  $W + 2$  струи, как фон к процессам ассоциативного рождения  $W + H$ , с распадами типа  $W \rightarrow l\nu$  и  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Рисунок 7 иллюстрирует возможный процесс рождения  $W + b\bar{b}$ , происходящий посредством механизма двухпартоного взаимодействия.

Таблица 4 — Систематические и статистические неопределенности (в %) для  $\sigma_{\text{eff}}$  в трех интервалах по  $p_T^{\text{jet}2}$  (ГэВ) .

$p_T^{\text{jet}2}$	$f_{\text{DP}}$	$f_{\text{DI}}$	$\varepsilon_{\text{DP}}/\varepsilon_{\text{DI}}$	JES	$R_c\sigma_{\text{hard}}$	Сист.	Стат.	Полная
15 – 20	7.9	17.1	5.6	5.5	2.0	20.5	3.1	20.7
20 – 25	6.0	20.9	6.2	2.0	2.0	22.8	2.5	22.9
25 – 30	10.9	29.4	6.5	3.0	2.0	32.2	2.7	32.3

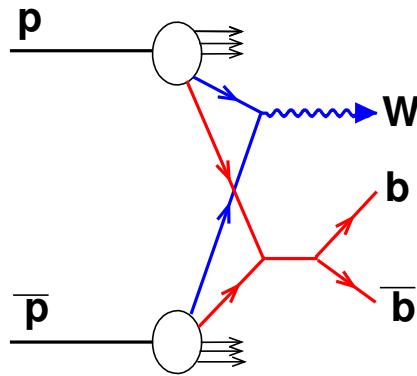


Рис. 7 — Схематичное изображение процесса  $p\bar{p} \rightarrow W + b\bar{b}$  с конечным состоянием, образованным посредством механизма двухпартонного взаимодействия.

Раздел 5.2 содержит описание проведенной симуляции сигнальных и фоновых событий, для чего используется генератор RUTHIA 8, который, унаследовав все преимущества RUTHIA 6, обладает возможностью комбинации различных процессов в основном и дополнительном партонных взаимодействиях в интересующих исследователя кинематических областях. Разделы 5.3 и 5.4 содержат критерии отбора сигнальных и фоновых событий и описание применяемых коэффициентов нормализации сечений симулированных событий к экспериментально измеренным сечениям, либо к теоретическим NNLO предсказаниям. Сигнальный процесс  $HW$  симулирован, полагая массу бозона Хиггса  $m_H = 115$  ГэВ и  $m_H = 150$  ГэВ. Фоновый процесс с двухпартонным взаимодействием является комбинацией процессов инклюзивного рождения  $W$ -бозона в первом взаимодействии  $q\bar{q} \rightarrow W + X$  и инклюзивного рождения

пары “струя + струя” во втором. Раздел 5.5 посвящен вычислению дифференциальных сечений  $d\sigma/dM_{jj}$  процесса рождения  $HW$  и фонового процесса рождения  $W + 2$  струи посредством механизма двухпартонного взаимодействия, которые представлены на рисунке 8. В дополнение к полному DP сечению, на рисунке также приведены вклады от основных DP подпроцессов.

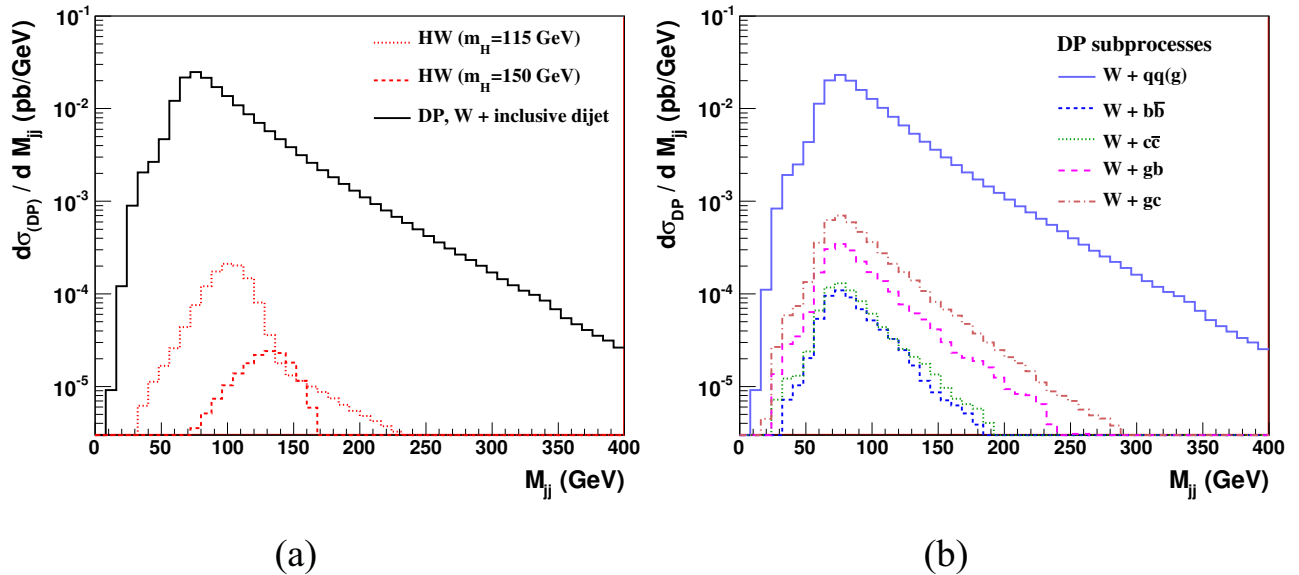


Рис. 8 — (а) Дифференциальные сечения сигнальных ( $HW$ ) и фонового (DP) процессов как функции инвариантной массы двух струй ( $M_{jj}$ ). Пунктирной и штрих-пунктирной линиями обозначены сечения сигнальных событий с  $m(H) = 115$  ГэВ и  $m(H) = 150$  ГэВ соответственно, а сплошной линией сечение процесса с двухпартонным взаимодействием. (б) Относительный вклад различных подпроцессов в дифференциальное сечение фонового (DP) процесса.

Из рисунка 8 можно сделать вывод о превышении сечения двухпартонных взаимодействий над сигналом более чем на два порядка, а также, что сечение процессов с двухпартонным взаимодействием в большой степени обусловлено процессом  $W + 2$  струи, происходящими от легких кварков ( $u/d/s$ ) или глюонов. Далее в порядке уменьшения следуют вклады от подпроцессов  $W + gc$ ,  $W + gb$  и затем  $W + b\bar{b}$  и  $W + c\bar{c}$ .

В сигнальных  $HW$  процессах в конечном состоянии присутствуют две  $b$ -струи, на которые распадается бозон Хиггса. Поскольку основным фоном от двухпартонных взаимодействий является процесс  $W + 2$  струи, происходящими от легких кварков, то можно ожидать значительное подавления фона по-

сле требования наличия  $b$ -струй в конечном состоянии. Чтобы проверить это численно, специальный критерий идентификации  $b$ -струй был применен как к событиям  $HW$ , так и к двухпартонным процессам. Имея в наличие лишь быструю симуляцию Монте-Карло, невозможно проверить качество идентификации  $b$ -струй. Однако, взамен применяются эффективности пройти  $b - id$  требования для струй, произошедших от легких ( $l$ -струи),  $c$  и  $b$  кварков. На рисунке 9 представлены сечения умноженные на эффективность прохождения  $b - id$  критериев ( $\epsilon_{b-id}^{jet}$ ) для сигнальных и фоновых событий, где каждая из двух струй обязана пройти ослабленный  $b - id$  критерий. Это требование

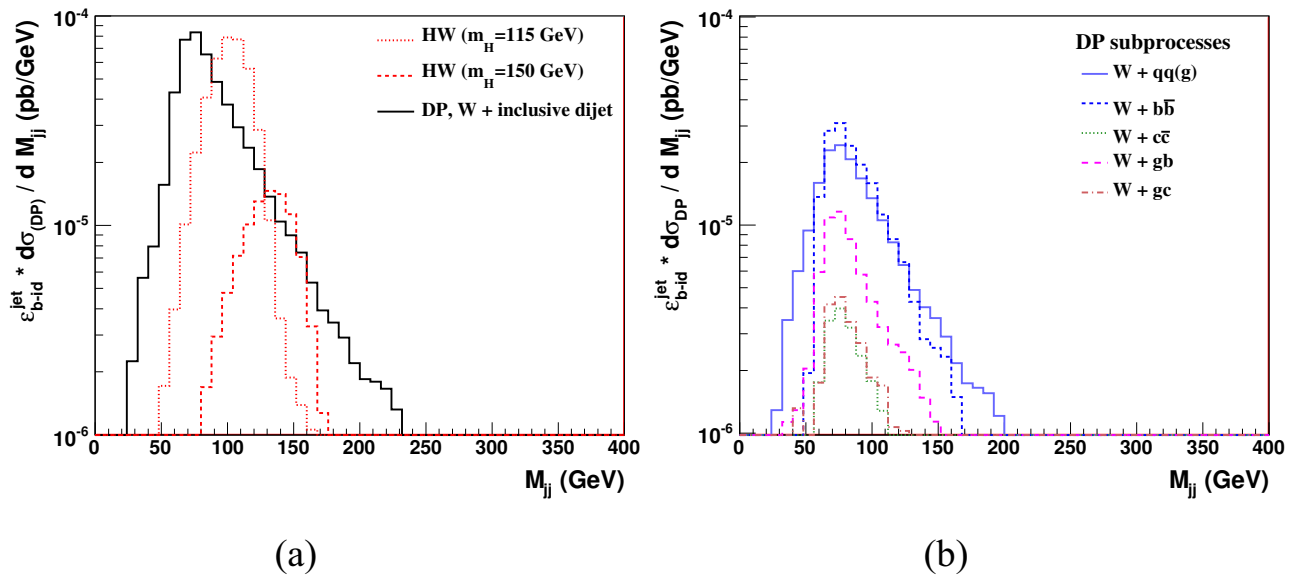


Рис. 9 — (a) Дифференциальные сечения сигнальных ( $HW$ ) и фоновых (DP) процессов как функции инвариантной массы двух струй ( $M_{jj}$ ) с учетом  $b - id$  требования для струй. (b) Относительный вклад различных subprocesses в дифференциальное сечение фоновых (DP) процесса с учетом  $b - id$  требования для струй.

существенно подавляет фон, однако сечения сигнальных событий также значительно падают. На практике, в таких случаях требования двойного  $b - id$  критерия зачастую комбинируют с требованием одинарного  $b - id$ .

Рисунок 10 иллюстрирует отношение выходов сигнальных и фоновых событий в бинах по инвариантной массе двух струй ( $M_{jj}$ ), отобранных с комбинированным  $b - id$  критерием. Нетрудно видеть, что события рождения бозона Хиггса с массой  $m_H = 115$  ГэВ подавлены с фактором 3 ( $S/B \simeq 0.35$  в

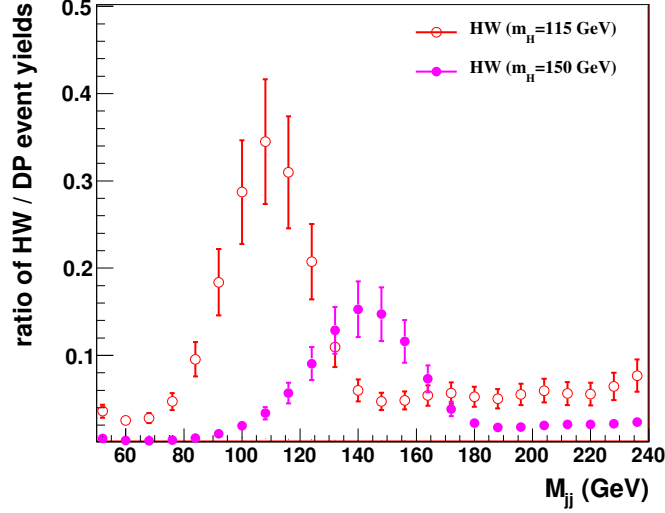


Рис. 10 — Отношение выходов сигнальных  $HW$  и фоновых DP событий с комбинированным  $b - id$  требованием для струй.

позиции пика), в то время как события с массой  $m_H = 150$  ГэВ подавлены с фактором 7.

В разделе 5.6 рассмотрены выходы событий  $dN/dM_{jj}$ , ожидаемые для процессов с конечным состоянием  $W + 2$  струи, происходящие посредством однопартонного (SP) и двухпартонного (DP) взаимодействия. Две дополнительные струи в однопартонном случае происходят из радиационных эффектов в начальном и конечном состояниях. Однопартонные события сгенерированы, используя подпроцессы  $q\bar{q} \rightarrow Wg$  и  $qg \rightarrow Wq$ , после чего к ним применены  $HW$  критерии отбора, описанные в разделе 5.3. Оцененные выходы событий для всего диапазона масс при интегральной светимости  $\mathcal{L}_{int} = 5.3 \text{ фб}^{-1}$  для SP и DP процессов составляют 5212 и 262 события соответственно. Отношение (DP/SP) выходов  $W + 2$  струи событий в бинах по  $M_{jj}$  составляют от 7 до 11% для  $M_{jj} \simeq 115$  ГэВ и от 5 до 8% для  $M_{jj} \simeq 150$  ГэВ. Такой существенный фон от DP процессов не является удивительным в свете измеренных фракций DP событий, наблюдаемых в экспериментах CDF и D0 в конечном состоянии “фотон + 3 струи”

Раздел 5.7 посвящен использованию искусственной нейронной сети (ANN) для разделения сигнальных и фоновых событий. Обсуждаются переменные, которые могут быть полезны с точки зрения разделения сигнальных  $HW$  от фоновых  $W + 2$  струи процессов с двухпартонным взаимодействием.



Часть этих переменных широко использовалась в предыдущих экспериментальных исследованиях, другая же часть была предложена в теоретических работах. Некоторые из приведенных переменных использовались для тренировки нейронной сети на сигнальных  $HW$  и фоновых DP событиях, таким образом, чтобы на выходе иметь единственное значение равное 0 для фоновых и 1 для сигнальных событий. Фоновые DP события для тренировки, а впоследствии для тестирования сети, отбирались с инвариантной массой двух струй в пределах  $\pm 2\sigma$  от максимума распределения  $M_{jj}$  бозона Хиггса. ANN была обучена с использованием 200 000 сигнальных и фоновых событий и тестировалась на 50 000 событиях, которые не участвовали в процессе обучения, и применена для подавления фона, который доминирует даже после отборов с  $b$ -струями. Отношение сигнала к фону при эффективности отбора сигнальных событий  $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$  показана на рисунке 11 и достигает величины 2.2 при массе  $M_{jj} \simeq 115$  ГэВ и порядка 2.7 при  $M_{jj} \simeq 150$  ГэВ, что существенно подавляет вклад процессов с двухпартонным взаимодействием.

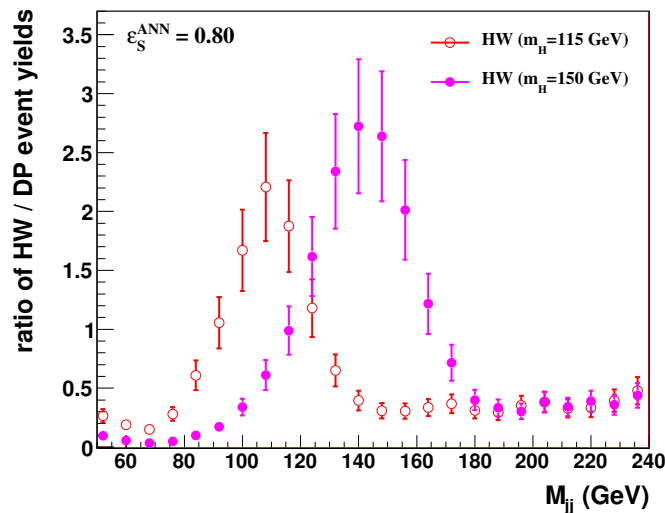


Рис. 11 — Отношение выходов сигнальных  $HW$  и фоновых DP событий после применения нейронной сети с эффективностью отбора сигнальных событий  $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$ .

В **заклучении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В эксперименте D0 на коллайдере Тэватрон набрана статистика событий ассоциативного рождения фотонов и струй в протон-

антипротонных столкновениях с энергией  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ в с.ц.м., соответствующая интегральной светимости  $\mathcal{L}_{int} = 1$  фб<sup>-1</sup>. Создано программное обеспечение для отбора и анализа данных процессов с конечными состояниями  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$  и  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3jet + X$ . Оптимизированы критерии отбора.

2. Изучены кинематические свойства процессов  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ , содержащие фотон с поперечным импульсом от 30 до 400 ГэВ и адронную струю с поперечным импульсом от 15 ГэВ. Измерено трижды дифференциальное сечение  $d^3\sigma/dp_T^\gamma d\eta^\gamma dp_T^{jet}$  и исследована зависимость сечения от поперечного импульса фотона в различных конфигурациях фотона и струи. Произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в NLO.
3. Измерены доли процессов с двухпартонными взаимодействиями в событиях с конечным состоянием  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jets$ . Создан комплекс программного обеспечения для моделирования сигнальных событий с многопартонными взаимодействиями на основе экспериментальных данных эксперимента D0. Предложена методика измерения, минимизирующая модельную зависимость результатов измерения.
4. Измерено эффективное сечение двухпартонных взаимодействий,  $\sigma_{eff}$  – параметр, связанный с пространственным распределением партонов внутри адрона. Исследована зависимость эффективного сечения от поперечного импульса следующей за лидирующей струи.
5. Произведена оценка фона, вызванного событиями с двухпартонными взаимодействиями, в процессах  $p\bar{p} \rightarrow WH$  на Тэватроне при энергии протон-антипротонных пучков 1.96 ТэВ в с.ц.м. Смоделирована необходимая для анализа статистика сигнальных и фоновых (двухпартонных) событий. Предложен набор переменных, чувствительных к кинематике многопартонных взаимодействий, применение которых способно существенно подавить фон, обусловленный событиями с двухпартонными взаимодействиями в редких процессах.

## Публикации автора по теме диссертации

1. *Abazov V.M. et al.* Measurement of the differential cross-section for the production of an isolated photon with associated jet in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys.Lett.* — 2008. — Vol. B666. — Pp. 435–445.
2. *Abazov V. M. et al.* Double parton interactions in  $\gamma+3$  jet events in  $p\bar{p}$  collisions  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D81. — P. 052012.
3. *Bandurin Dmitry, Golovanov Georgy, Skachkov Nikolai.* Double parton interactions as a background to associated HW production at the Tevatron // *JHEP.* — 2011. — Vol. 04. — P. 054.
4. *Golovanov Georgy.* Study of multiple partonic interactions in DZERO // Proceedings, 3rd International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC 2011). — 2012. — Pp. 127–133.
5. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Jet energy scale determination in the D0 experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2014. — Vol. A763. — Pp. 442–475.