

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ - 3

Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ - 6

1.1 Процессы Дрелла-Яна - 6

1.2 Функции партонных распределений - 9

1.3 Асимметрия вперед-назад - 12

Глава 2. ОПИСАНИЕ ИНТЕГРАТОРА MCSANC - 13

Глава 3. ТРЕХМЕРНЫЕ ГИСТОГРАММЫ - 15

Глава 4. ВЫЧИСЛЕНИЯ - 16

Глава 5. РЕЗУЛЬТАТЫ - 18

Сисок литературы - 28

ЗАКЛЮЧЕНИЕ - 29

## ВВЕДЕНИЕ

Первые три года эксплуатации Большого Адронного Коллайдера (ЛHC), примечательного уникальной управляемостью и стабильностью работы, были ознаменованы несколькими крупными успехами современной физики высоких энергий. В первую очередь это, конечно, открытие в экспериментах ATLAS и CMS бозона Хиггса – главного объекта исследований физики элементарных частиц в течение последних двух десятилетий. Немаловажным вкладом являются и работы по постановке ограничений на физику за пределами Стандартной модели (SM), в том числе суперсимметричные модели, дополнительные измерения и новые калибровочные бозоны. Уже начальных данных детектора ATLAS с интегральной светимостью  $35pb^{-1}$ , набранных за 2010г. при  $\sqrt{s} = 7TeV$ , хватило для измерения отношения сечения одиночного рождения и распада W бозона в электронном и мюонном каналах в процессах типа Делла–Яна (DY) с точностью, сопоставимой с мировым усредненным значением PDG.

Следует отметить, что измерения процессов Делла–Яна в глубоконеупругих протон–протонных столкновениях имеют существенное значение для физики высоких энергий. Четкая сигнатура лептонных конечных состояний распадов электрослабых бозонов позволяет накапливать достаточную статистику для выполнения нескольких важных экспериментальных задач, таких как: уточнение электрослабых параметров ( $M_W$ ,  $m_t$ , различных ширин и констант связи, эффективного угла Вайнберга), определение функций партонных распределений (PDF), калибровка элементов детектора и мониторинг светимости, он представляет собой фон для более редких процессов, а так же, потенциально, для новой физики, калибровка детектора и измерение светимости, а также дополнительная настройка алгоритмов ливнеобразования, используемых в программах Монте Карло для моделирования процессов. Поэтому он тоже должен быть точно вычисляем и измеряем.

Измерения в электронном канале делятся на два анализа, различающихся рассматриваемым импульсом лептонов, их псевдобыстротой и инвариантной массой.

- Central-Central analysis (CC) - оба лептона должны находиться в центральной области детектора. Она задается псевдобыстротой  $|\eta^e| < 2.47$ , а также поперечным импульсом  $p_T^e > 20\text{GeV}$  каждого электрона и их инвариантной массой  $46 < M_{ee} < 200\text{GeV}$ . Эта область детектора ATLAS хорошо изучена и откалибрована.
- Central-Forward analysis (CF) - один из электронов должен оказаться в центральной области а другой в передней, которая задается быстротой  $2.5 < |\eta^e| < 4.9$ . Также поперечный импульс центрального лептона должен быть  $p_T^e > 25\text{GeV}$ , а переднего  $p_T^e > 20\text{GeV}$ , а их инвариантная масса  $66 < M_{ee} < 150\text{GeV}$ . Т.к. в передней области нет трекингового детектора, реконструкция электронов сложна и полагается только на информацию об энергетическом кластере.

В этой работе исследуется центрально-центральная область.

В данной работе проводится моделирование дифференциального сечения  $\frac{d^3\sigma}{dM_{ee}d|y_{Z/\gamma^*}|d\cos\theta^*}$  процесса Дрелла-Яна по переменным

- массе калибровочного бозона  $M_{ee}$ ,
- модулю быстроты калибровочного бозона  $|y_{Z/\gamma^*}|$ ,
- косинусу угла Коллинза-Сопера  $\cos\theta^*$

при помощи Монте-Карло интегратора MCSANC и его сравнение с данными эксперимента ATLAS при энергии 8 ТэВ, которые были получены в 2012 году. Это может быть полезно для вычисления и уточнения партонных распределений (PDF) и угла Вайнберга  $\theta_W$ .

В процессе Дрелла-Яна происходит столкновение двух кварков, находящихся в сталкиваемых протонах, в результате которого рождается фотон или Z-бозон, который, в свою очередь, распадается

на лептонную пару.

$$q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-, \quad l = e, \mu, \tau$$

В данной работе рассматривается только электронно-позитронное конечное состояние, называемое электронным каналом.

Для теоретической оценки экспериментальных данных используются Монте-Карло инструменты, такие как генераторы событий и интеграторы, вычисляющие полное сечение в заданной кинематической области.

Группа SANC разработала интегратор MCSANC, позволяющий вычислять сечения протон-протонных столкновений. В рамках данной дипломной работы была расширена функциональность этого инструмента возможностью построения трехмерных гистограмм кинематических распределений.

## Глава 1. Теоретическое введение

### 1.1 Процессы Дрелла-Яна

Процессами Дрелла-Яна называется класс процессов с кварками в начальных и лептонами в конечных состояниях. Разделяют два типа процессов по величине заряда промежуточного электрослабого бозона: нейтральный ток с  $\gamma$  или  $Z^0$  и заряженный ток с  $W^\pm$ . На рис. 1 схематично показан пример взаимодействия двух адронов  $h_A$ ,  $h_B$  с жестким процессом аннигиляции кварка и антикварка в виртуальный фотон с его последующим распадом на лептонную пару.

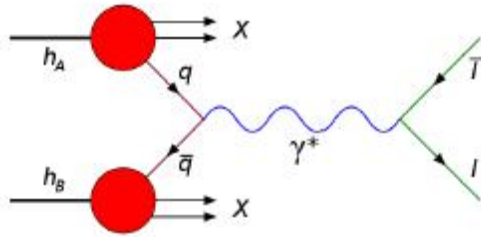


Рис. 1. Схематическое изображение адронного столкновения по процессу типа Дрелла-Яна.

Впервые процесс  $DY$   $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$  был зарегистрирован в экспериментах с фиксированной мишенью на ускорителе AGS (Alternating Gradient Synchrotron) в Брукхейвене. В дальнейшем тот класс процессов был широко исследован на установках Fermilab Dimuon Spectrometer и экспериментах на ускорителе Tevatron. Основными целями исследования с помощью процессов Дрелла-Яна были измерения электрослабых параметров Стандартной Модели и кварковых распределений партонов.

На сегодняшний день главными площадками для регистрации  $DY$  являются эксперименты Большого Адронного Коллайдера (LHC). С момента запуска коллайдера коллаборациями ATLAS, CMS, LHCb зарегистрировали более  $10^8$  событий в электронном и мюонном каналах. Полученные данные используются для уточнения известных параметров Стандартной Модели, известных функций пар-

тонных распределений, калибровки детекторов, вычисления фона и других задач.

Процессы DY нейтрального тока обладают наиболее удобной для измерения сигнатурой – двухлептонное конечное состояние регистрируется системой детекторов с более высокой точностью по сравнению со струями. Ситуация с заряженным током  $qq' \rightarrow W \rightarrow l\nu_l$  несколько хуже из-за невозможности зарегистрировать нейтрино в конечном состоянии. Тем не менее, измерение поперечного импульса и псевдобыстроты лептона дают достаточно данных для анализа.

Партонное сечение в ведущем приближении для процесса Дрелла-Яна выписывается в соответствии с выражениями для амплитуды процесса  $2 \rightarrow 2$ , диаграммы которого приведены на рис. 2.

$$\sigma_{LO} = \int \frac{1}{2s} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) |\bar{M}|^2$$

где квадрат матричного элемента после светрок гамма-матриц и усреднения по спину и цвету имеет вид:

$$|\bar{M}|^2 = Q_i^2 \alpha^2 \frac{2^5 \pi^2}{3} \left( \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right).$$

Здесь под  $E_{3,4}$  обозначены энергии конечных частиц,  $Q_i$  – заряды кварков,  $\alpha$  константа электромагнитного взаимодействия,  $s, t, u$  стандартное обозначение для переменных Мандельштама.

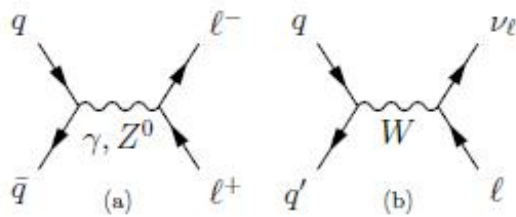


Рис. 2. Схематическое изображение адронного столкновения по процессу типа Дрелла-Яна.

Также необходимо учитывать поправки NLO EW:

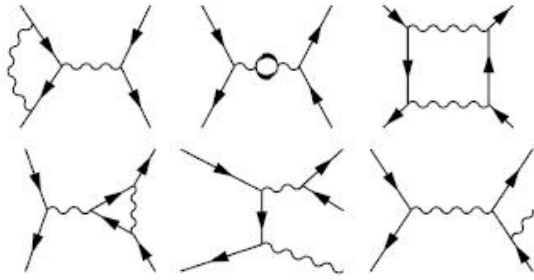


Рис. 3. Примеры диаграмм Фейнмана, дающих вклад в поправки NLO EW.

и поправки NLO QCD:

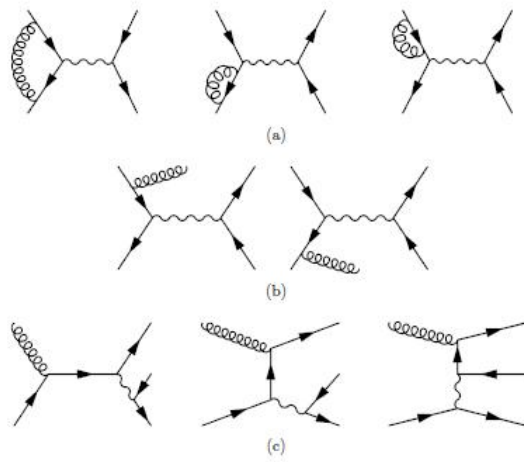


Рис. 4. Примеры диаграмм Фейнмана, дающих вклад в поправки NLO QCD.

## 1.2 Функции партонных распределений

Наблюдение эффекта скейлинга в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов на адронах привело к созданию в конце 1960х годов Партонной модели. Модель утверждает, что адроны являются составными частицами, состоящими из партонов. Например протон имеет кварковый состав  $uud$ . Глюоны, излучаемые валентными кварками, могут образовывать виртуальные  $q\bar{q}$  пары, называемые морскими кварками. Глюоны, валентные и морские кварки обобщенно именуется партонами.

В системе отсчета, связанной с адроном, движущегося со скоростью, близкой к скорости света, партоны рассматриваются как статические точечные объекты, несущие разные доли импульса адрона. Несмотря на то, что квантовая хромодинамика запрещает несвязное состояние кварков и глюонов (явление, известное как конфайнмент), в данном случае партоны могут рассматриваться как отдельные частицы, независимо участвующие во взаимодействии в результате столкновений с другими адронами или лептонами. Данное свойство известно как асимптотическая свобода.

В момент столкновения двух протонов, эффективно происходит партонное взаимодействие. Так как партоны несут различные доли импульса протона, их центр масс в общем случае не покоится относительно лабораторной системы. В редких случаях столкновение является жестким рассеянием, продукты которого интересны с точки зрения физики высоких энергий. Конечные состояния жесткого взаимодействия могут содержать лептоны, кварки и бозоны.

Доля импульса, приходящаяся на каждый партон, характеризуется функциями партонных распределений (PDF). Обозначение  $f_{a/A}(x_a, Q^2)$  означает плотность вероятности того, что партон  $a$  в протоне  $A$  при переданном импульсе  $Q^2$  имеет долю импульса протона  $x_a$ . Малые значения  $Q^2$  соответствуют непертурбативной области, в которой прямое вычисление партонных распределений невозможно. Вместе с тем, факторизация с партонным сечением дает возможность экспериментальных измерений этих распреде-



лений. Знание функции партонных распределений необходимо для изучения процессов Стандартной модели на ЛНС, так как они используются для вычисления сечения протон-протонных столкновений. Вычисленные сечения также помогают определить достоверность результатов измерения сечений и анализе экспериментальных данных.

Например, сечение адронного процесса  $A + B \rightarrow ff' + X$ , где  $f, f'$  обозначают конечные фермионы, а  $X$  - остальные продукты адронного взаимодействия, в ведущем порядке по теории возмущения (LO) выражается в виде:

$$(\sigma)_{LO} = \sum_{a,b} C_{ab} \int dx_a dx_b [f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) + (A \leftrightarrow B)] \sigma'$$

где  $a$  и  $b$  обозначают партоны в соответствующих протонах  $A$  и  $B$ ,  $C_{ab}$  - коэффициент усреднения по цветовому заряду,  $\sigma'$  - обозначает сечение соответствующего приближения для взаимодействия партонов  $a$  и  $b$  с требуемым конечным состоянием. Сумма производится по всем возможным парам партонов и комбинациям цветов. Коэффициенты усреднения по цветовому заряду для разных комбинаций партонов имеют значения

$$C_{qq} = \frac{1}{9}, \quad C_{qg} = \frac{1}{24}, \quad C_{gg} = \frac{1}{64}$$

Четырех-импульсы партонов  $p_{a,b}$  связаны с четырехимпульсами протонов  $p_{A,B}$  соотношением:

$$p_{a,b} = x_{a,b} p_{A,B},$$

где  $s$  - это инвариантная масса сталкивающихся протонов в квадрате. Тогда сечение адронных столкновений можно переписать в виде:

$$(\sigma)_{LO} = \sum_{a,b} C_{ab} \int_0^1 d\tau \int_\tau^1 \frac{dx_a}{x_a} [f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(\frac{\tau}{x_a}, Q^2) + (A \leftrightarrow B)] \sigma'$$

Система центра масс взаимодействующих партонов, как правило, находится в движении ( $x_a \neq x_b$  в общем случае). Соотношения

величин  $x_a$  и  $x_b$  несет информацию о функция партонных распределений протона, для удобного описания которой вводят переменную быстрой:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E^{ab} + p_{\parallel}^{ab}}{E^{ab} - p_{\parallel}^{ab}} \right) = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b},$$

Где  $E^{ab}$ , а  $p^{ab}$  - импульс системы  $ab$  в системе центра масс протонов, которая совпадает с лабораторной системой отсчета. Иногда, когда масса частицы мала по сравнению с ее энергией, удобно использовать переменную псевдобыстрой  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ , где  $\theta$  - полярный угол отклонения частицы от оси пучков. Быстрота может быть записана через  $x_a$ ,  $x_b$  только при выполнении условия безмассовости партонных и антипараллельности их спинов. Доли импульса партонных могут быть записаны как:

$$x_{a,b} = \sqrt{\tau} e^{\pm y},$$

и, следовательно, выражение для дважды дифференциального сечения:

$$\left( \frac{d^2 \sigma}{dy d\tau} \right)_{LO} = \frac{d^2 \sigma}{dx_a dx_b} = \sum_{a,b} C_{ab} \left[ f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}\left(\frac{\tau}{x_a}, Q^2\right) + (A \leftrightarrow B) \right] \sigma'.$$

Из дифференциального сечения по массе и быстрой  $\frac{d\sigma}{dM_{ee} d|y_{Z/\gamma^*}|}$  могут быть получены функции распределений партонных в протонах.

### 1.3 Асимметрия вперед-назад

Диф. сечение по  $\cos\theta^*$   $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$  продольную показывает асимметрию вперед-назад (forward-backward assymetry) , обозначаемую  $A_{FB}$ , которая может быть использована для измерения эффективного угла Вайнберга  $\theta_W$ .

Косинус угла Колинза-Сопера определяется как

$$\cos\theta^* = \frac{P_L^{ee}}{|P_L^{ee}|} \frac{2(p_1^+ p_2^- - p_2^+ p_1^-)}{M_{ee}\sqrt{M_{ee}}^2 + (P_T^{ee})^2}$$

где

$$p_i^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_i \pm p_{L,i}).$$

*нужно расписать все обозначения в формуле, и привести картинку. Иначе кто поймет?*

Угол Вайнберга - это фундаментальный параметр стандартной модели. Он используется в теории электрослабых калибровочных бозонов. Проводимые измерения и вычисления позволят увидеть  $A_{FB}$  как функцию  $M_{ee}$  и  $y_Z/\gamma^*$

## Глава 2. Описание интегратора MCSANC

MCSANC расширяется как Монте-Карло интегратор группы SANC(Support for Analitical and Numeric Calculation, sanc.jinr.ru). Он интегрирует дифференциальное сечение в заданных кинематических ограничениях. Работа системы SANC состоит из нескольких стадий:

- генерация аналитических выражений
- преобразование этих выражений в фортранные модули
- создание Монте-Карло инструментов на их основе

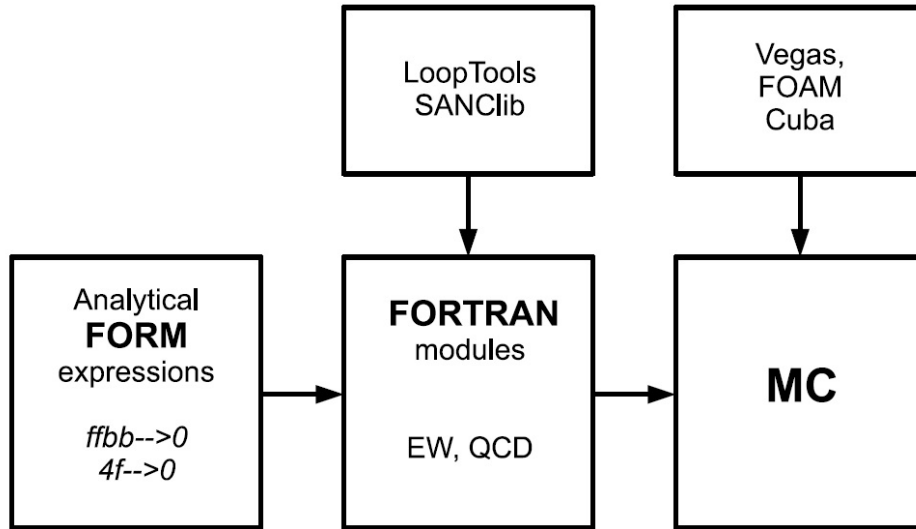


Рис. 5. Схема системы SANC.

В зависимости от типа процесса, полное NLO сечение на партонном уровне разбивается на несколько членов:

$$d\sigma = d\sigma^{LO} + d\sigma^{virt}(\lambda) + d\sigma^{soft}(\lambda, \bar{\omega}) + d\sigma^{hard}(\bar{\omega})$$

дифференциальное по наблюдаемой общего вида, являющейся функцией импульсов конечных состояний. Здесь  $\sigma^{LO}$  обозначает сечение в ведущем приближении,  $\sigma^{virt}$  вклад виртуальных (петлевых поправок),  $\sigma^{soft}$  мягкому фотонному и глюонному излучению,  $\sigma^{hard}$

обозначает вклад излучения жестких (реальных) фотонов и глюонов. В процессе вычислений вводятся члены с дополнительными параметрами  $\bar{\omega}$  (энергия фотонов, разделяющая фазовые пространства связанные с мягким и жестким излучением) и  $\lambda$  (масса фотона, регуляризирующая инфракрасные расходимости). При сложении они сокращаются, и дифференциальное NLO EW сечение становится независимым от этих параметров, при условии что к инфракрасным расходимостям не приводит сама наблюдаемая дифференцирования, например, поперечный импульс бозона.

Список реализованных процессов в коде `mcsapc-v1.01` приведен в следующей таблице:

pid	$ff \rightarrow$
001:003 004	$l^+l^- (l = e, \mu, \tau)$ $Z^0 + H$
$\pm 101:103$ $\pm 104$	$l^\pm + \nu_l$ $W^\pm + H$
105 106 -105 -106	$t + \bar{b}$ (s-channel) $t + q$ (t-channel) $\bar{t} + b$ (s-channel) $\bar{t} + q$ (t-channel)

### Глава 3. Трехмерные гистограммы

Интегратор MCSANC изначально умел строить дифференциальные сечения по одной переменной, т.е. одномерные гистограммы. Для вычислений диф. сечений по трем переменным, т.е. для трехмерных гистограмм, раньше было необходимо разбить требуемую область на несколько участков, каждый из которых являлся бы одномерной гистограммой, и вычислить каждую гистограмму по отдельности, что существенно увеличивало время вычислений.

Мной был модифицирован модуль MCSANC отвечающий за гистограммы, после чего MCSANC стал способен вычислять двух и трех мерные гистограммы за один запуск.

## Глава 4. Вычисления

Для соответствия набранной статистики теоретические предсказания нужно вычислять с максимально доступной точностью. На сегодняшний день это:

- пертурбативное приближение NNLO QCD, реализованное в программе DYNNLO
- и NLO EW, вычисляемое, среди прочих, интегратором MCSANC

Схема вычислений следующая:

- вычисляются так называемые К-факторы:

$$K = \sigma_{NLOEW} / \sigma_{born}$$

- 

$$\sigma_{NLOEW+NNLOQCD} = K\sigma_{NNLOQCD}$$

В данной работе сечение вычисляется только в NLO EW приближении, а также вычисляются К-факторы.

Как следует из описания Central-Central области детектора ATLAS, в вычислениях используются следующие кинематические ограничения:

- по инвариантной массе  $46 < m_{34} < 200$  ГэВ
- по быстроте каждого лептона  $|\eta^e| < 2.47$
- по поперечному импульсу каждого из лептонов  $p_T^e > 20$  ГэВ.

*Эти бины должны быть в описании измерений, под которое нужно выделить отдельную главу с кратким изложением диплома Тони. А здесь только сказать, что теоретическое моделирование распределений конечных состояний производится в том же формате.*

Также в вычислениях использовался следующий биннинг:

- инвариантная масса

$$m_{34} = \{46, 66, 80, 91, 102, 116, 150, 200\} \text{ ГэВ}$$

- модуль быстроты калибровочного бозона

$$|y_{34}| = \{0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 2.2, 2.4\}$$

- косинус угла Коллинза-Сопера

$$\cos\theta^* = \{-1.0, -0.7, -0.4, 0.0, 0.4, 0.7, 1.0\}$$

В расчетах использовались PDF 'CT10NLO.LHgrid'



## Глава 5. Результаты

На следующих гистограммах изображена зависимость экспериментальных и теоретических (в EW приближении) сечений от соответствующих переменных, а также К-факторы.

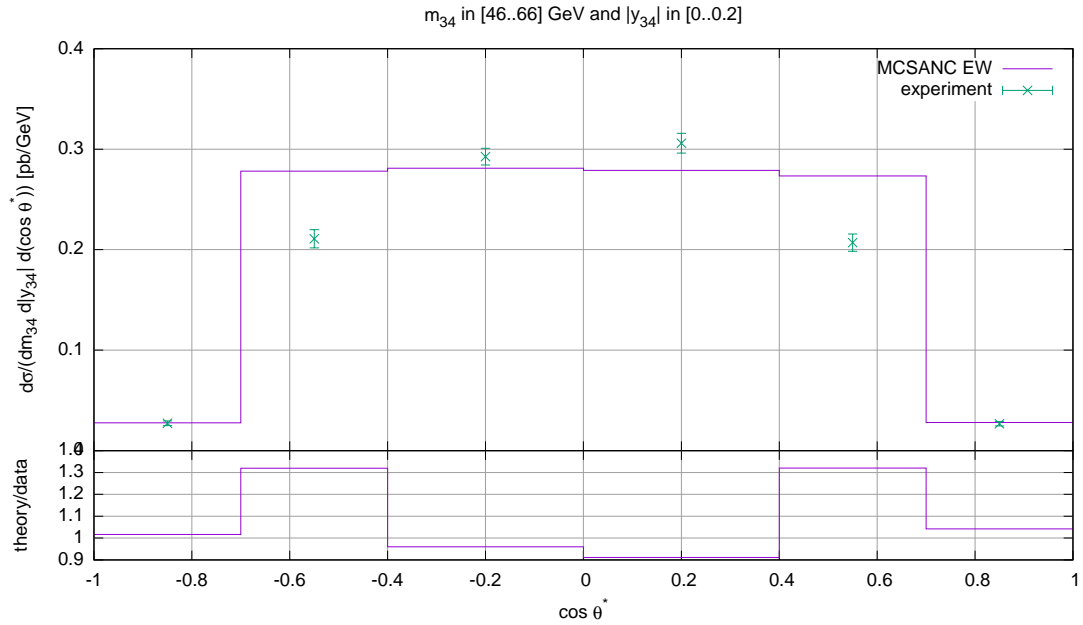


Рис. 6. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера для одного бина по массе и быстроте.

Далее на рис. 7-13 следует семь гистограмм, каждая из которых соответствует определенному бину по массе. На каждой гистограмме снизу показан уникальный порядковый номер соответствующего бина, а сверху отложены границы бинов по быстроте. И в каждом таком участке расположена гистограмма по  $\cos \theta^*$ , аналогичная той, что на рис. 6, только с несоблюдением масштаба по  $\cos \theta^*$

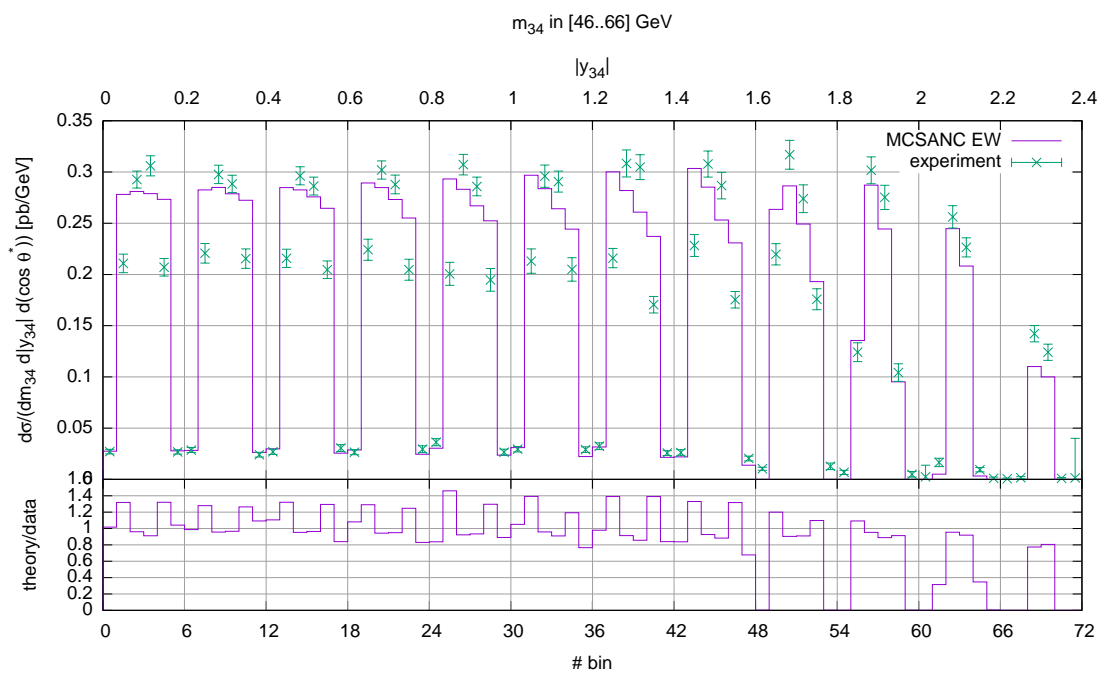


Рис. 7. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

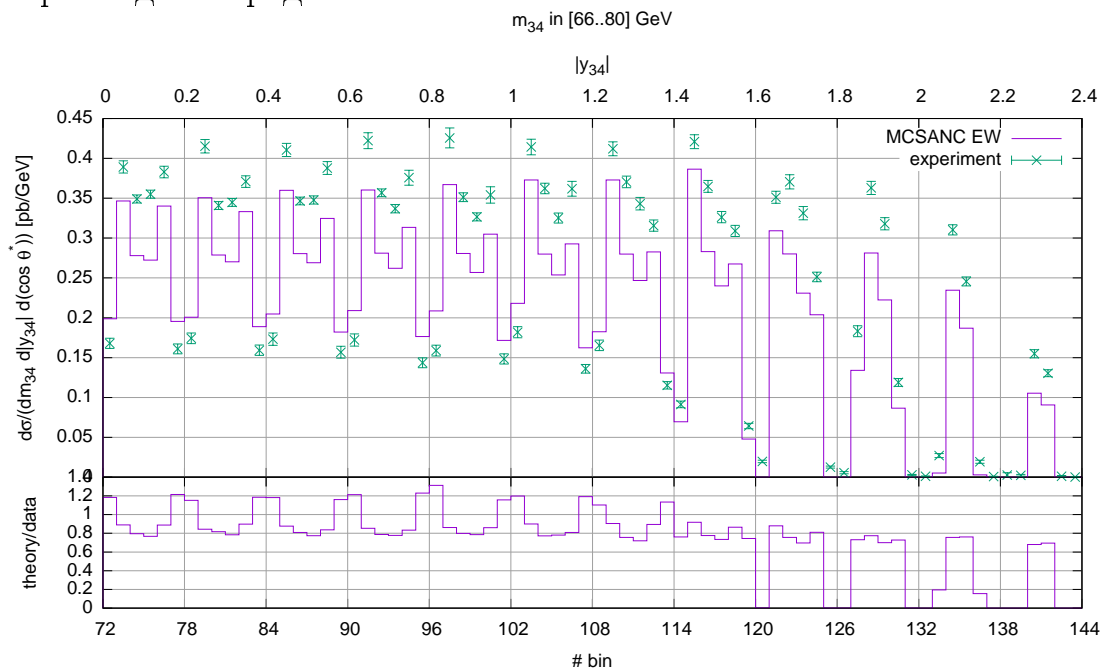


Рис. 8. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

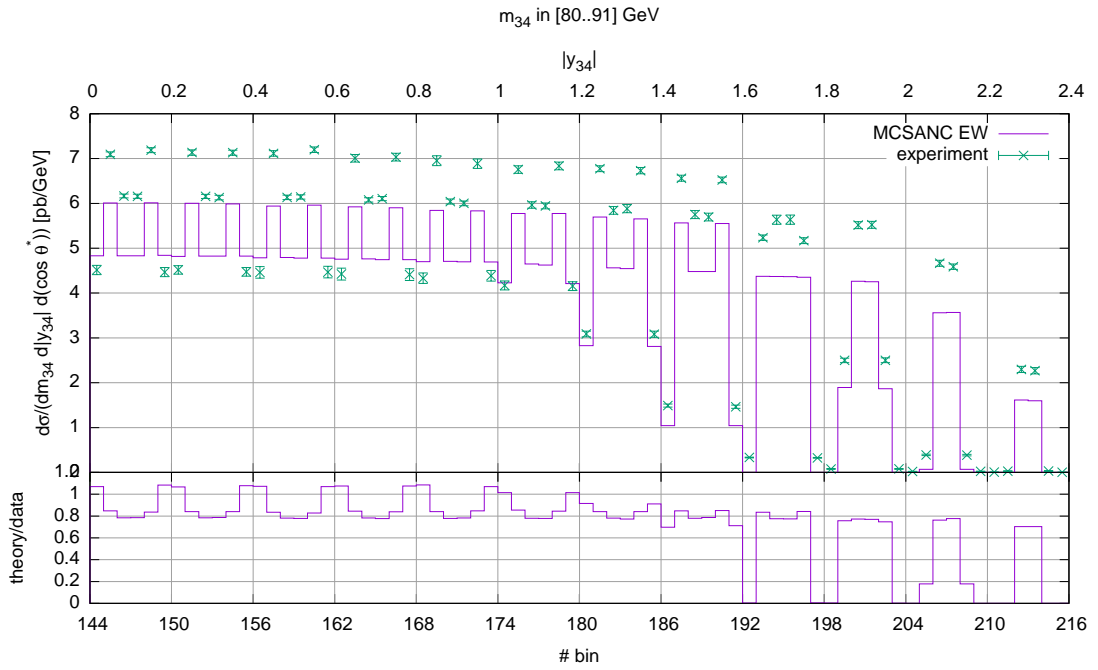


Рис. 9. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и  
быстроты для определенного бина по массе.

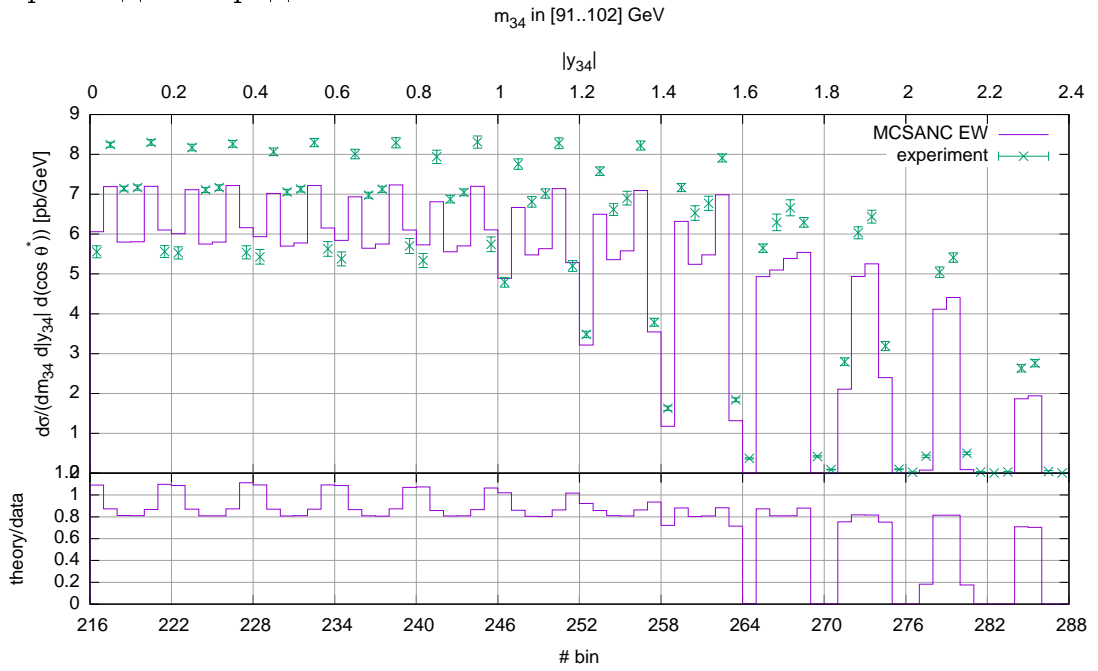


Рис. 10. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера  
и быстроты для определенного бина по массе.

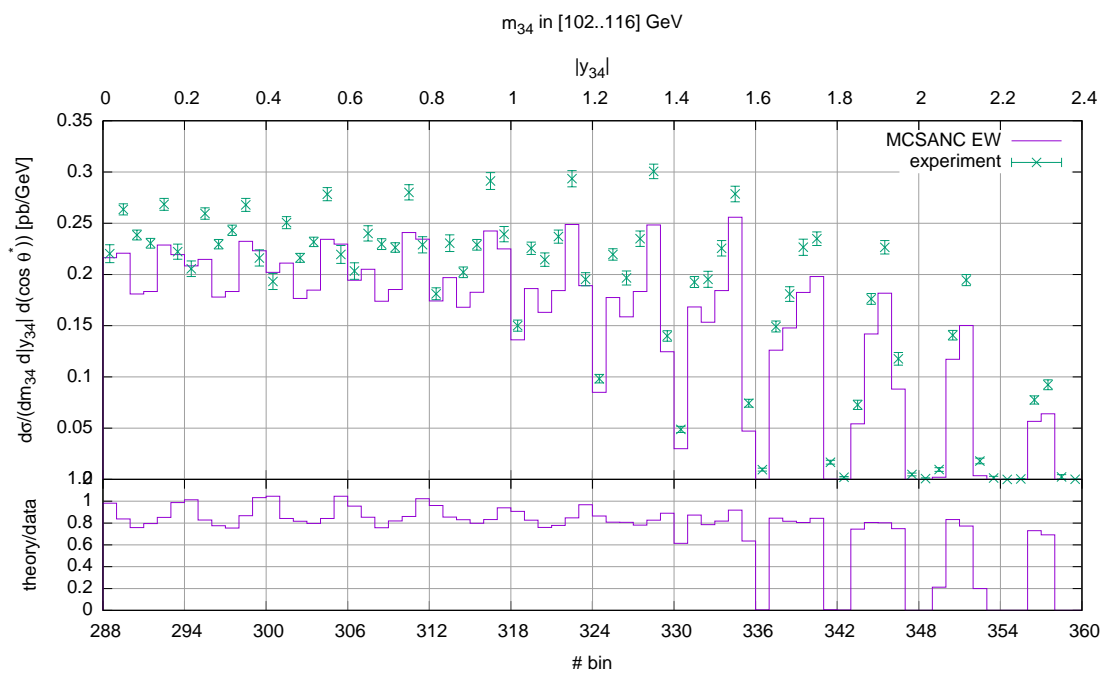


Рис. 11. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

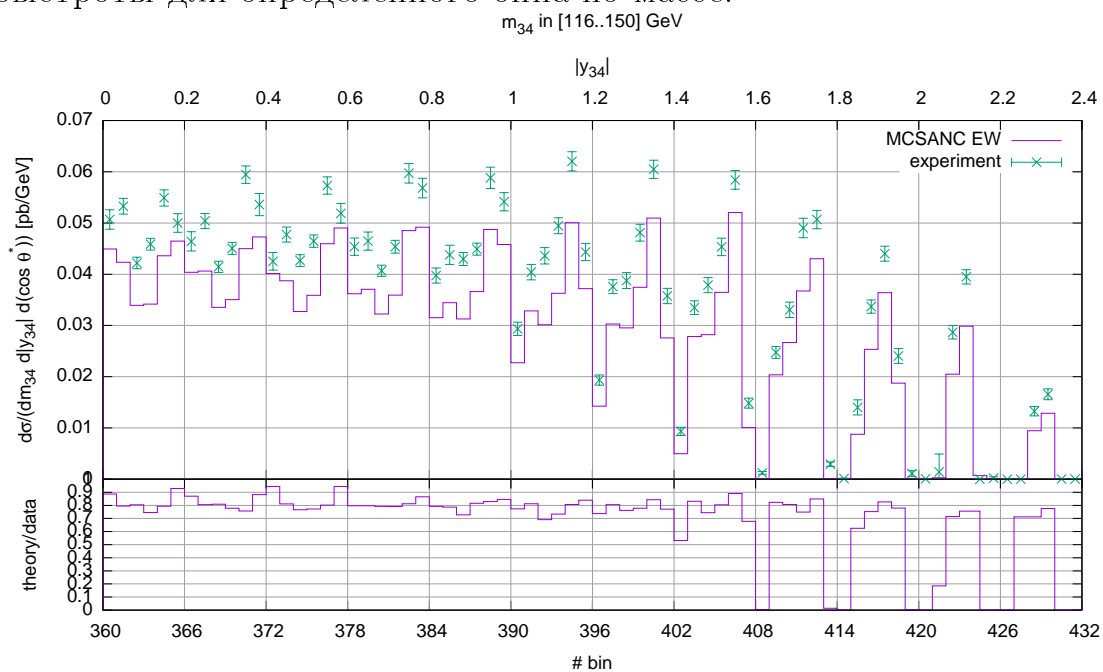


Рис. 12. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

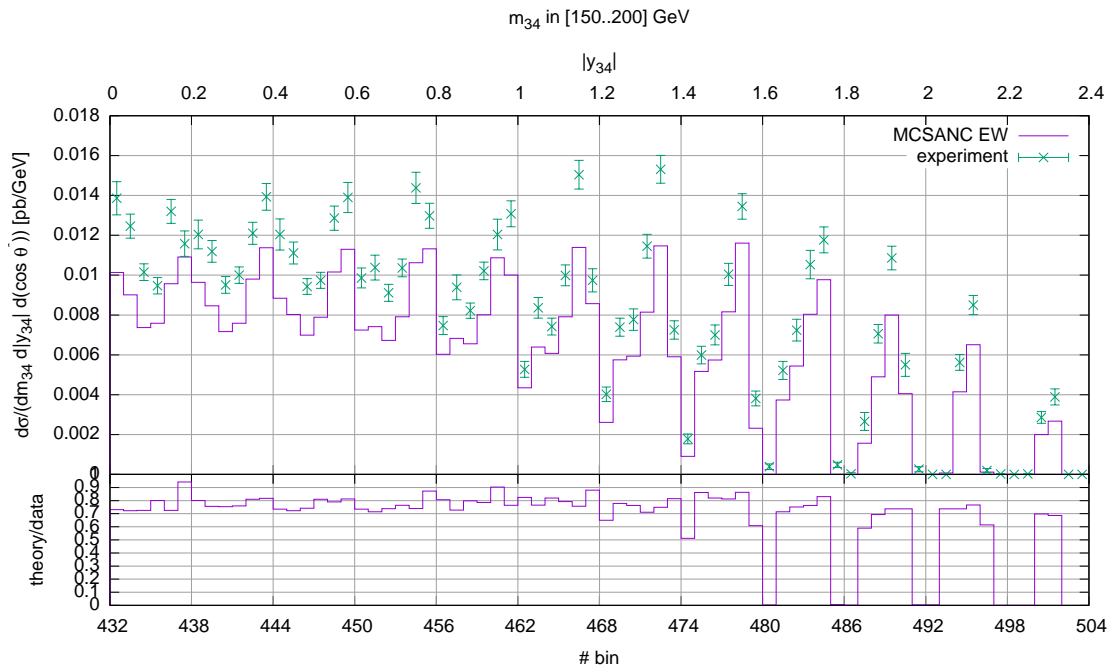


Рис. 13. Зависимость сечения от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

Далее на рис. 14-20 показаны К-факторы в таком же формате.

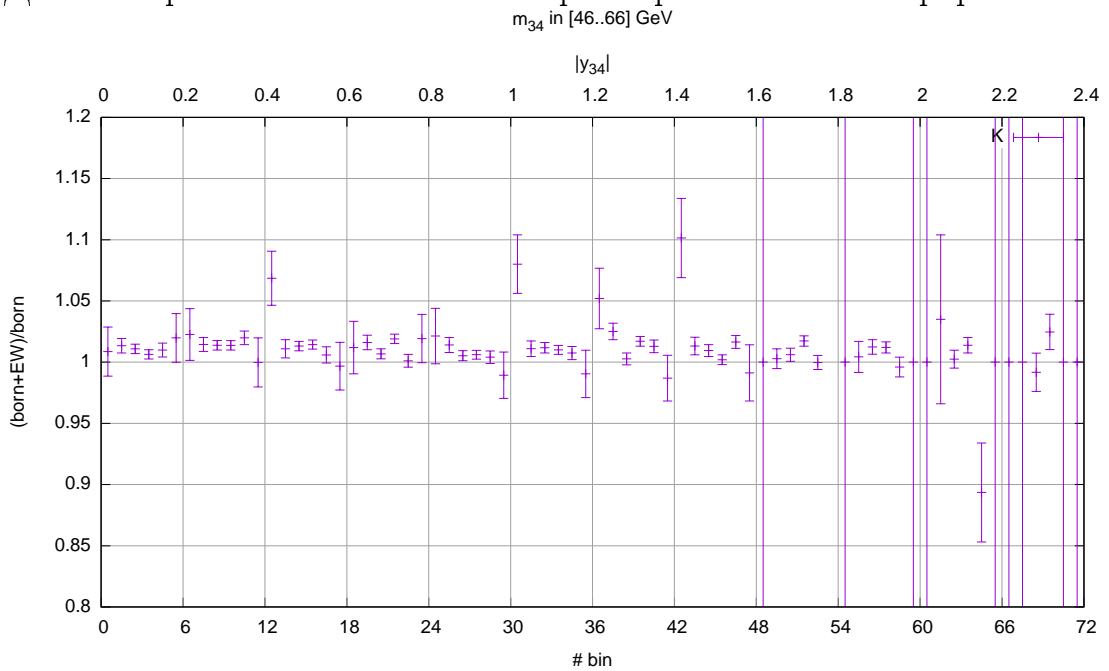


Рис. 14. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-

Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

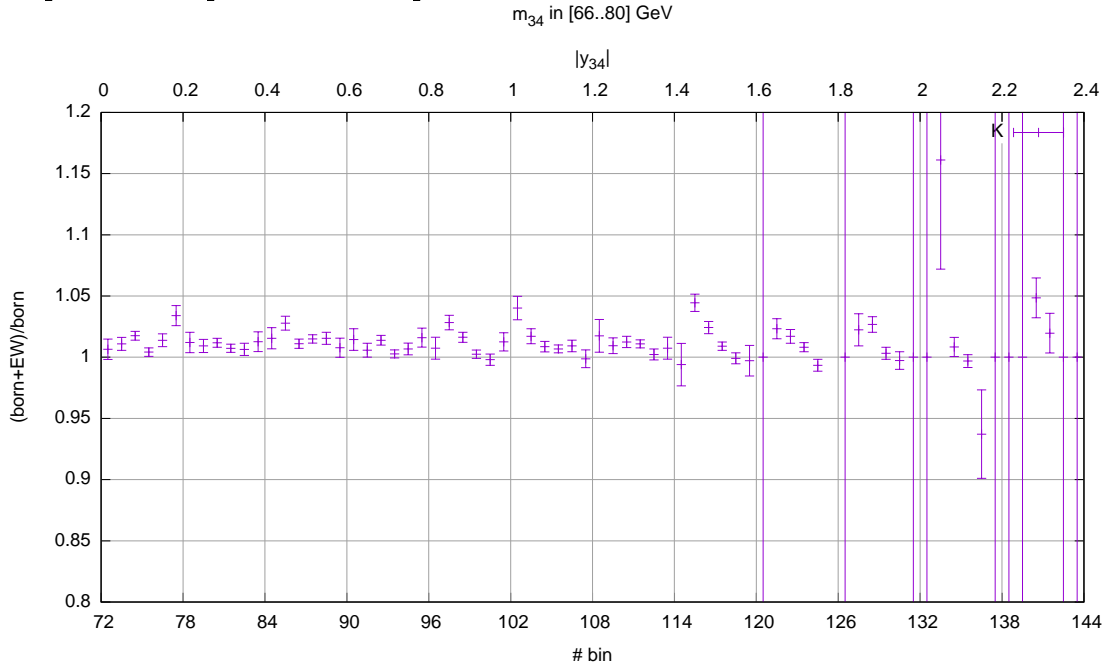


Рис. 15. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

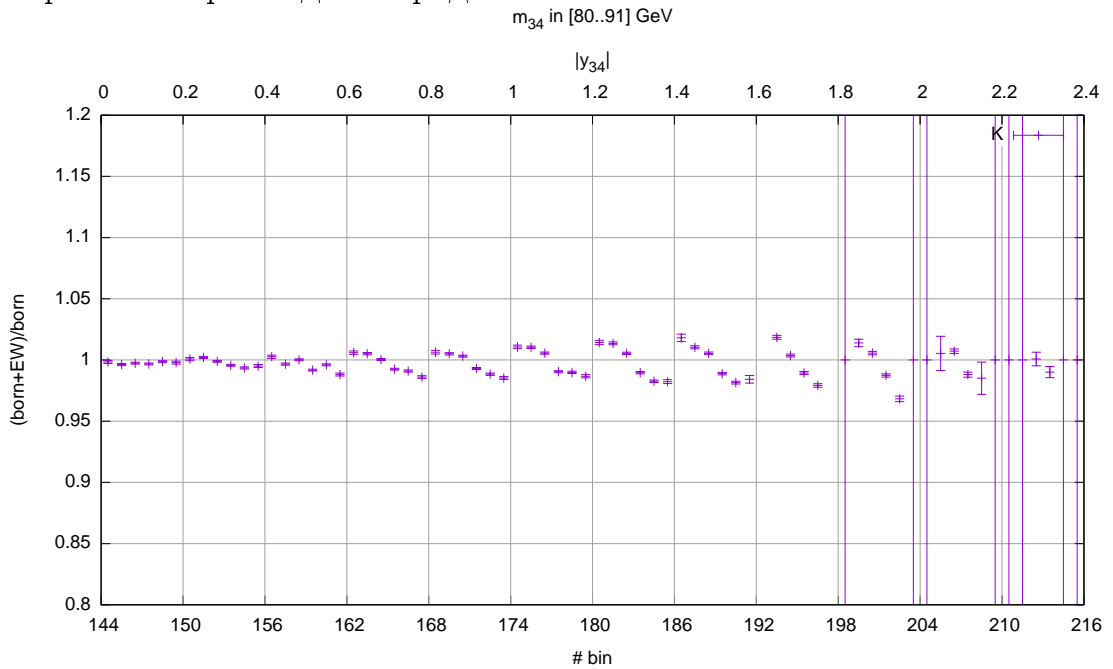


Рис. 16. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

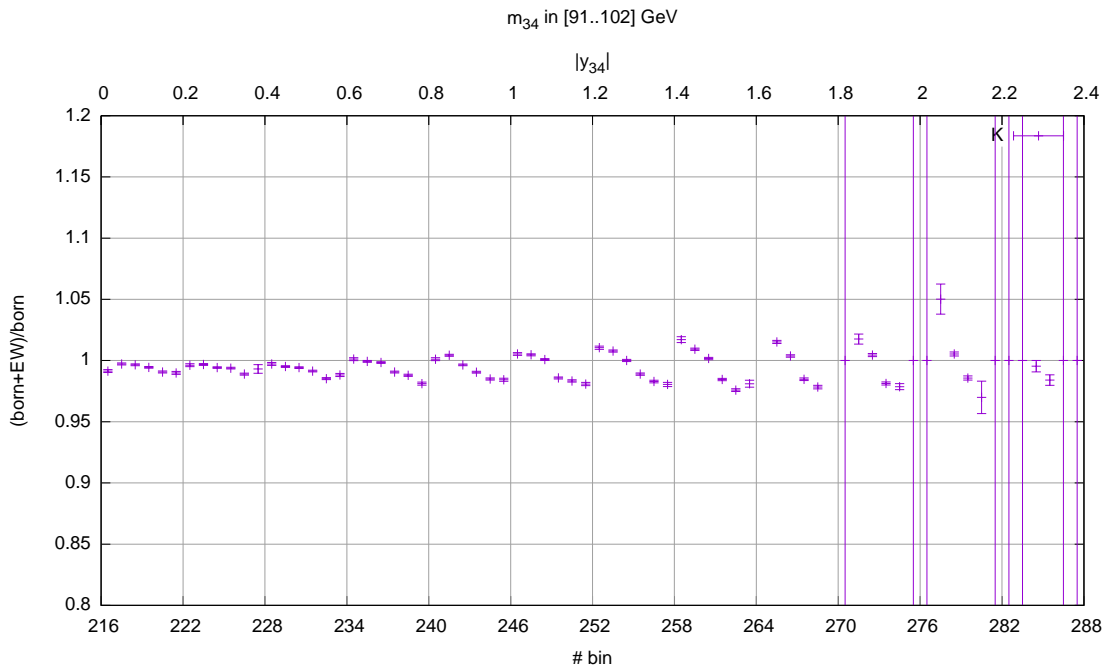


Рис. 17. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

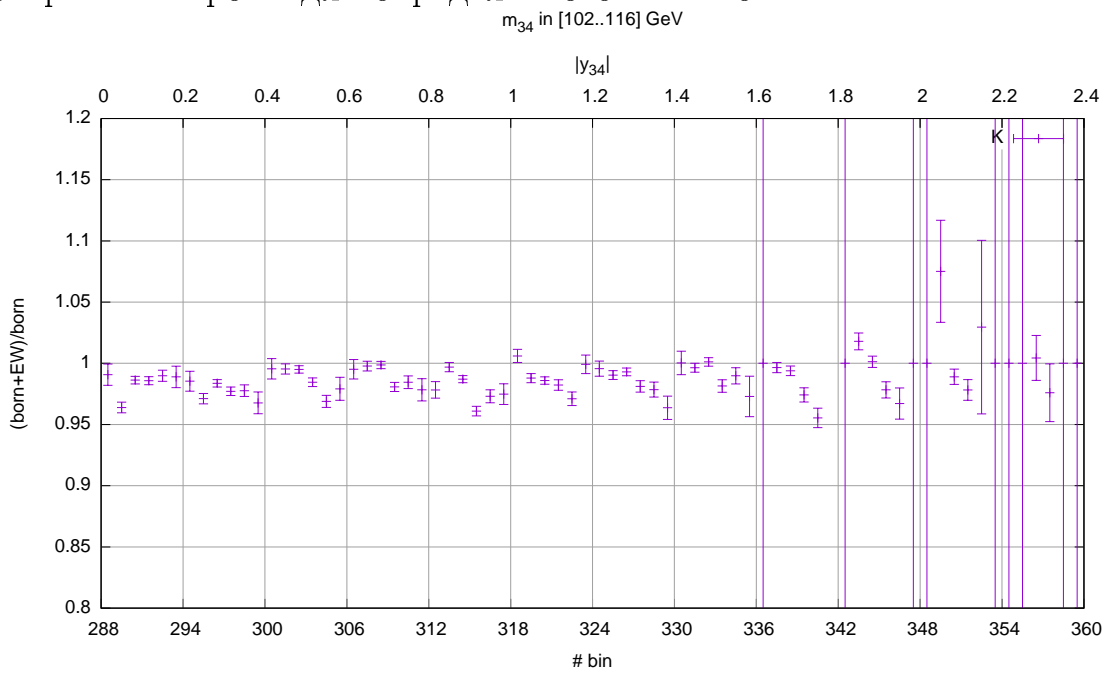


Рис. 18. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

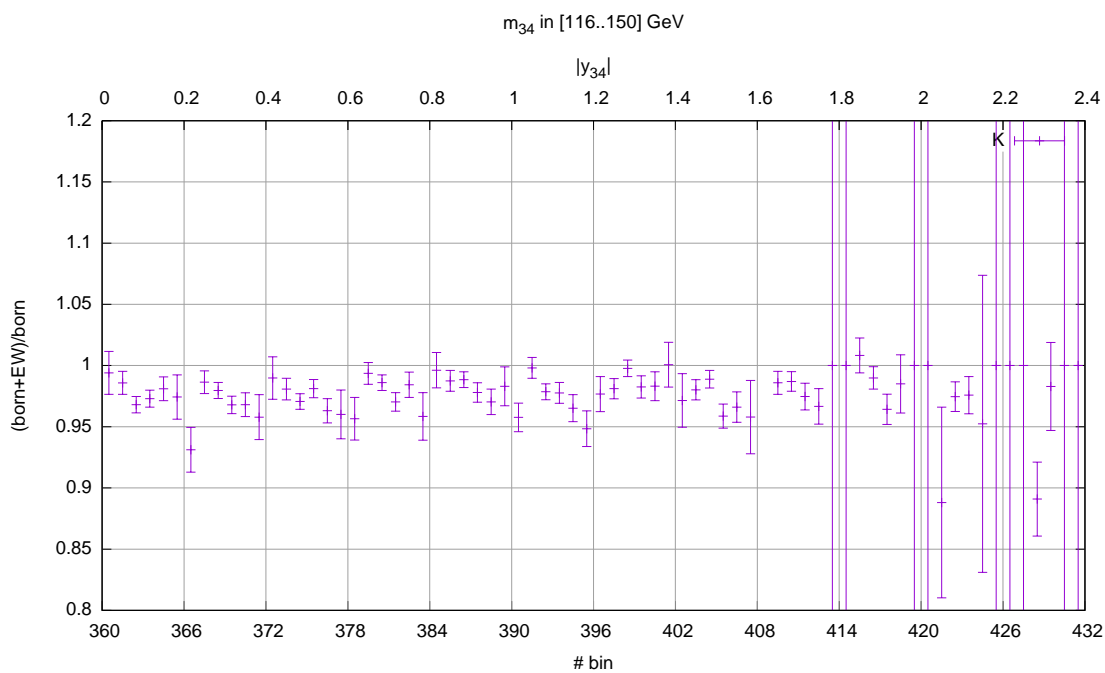


Рис. 19. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.

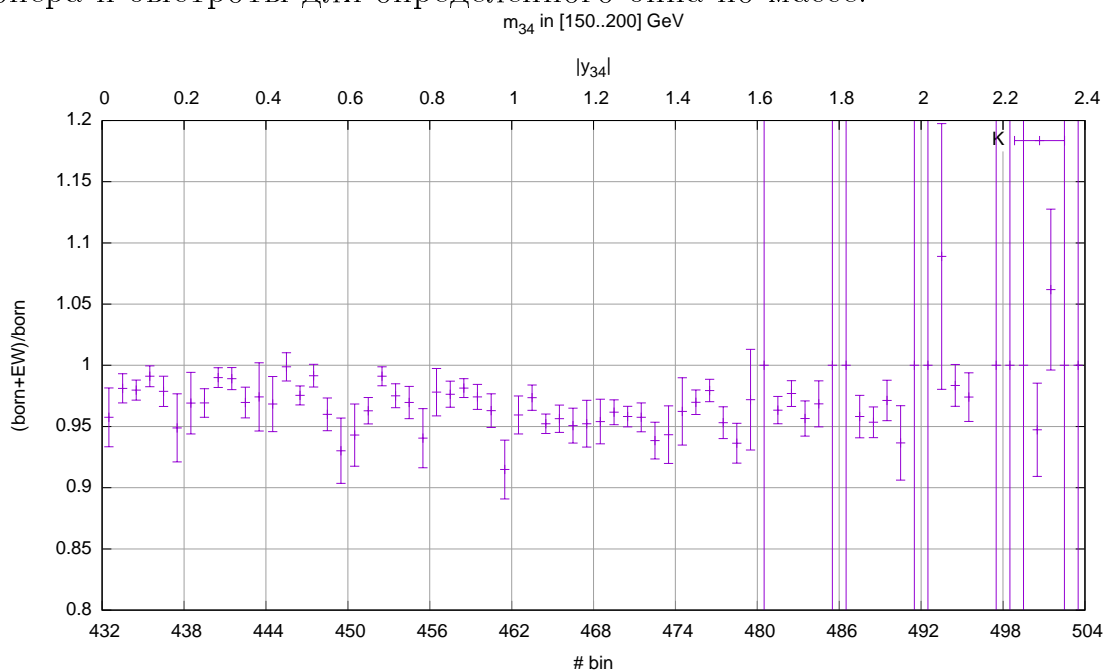


Рис. 20. Зависимость К-факторов от косинуса угла Колинза-Сопера и быстроты для определенного бина по массе.



Далее идут распределения, проинтегрированные по двум из трех переменных.

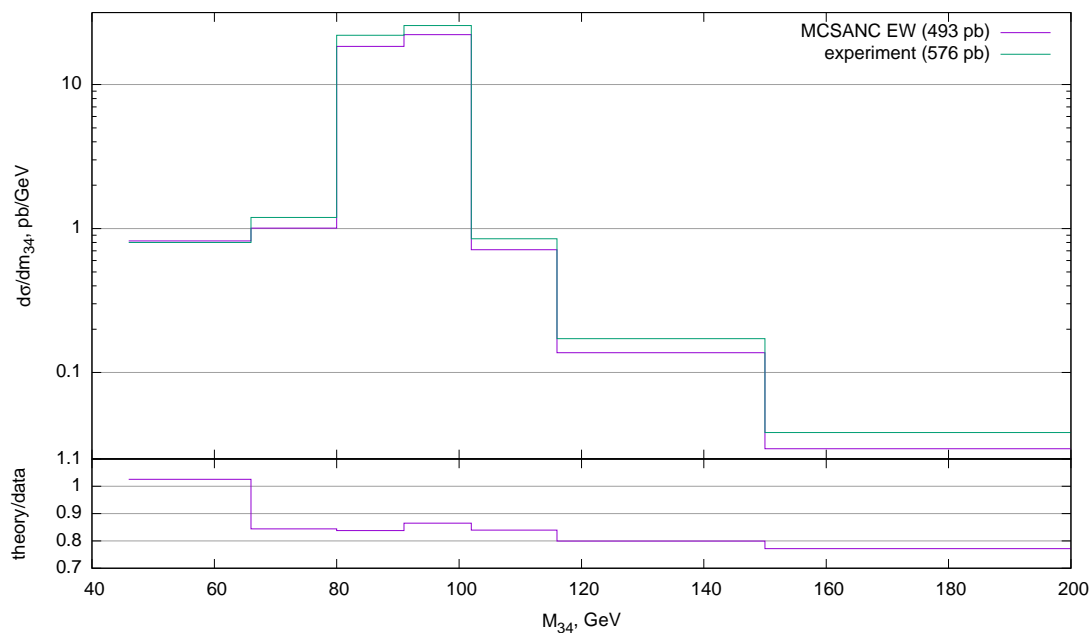


Рис. 21. Распределение по инвариантной массе.

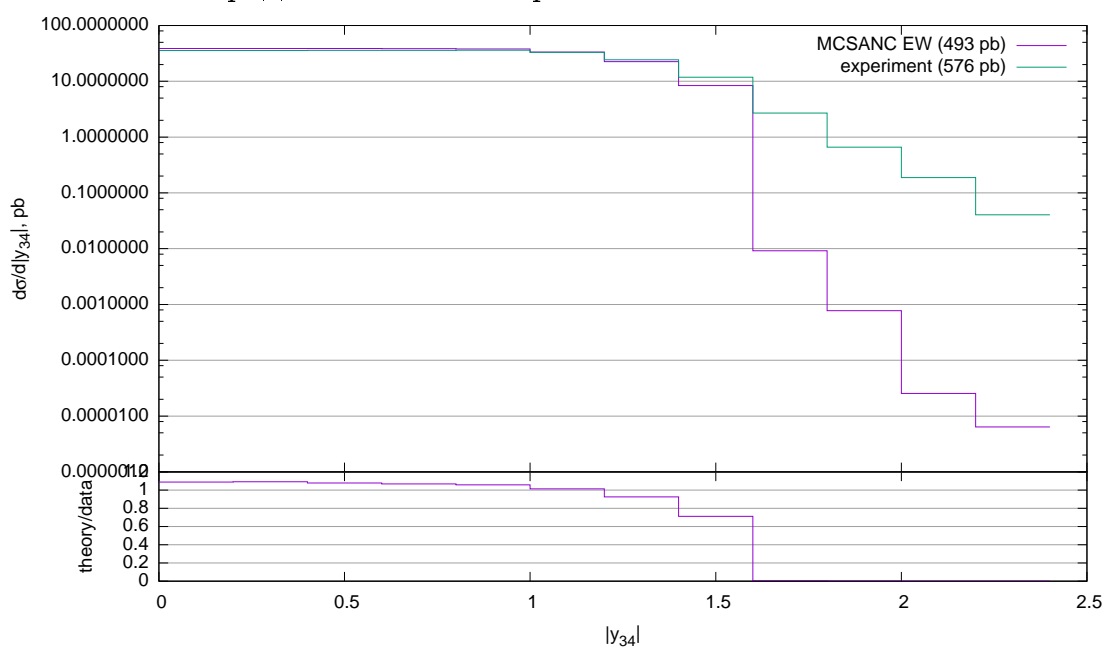


Рис. 22. Распределение по бытрате.

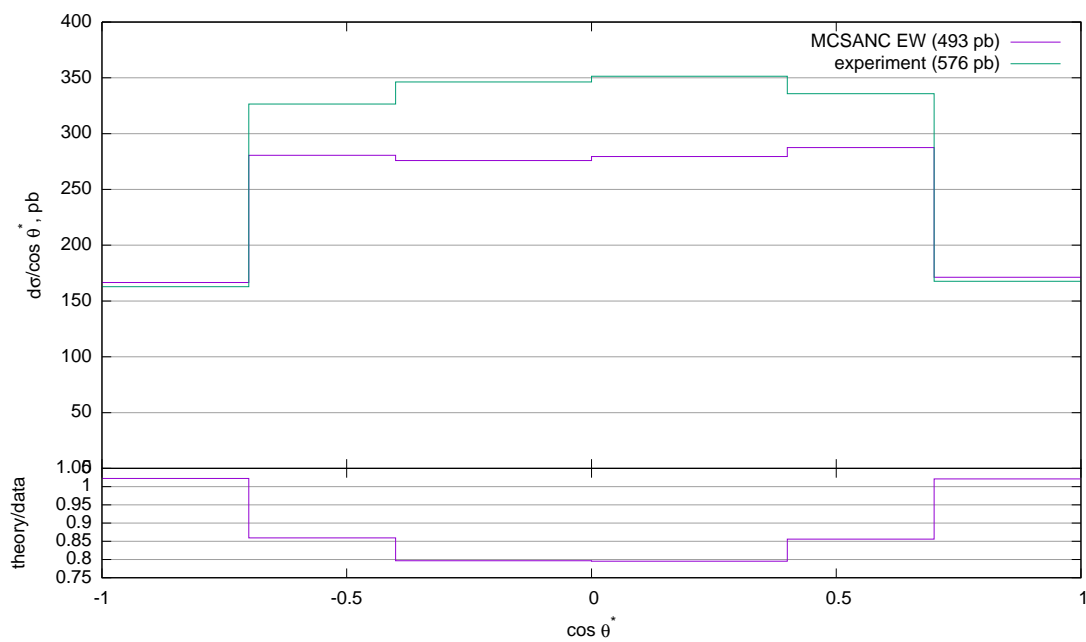


Рис. 23. Распределение по косинусу угла Колинза-Сопера.

- [1] Tony Kwan, Candidacy Report, 2015
- [2] А. Сапронов, Моделирование и анализ результатов измерения процессов типа Дрелла-Яна с одиночным рождением  $W$  и  $Z$  бозонов на LHC, 2013.
- [3] J. C. Collins, D. E. Soper. Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions. *Phys. Rev. D*, 16:2219-2225, 1977. (Cited on pages 1 and 7.)
- [4] S.G.Bondarenko and A.A.Sapronov, NLO EW and QCD proton-proton cross section calculations with mcsanc-v1.01, *Comput. Phys. Commun.* 184 (2013) 2343 [arXiv:1301.3687]
- [5] G.P. Lepage, Report CLNS-80/447, Cornell Univ., Ithaca, N.Y., 1980
- [6] S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian and M. Grazzini, *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 082001; S. Catani and M. Grazzini, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 222002

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В интегратор MCSANC были добавлены трехмерные гистограммы.

На данный момент в пределах ожидаемой точности EW поправок экспериментальные и теоретические графики похожи. Это свидетельствует об отсутствии грубых ошибок в обработке экспериментальных данных.

В дальнейшем для более точного анализа планируется вычислить NNLO QCD поправки программой DYNLO и применить к результатам полученные K-факторы.

Также планируется оптимизировать взаимодействие потоков в MCSANC для лучшей производительности.