

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ГОРБУНОВ

Илья Николаевич

Измерение асимметрии «вперед-назад» в процессах рождения мюонных пар при столкновении протонов в эксперименте CMS на LHC

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

С. В. Шматов

Дубна 2014

Оглавление

Введение	4
1 Детектор CMS	9
1.1. Общие характеристики детекторных систем CMS	11
1.2. Мюонная система	14
1.3. Реконструкция мюонов	15
1.4. Идентификация мюонов	20
1.5. Заключение к Главе 1	25
2 Методы измерения асимметрии вылета мюона в процессах Дрелла-Яна	26
2.1. Асимметрия «вперед-назад» (A_{FB})	26
2.2. Система Коллинса-Сопера	29
2.3. Методы извлечения A_{FB}	34
2.4. Заключение к Главе 2	39
3 Отбор событий и оценка фона	40
3.1. Моделирование сигнальных и фоновых событий	40
3.2. Оценка фона	42
3.3. Отбор событий	46
3.4. Заключение к Главе 3	51
4 Измерение асимметрии A_{FB}	52
4.1. Коррекции точности регистрации событий с парой мюонов	53
4.1.1. Коррекция импульса мюона	53
4.1.2. Эффекты множественности взаимодействий	58
4.1.3. Эффективность	59
4.1.4. Проверка коррекций	64
4.2. Измерение асимметрии A_{FB}	65

4.2.1.	Коррекция (unfolding) разрешения детектора, излучения в конечном состоянии (FSR) и ограниченного фазового объема установки (аксептанс)	67
4.2.2.	Итоговый тест коррекций	69
4.2.3.	Результаты измерения асимметрии A_{FB} после коррекции unfolding	72
4.3.	Заключение к Главе 4	74
5	Систематические ошибки и итоговые результаты	75
5.1.	Фон	76
5.2.	КЭД излучение в конечном состоянии	76
5.3.	Коррекция импульса мюона	76
5.4.	Эффективности и ошибочный учет событий при множественных взаимодействиях	77
5.5.	Функции распределения партонов	77
5.6.	Полная систематическая погрешность A_{FB}	79
5.7.	Итоговые результаты измерения A_{FB}	83
5.8.	Заключение к Главе 5	87
	Заключение	88
	Список рисунков	91
	Список таблиц	97
	Литература	98

Введение

Настоящая работа основана на результатах исследований эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid – CMS [1]) на Большом адронном коллайдере (ЛHC) [2], выполненных в 2010–2014 гг. в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева) и Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ (ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна).

Актуальность темы

Несмотря на точность предсказаний, стандартная модель взаимодействия элементарных частиц (СМ) имеет ряд недостатков: большое количество свободных параметров, неизвестное происхождение поколений кварков и лептонов, неясный механизм СР-нарушения и так далее. Кроме того, в рамках СМ отсутствует возможность объединения фундаментальных взаимодействий и включения гравитации. Также астрофизические наблюдения показывают, что происхождение около 96% всей материи во Вселенной нам не известно. Наличие подобных проблем указывает на то, что СМ нельзя рассматривать как окончательную теорию. Существует ряд подходов, позволяющих выйти за пределы СМ и в той или иной степени закрыть указанные проблемы [3].

Изучение закономерностей рождения лептонных пар в процессах Дрелла-Яна [4], $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ позволяет проверить предсказания СМ в новой области энергии и выполнить поиск новой физики за рамками СМ [5, 6]. Присутствие в процессах Дрелла-Яна как векторных, так и аксиально-векторных токов приводит к появлению асимметрии вылета мюонов по направлениям «вперед-назад» относительно направления движения системы, в которой рождается рожденная лептонная пара (A_{FB}). Величина асимметрии A_{FB} зависит от значений векторной и аксиально-векторной констант связи фермионов и Z -бозона g_V и g_A , следовательно, она будет чувствительна к наличию дополнительных вкладов в процессы СМ. Поэтому возможное отличие значения асим-

метрии от предсказаний СМ может указывать на существование процессов за рамками СМ – новых нейтральных калибровочных бозонов [7, 8, 9, 10, 11], внутренней структуры кварков и лептонов [12], суперсимметричных частиц или дополнительных измерений [13]. Одной из отличительных особенностей асимметрии A_{FB} является ее характерная зависимость от кинематической переменной — скорости новых нейтральных калибровочных бозонов, предсказываемых рядом различных моделей с расширенным калибровочным сектором [14]. Исследование асимметрии A_{FB} позволяет произвести выбор между различными теоретическими сценариями, даже для частиц, имеющих одинаковый спин. Также измерение A_{FB} позволяет наложить ограничения на функции распределения партонов. Более того, измерение асимметрии в Z-полюсе позволяет измерить значения слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W$ [15].

В диссертации представлены результаты измерения асимметрии вылета мюонов «вперед-назад» в процессах Дрелла-Яна на основе анализа данных, полученных в 2011–2012 гг. в эксперименте CMS на LHC в ЦЕРН. За это время при энергии взаимодействующих пучков протонов $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в с.ц.м. экспериментом CMS была набрана уникальная статистика данных, соответствующая интегральной светимости (\mathcal{L}_{int}) 5.6 фбн⁻¹ и 19.6 фбн⁻¹.

Целью работы является измерение асимметрии вылета мюона по направлению «вперед-назад» в процессах Дрелла-Яна, развитие методов измерения асимметрии и коррекции данных в условиях pp -столкновений.

Научная новизна и практическая ценность

Впервые проведено измерение асимметрии вылета мюона по направлению «вперед-назад» в диапазоне инвариантных масс $M_{\mu^+\mu^-}$ от 40 до 2000 ГэВ/ c^2 и скоростей $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$ мюонной пары. Уникальные данные получены при рекордных значениях энергий сталкивающихся протонов в совершенно новой области инвариантных масс мюонной пары.

Результаты анализа экспериментальных данных позволили проверить предсказания СМ в новой области энергий.

Разработаны и реализованы критерии отбора мюонных пар в широкой области инвариантных масс, которые могут быть использованы для изучения характеристик процессов Дрелла-Яна как для проверки СМ, так и поиска новой физики.

На основании различных подходов разработана методика извлечения зна-

чения асимметрии A_{FB} из данных в условиях pp -столкновений и методы коррекции систематических эффектов.

Результаты измерения асимметрии в Z -полусе позволили определить значение слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W$ [15].

Автор защищает

1. Результаты измерения значений асимметрии вылета мюонов по направлению «вперед-назад» в процессах Дрелла-Яна в зависимости от инвариантной массы в диапазоне $40 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 2000$ ГэВ/ c^2 .
2. Результаты измерения значения асимметрии A_{FB} в зависимости от быстроты пары мюонов в диапазоне $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$.
3. Методику и программное обеспечение для извлечения значения асимметрии A_{FB} из данных в условиях pp -столкновений.
4. Методы коррекции систематических эффектов (конечного разрешения детекторов, излучения в конечном состоянии, аксептанса, эффективности и ошибок моделирования).
5. Результаты оценки фоновых процессов в рамках стандартной модели с помощью моделирования методом Монте-Карло и анализа экспериментальных данных.

Апробация работы

Результаты исследований, составивших диссертацию, докладывались автором на научных семинарах и ученом совете Объединенного института ядерных исследований, рабочих совещаниях коллаборации CMS, на международных рабочих совещаниях, школах и конференциях:

- Международные сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», 5–8 ноября, 2013 г., Протвино, Россия; 21–25 ноября, 2011 г., Москва, Россия.
- XV Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-2013), October 8–12, 2013, Dubna, Russia.
- 15th and 16th Annual RDMS CMS Collaboration Conference, September 3–5, 2013, Nor Amberd, Armeni; May 22–28, 2011, Alushta (Crimea), Ukraine.

- XVI LOMONOSOV CONFERENCE ON ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS, August 22–28, 2013, Moscow.
- The XXI International Workshop «High Energy Physics and Quantum Field Theory», June 23–30, 2013, Saint Petersburg Area, Russia.
- 20th International Symposium on Spin Physics (SPIN2012), September 17–22, 2012, Dubna, Russia.
- XVI научная конференция молодых ученых и специалистов ОМУС-2012, ОИЯИ, Дубна, 06 по 11 февраля 2012 года.

Публикации и личный вклад автора

Основные результаты диссертации изложены в 6 публикациях (4 из списка ВАК). Личный вклад автора в получение результатов, выносимых на защиту, является определяющим и полностью отражен во всех защищаемых результатах. Результаты, вошедшие в диссертацию, неоднократно отмечались премиями для молодых ученых и специалистов Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ. Автор является лауреатом стипендии имени академика В. И. Векслера за 2014 г. по направлению «Экспериментальная и теоретическая физика частиц», стипендии имени академика М. А. Маркова за 2013 г., гранта молодым научным сотрудникам ОИЯИ и победителем конкурса постерных докладов совещания Программно-консультативного комитета по физике частиц ОИЯИ в 2012 г. Кроме того, некоторые, не вошедшие в диссертацию результаты автора отмечены премией Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ 2012 г. и премией губернатора Московской области в сфере науки и инноваций для молодых ученых и специалистов за 2013 г.

Диссертация основывается на следующих опубликованных работах:

1. Gorbunov, I. N. and Shmatov, S. V. Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of $\mu^+\mu^-$ Pairs in CMS / I. N. Gorbunov, S. V. Shmatov // Physics of Particles and Nuclei. - 2014. - Vol. 45, No 1. - Pp. 211-213.
2. Gorbunov, I. *et al.* Forward-backward Asymmetry of Drell-Yan Muon Pairs / I. Gorbunov, A. Lanyov, S. Shmatov, J. Han, K. Kovitanggoon, D. Silvers, A. Bodek // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2013. - CERN-CMS-AN-2013/260. - pp. 11

3. Горбунов, И. Н., Шматов, С. В. Измерение асимметрии «вперед-назад» A_{FB} и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC / И. Н. Горбунов, С. В. Шматов // Ядерная физика. - 2013. - Т. **76** No **9**. - С. 1160-1165
4. Chatrchayn, S. *et al.* Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at 7 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // Physics Letters B. - 2013. - Vol. **718**, No **3**. - Pp. 752-772
5. Chatrchyan, S. *et al.* Measurement of the differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // JHEP. - 2013. - Vol. **12**. - P. 030
6. Chatrchayn, S. *et al.* A_{FB} in Muon and Electron final state at 8 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboratio) // Geneva:CERN. CMS Public Analysis Summary. - 2014. - CERN-CMS-PAS-SMP-14-004

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Список литературы содержит 65 наименований. Полный объем диссертации – 108 страниц, включая 4 таблицы и 56 рисунков.

Глава 1

Детектор CMS

«Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid – CMS [1]) - одна из двух универсальных экспериментальных установок работающих на ускорителе Большой адронный коллайдер (LHC, рис. 1.1) [2]. Устройство имеет длину 22 м, диаметр 15 м и вес порядка 14000 тонн. Детекторные системы CMS рис. 1.2 предназначены для работы на встречных пучках протонов при проектном значении светимости свыше $10^{34}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и энергии в системе центра масс 14 ТэВ. В 2011 и 2012 годах установка работала при энергии в системе центра масс 7 и 8 ТэВ соответственно, а светимость достигала $10^{34}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Энергии пучков и светимость были подобраны таким образом, чтобы изучить физику на энергетических масштабах вплоть до нескольких ТэВ. Схематичный вид основных детекторных систем CMS, их размеры, а также число электронных каналов считывания (общее число превышает 10^8) в каждой подсистеме приведены на рис. 1.2. Каждый из электронных каналов считывания информации проверяется при столкновении.

Одними из важных преимуществ детекторных систем CMS являются:

1. Хорошее импульсное разрешение (1.5% при $p_T < 100$ ГэВ/с) и эффективность реконструкции ($<1\%$) для заряженных частиц во внутреннем трекаре.
2. Система регистрации и идентификации мюонов в широком диапазоне значений их импульсов и углов, обеспечивающая массовое разрешение при измерении пар мюонов $\sim 1\%$ при 100 ГэВ/с и возможность точно определять заряд мюонов при $p < 1$ ТэВ/с
3. Эффективный триггер, позволяющий уменьшить частоту записи событий для хранения и последующего анализа с 1 ГГц до $\sim 100\text{--}300$ Гц

4. Возможность проводить измерения в широком диапазоне полярных ($10.4^\circ < |\theta| < 169.6^\circ$) и азимутальных углов ($-\pi < \phi < \pi$)
5. Возможность эффективно использовать критерий изоляции лептонов при высокой светимости

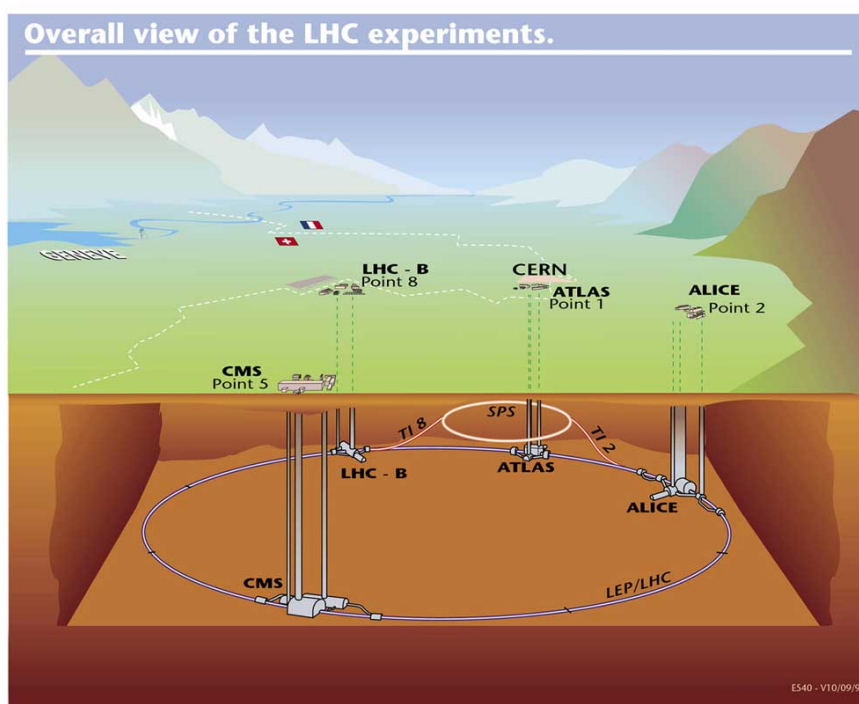


Рис. 1.1: Ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер

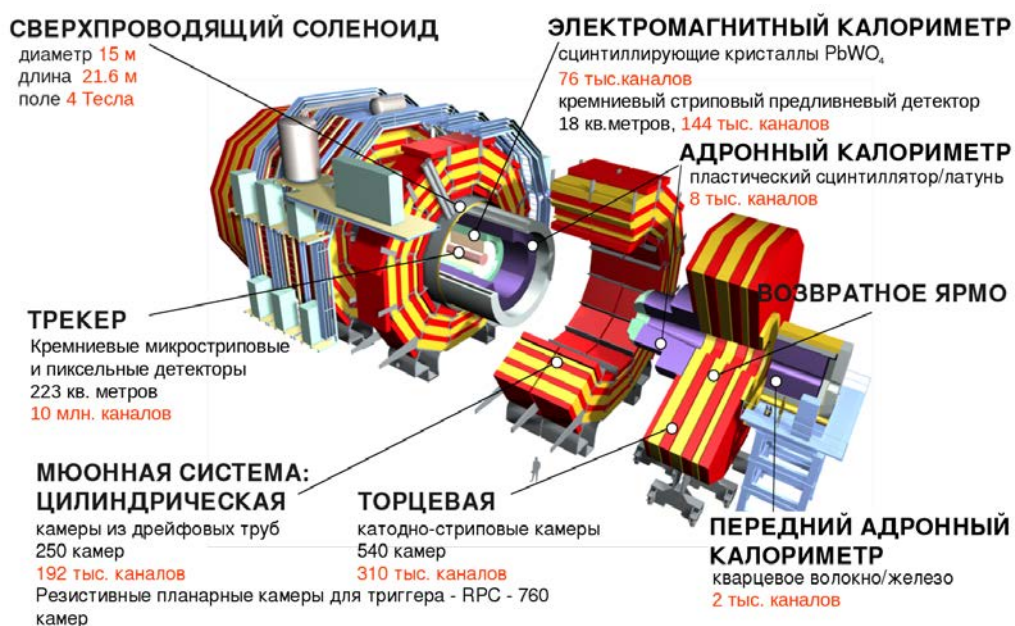


Рис. 1.2: Общий вид детектора CMS

1.1. Общие характеристики детекторных систем CMS

Важным аспектом при проектировании детектора был выбор конфигурации магнитного поля, применяющегося для измерения импульса мюонов. Большая напряженность поля необходима для точного измерения импульса заряженных частиц высоких энергий. Все это обуславливает выбор сверхпроводящей технологии для магнита.

Характерной чертой экспериментальной установки CMS является сверхпроводящий соленоид [1, 16] длиной 13 и диаметром шесть метров, создающий магнитное поле в 3.8 Тл и окружающий кремниевый внутренний трекер [1, 17], кристаллический электромагнитный калориметр (ECAL) [1, 18] и адронный калориметр (HCAL) [1, 19]. Ионизационные камеры, расположенные внутри стального возвратного ярма магнита, за пределами соленоида, используются для измерения характеристик мюонов [1, 20]. Все детекторные системы разбиты на цилиндрическую часть (Barrel), покрывающую диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$ ($\eta = -\ln[\text{tg}(\theta/2)]$, где $\cos\theta = p_z/p$) и две торцевые части, перекрывающие диапазон $0.9 < |\eta| < 2.4$. Калориметры, находящиеся в области больших псевдобыстрот, дополняют зону пространственного покрытия детекторных систем, установленных в цилиндрической и торцевых частях установки и позволяют проводить измерения при $|\eta| < 5.2$.

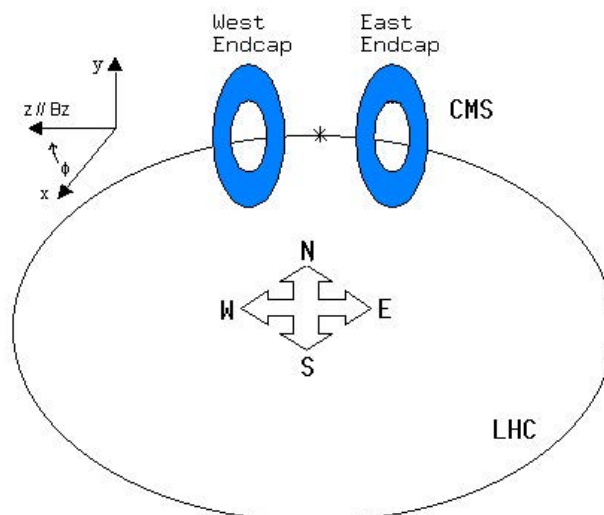


Рис. 1.3: Координатная система детектора CMS

На установке CMS используется правосторонняя система координат с началом в точке взаимодействия, ось x направлена к центру кольца LHC (рис.

1.3), ось y направлена вверх (перпендикулярно плоскости LHC), а ось z направлена против часовой стрелки. Азимутальный угол ϕ откладывается от положительной полуоси x и измеряется в плоскости $x - y$.

Трекер представляет собой цилиндр длиной 5.8 метров и диаметром 2.6 метра и состоит из пиксельного детектора и кремниевого полоскового трекера, которые используются для измерения траекторий движения заряженных частиц во всех интервалах значений азимутального угла в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Пиксельный детектор расположен в непосредственной близости от точки взаимодействия и состоит из 65 миллионов отдельных чувствительных элементов – пикселей размеров 100×150 мкм, сгруппированных в три слоя радиусами 4, 7 и 11 см. Микростриповый детектор изготовлен из 10 миллионов детектирующих кремневых полосок, которые располагаются на расстояниях до 130 см от оси пучка. Трекерная система позволяет определять расположение первичной вершины события с разрешением ~ 15 мкм и позволяет проводить измерение поперечного импульса заряженных частиц с точностью 1.5% для значений поперечного импульса частиц до 100 ГэВ/с. Система обладает хорошей точностью и гранулярностью, необходимой для анализа событий с большой множественностью частиц.

Совместное использование мюонной системы и системы трекера позволяет измерять поперечный импульс мюона с разрешением от 1% до 5% при $p_T < 1$ ТэВ/с, а массовое разрешение при регистрации лептонной пары составляет от 3% до 5% (более подробно смотри параграф 3, рис. 1.6).

Разрешение электромагнитного калориметра менее 0.5% для фотонов с поперечной энергией 100 ГэВ и менее 3% для электронов той же поперечной энергии.

Совместное использование HCAL и ECAL позволяет измерять энергию струи с точностью $\Delta E/E \approx 100\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ [21]. В области $|\eta| < 1.74$ ячейки HCAL имеют ширину 0.087 по псевдобыстроте. В плоскости η - ϕ при $|\eta| < 1.48$ элементы HCAL можно сопоставить массивам 5×5 кристаллов ECAL, и сформировать калориметрические башни, радиально расходящиеся от номинальной точки взаимодействия. При больших значениях $|\eta|$ размеры башен увеличиваются, а соответствующие массивы ячеек ECAL содержат меньшее количество кристаллов. Энергия поглощенная ECAL и HCAL в каждой из башен суммируется и, в последствии, используется для определения энергии

и направления движения адронной струи.

Импульс струи определяется, как векторная сумма импульсов всех составляющих ее частиц. На данных моделирования было показано, что импульсы реконструированной и генерированной струй совпадают в пределах 5% - 10% для всех значений p_T в рабочей области установки.

Типичное энергетическое разрешение струй на CMS - 15% при 10 ГэВ, 8% при 100 ГэВ и 4% при 1 ТэВ. Для сравнения разрешение составляет 40%, 12% и 5% при использовании только информации с калориметров.

Энергетическое разрешение фотонов при $E_T \approx 60$ ГэВ варьируется от 1.1% до 2.6% в пределах телесного угла цилиндрической части электромагнитного калориметра, и 2.2% - 5% в торцевой.

Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра для электронов с $E_T \approx 45$ ГэВ рожденных в распаде $Z \rightarrow e^-e^+$ менее 2% в центральной области цилиндрической части детектора ($|\eta| < 0.8$) и около 2% - 5% во всех остальных частях установки. Для слабо излучающих электронов, для которых 94% и более энергии заключено в массиве из 3×3 кристаллов, энергетическое разрешение доходит до 1.5% при $|\eta| < 0.8$ [21].

Массовое разрешение для распада $Z \rightarrow e^-e^+$ составляет 1.6% в случае, если оба электрона попадают в цилиндрическую часть ECAL, и 2.6%, когда оба электрона попадают в торцевую часть. Энергии электронов измеряются электромагнитным калориметром, а направление определяется трекером [21].

Эксперимент CMS имеет двухуровневую систему отбора событий в режиме реального времени (триггер) [1, 22, 23]. Триггер первого уровня (L1) [1, 22] установки CMS, состоит из специализированной аппаратуры и использует информацию с калориметров и мюонных детекторов, чтобы произвести отбор наиболее интересных событий за фиксированный интервал времени порядка 4 мс. Триггер верхнего уровня (HLT) [1, 23] отбирает события по заданным критериям на основании реконструированных физических объектов и использует полную информацию детектирующих систем, включая трекера. Более того вычислительная ферма триггера верхнего уровня (HLT) позволяет сократить частоту записи событий с 100 кГц до примерно 100–300 Гц. Детальное описание детектора CMS можно найти в [1].

1.2. Мюонная система

Как и остальные детекторные системы CMS, мюонная система разделена на цилиндрическую и торцевые части и перекрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.4$. Мюонная система имеет более миллиона электронных каналов и состоит из газовых ионизационных камер разного типа: дрейфовых камер (ДК), катодных полосковых камер (КПК) и газовых резистивных планарных камер (ГРПК). Для всех типов детектирующих элементов базовым физическим модулем является «камера». Камеры - независимо работающие элементы, из которых состоит мюонная система CMS. В цилиндрической части установки находятся дрейфовые камеры, а в торцевых частях установки расположены катодные полосковые камеры.

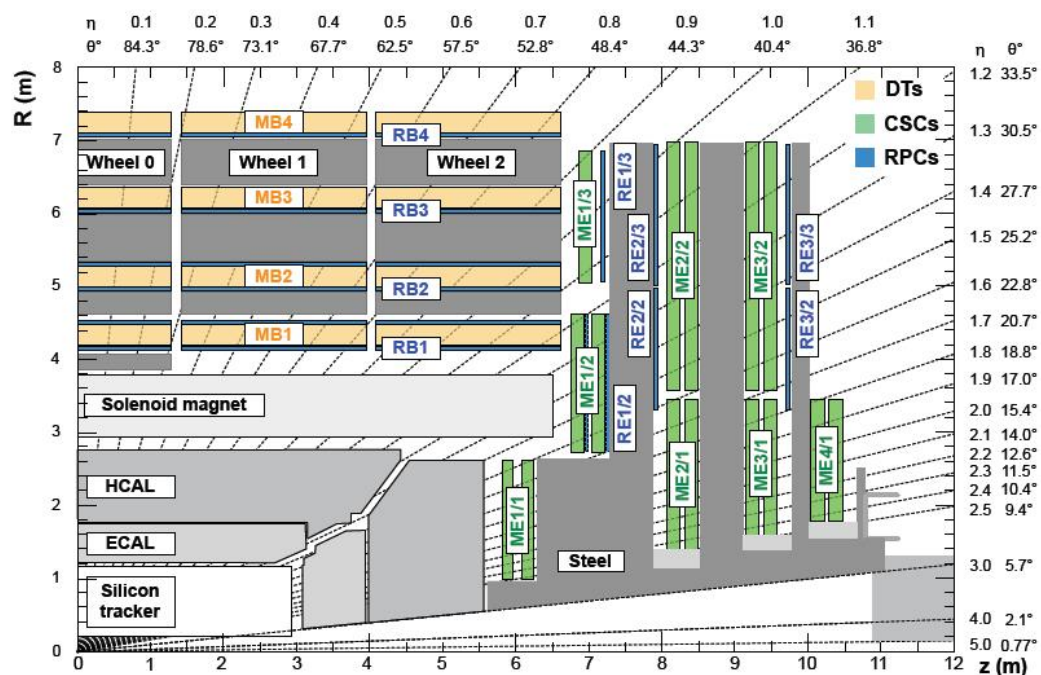


Рис. 1.4: Сечение квадранта детектора CMS в плоскости R–z с осью z направленной горизонтально и осью R вертикально. Точка взаимодействия расположена в нижнем левом углу. Показано расположение различных мюонных станций и стальных дисков (темно серые области). 4 станции ДК (светло оранжевые) обозначены MB («muon barrel»), КПК (зеленые) обозначены ME («muon endcap»). ГРПК (голубые) расположены как в цилиндрической так и в торцевых частях CMS и обозначены RB и RE соответственно

Газовые резистивные планарные камеры установлены как в цилиндрической, так и в торцевых частях детектора. Мюонные камеры должны реги-

стрировать проходящие частицы в нескольких точках трека, чтобы было возможно использовать магнит для измерения отклонения траектории мюона в магнитном поле. Поэтому, в цилиндрической части, камеры должны быть расположены в несколько слоев при различном удалении по радиусу R от оси пучка, а в торцевой части при различном удалении по оси z от точки взаимодействия. «Станции» состоят из набора камер расположенных на одинаковом удалении по R или z . Мюонные станции расположены вне магнита между слоями стали, которые выполняют функции адронного поглотителя и возвратного ярма. В цилиндрической и торцевых частях установки располагается по 4 мюонные станции (рис. 1.4): MB1–MB4 в цилиндрической и ME1–ME4 в торцевых частях соответственно. Вдоль оси z , ДК и ГРПК в цилиндрической части разделены на 5 дисков (wheels). Центр нулевого диска ($W0$) соответствует $z = 0$, $W+1$ и $W+2$ расположены в области положительных значений по оси z , а диски $W-1$ и $W-2$ в отрицательной. Аналогично в направлении по R в торцевой части расположены «кольца» торцевых ГРПК и КПК. Последние обозначены ME1/ n –ME4/ n , где целое n увеличивается с радиусом [24].

1.3. Реконструкция мюонов

При проведении точных измерений свойств фундаментальных частиц и взаимодействий, нацеленных на новые значимые открытия, ключевым моментом является эффективный отбор и реконструкция мюонов. С этой целью в коллаборации CMS разработаны различные алгоритмы реконструкции и идентификации мюонов.

При стандартной реконструкции pp -столкновений на CMS [25, 26, 27], траектории частиц (треки) сначала реконструируются независимо во внутреннем трекаре, так называемый *tracker track* (трекерный трек – ТТ-мюон), и в мюонной системе, так называемый *stand alone muon* (SAM-мюон). На основе этих объектов существует два подхода к реконструкции мюонов:

- *Реконструкция трекерного мюона (PTM)*. При этом подходе все треки в трекаре с $p_T > 0.5$ ГэВ/с и импульсом $p > 2.5$ ГэВ/с рассматриваются как вероятные треки мюонов и экстраполируются в мюонную систему, учитывая магнитное поле, средние потери энергии и множественное Ку-

лоновское рассеяние в материале детектора. Если по крайней мере один мюонный сегмент (короткий отрезок трека, составленный из хитов ДК и ГРПК) совпадает с экстраполированным треком, соответствующий ТТ квалифицируется, как трекерный мюон. Сопоставление трека сегменту производится в локальной (камерной) системе координат, где x - наилучшим образом измеренная координата (в плоскости $r - \phi$), а y - координата с осью перпендикулярной оси x . Экстраполированный трек и сегмент считаются совпавшими, если расстояние между ними по x менее 3 см, или если разница между сегментом и экстраполированным треком по x , деленная на сумму их неопределенностей (пул) менее 4 [25].

- *Реконструкция глобального мюона (РГМ).* Для каждого SAM-мюона находят соответствующий ему трекерный мюон. Сопоставляя параметры двух треков их экстраполируют на общую плоскость. Трек глобального мюона получают аппроксимацией точек срабатывания поддетекторных систем (хитов) трекерного трека и SAM-трека, используя технику Кальман фильтра [28]. При большом поперечном импульсе $p_T > 200$ ГэВ/с аппроксимация глобального мюона может улучшить импульсное разрешение по сравнению с исключительно трекерной функцией аппроксимации [25, 26].

Трекерная реконструкция мюонов эффективнее глобальной при малых импульсах $p < 5$ ГэВ/с, так как для реконструкции необходим только один сегмент в мюонной системе тогда, как глобальная реконструкция мюона требует наличия сигнала от мюона минимум в двух мюонных станциях. Благодаря высокой эффективности трекерной реконструкции [29] и очень высокой эффективности восстановления сегментов в мюонной системе, около 99% мюонов, рожденных в pp-столкновениях в пределах геометрического аксептанса мюонной системы и имеющих достаточно высокий импульс, реконструируются либо глобальным, либо трекерным, либо одновременно обоими алгоритмами. Кандидаты обнаруженные РГМ и РТМ методами одновременно и имеющие общий ТТ объединяются. Мюоны реконструированные только, как SAM треки имеют более плохое импульсное разрешение и содержат больше мюонов рожденных в космических лучах, чем глобальные и трекерные мюоны и обычно не используются в физических анализах. Совместное использование

различных алгоритмов позволяет надежно и эффективно реконструировать мюоны.

По умолчанию для определения импульса мюонов на установке CMS используется алгоритм «sigma switch». Данный алгоритм использует оценку импульса либо трекерного, либо глобального фита. Глобальный фит выбирается в случае если оба метода дают значение p_T мюона более 200 ГэВ/с и отношение заряда к импульсу q/p совпадает с трекерным в пределах $2\sigma_{q/p}$. Во всех остальных случаях используется значение импульса полученное методом трекерного фита.

Более того, коллаборация CMS разработала специализированные алгоритмы для реконструкции и определения импульсов мюонов с большими значениями p_T . По мере того, как мюон проходит через сталь возвратного ярма магнита, множественное рассеяние и излучение могут изменить его траекторию. Первое обстоятельство не так важно для мюонов с большим импульсом, но излучение может привести к значительным потерям энергии и создать электромагнитные ливни, производящие дополнительные хиты в мюонных камерах. В результате, оценка импульса мюона у точки взаимодействия может сильно отличаться от его истинного значения. По этой причине, разработано несколько стратегий учета информации мюонной системы и исследовано на космических лучах [25]:

- *Трекер-плюс-первая-мюонная-станция (TPFMS) фит.* Этот алгоритм повторно аппроксимирует трек глобального мюона игнорируя информацию поступившую со всех мюонных станциях за исключением первой содержащей хиты, чтобы понизить чувствительность к ливням в глубине мюонной системы.
- *Требовательный (Picky) фит.* Данный алгоритм также использует информацию о треке глобального мюона, но в камерах, предположительно имеющих хиты от ливней (определяются на основе количества хитов), сохраняются лишь те хиты, которые соответствуют экстраполированной по методу χ^2 траектории.

Чтобы улучшить разрешение при высоких p_T , в основном за счет уменьшения хвостов распределения импульсного разрешения, может использоваться комбинация вышеперечисленных методов.

Эффективность данных алгоритмов была протестирована как на экспериментальных данных, так и на результатах моделирования.

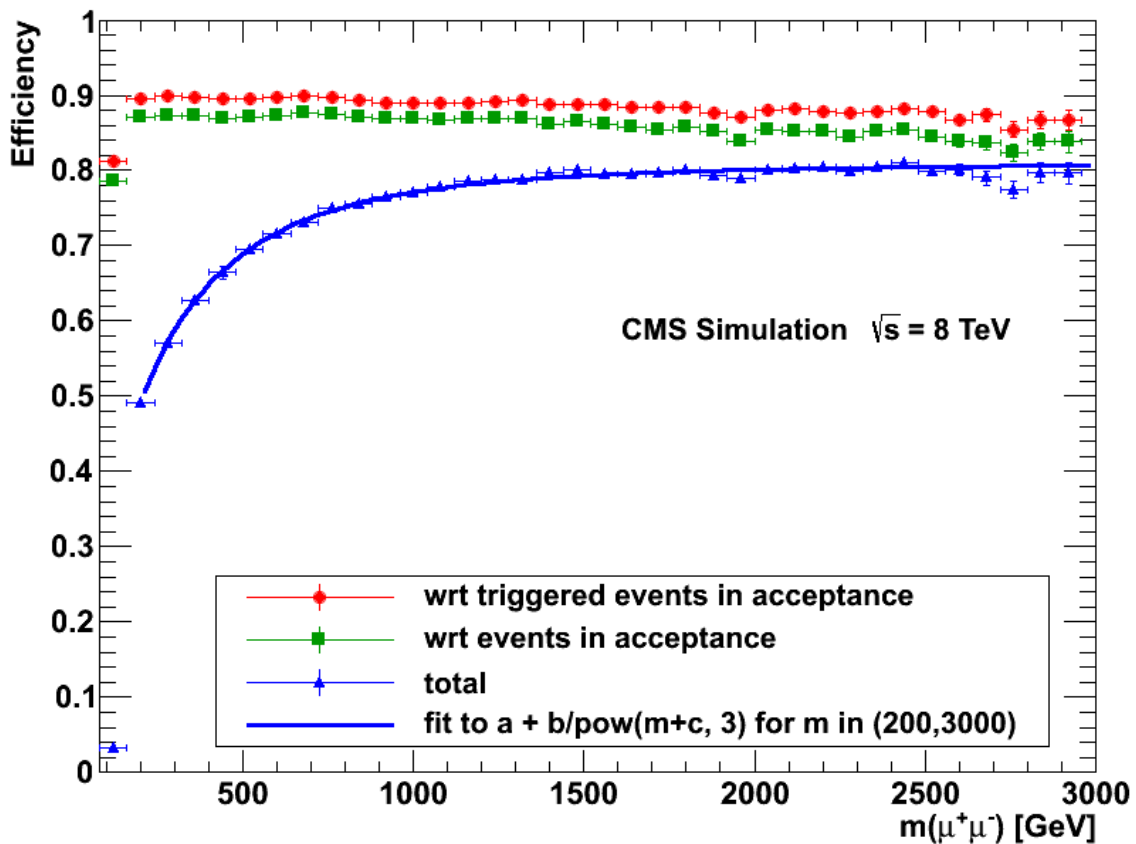


Рис. 1.5: Зависимость эффективностей реконструкции мюонов от инвариантной массы. Красными точками отмечена эффективность триггера для событий, содержащих мюоны, траектории которых лежат в объеме установки (аксептанс). Зеленые квадраты – эффективность реконструкции подобных событий. Синими треугольниками отмечена полная эффективность реконструкции с учетом эффекта аксептанса. Синяя линия – функция аппроксимации полной эффективности $a + b/(M_{\mu\mu} + c)^3$ в интервале инвариантных масс $M_{\mu\mu}$ от 200 до 3000 ГэВ/ c^2 .

На рис. 1.5 показана зависимость эффективностей реконструкции мюонов от инвариантной массы. Эффективность триггера для событий, содержащих мюоны, траектории которых лежат в объеме установки (аксептанс) составляет во всем диапазоне инвариантных масс $\sim 90\%$. Эффективность реконструкции подобных событий не хуже 88% . Полная эффективность реконструкции с учетом эффекта аксептанса находится в диапазоне от 50% до 80% для значений $M_{\mu^+\mu^-}$ от 200 до 3000 ГэВ/ c^2 . Синей линией представлена функция аппроксимации полной эффективности $a + b/(M_{\mu\mu} + c)^3$ в интервале

инвариантных масс $M_{\mu\mu}$ от 200 до 3000 ГэВ/ c^2 . Полная эффективность при $M_{\mu\mu} = 500$ ГэВ/ c^2 находится на уровне 60%, а в области больших инвариантных масс ($M_{\mu\mu} > 1000$ ГэВ/ c^2) зависимость выходит на плато и эффективность составляет примерно 80%.

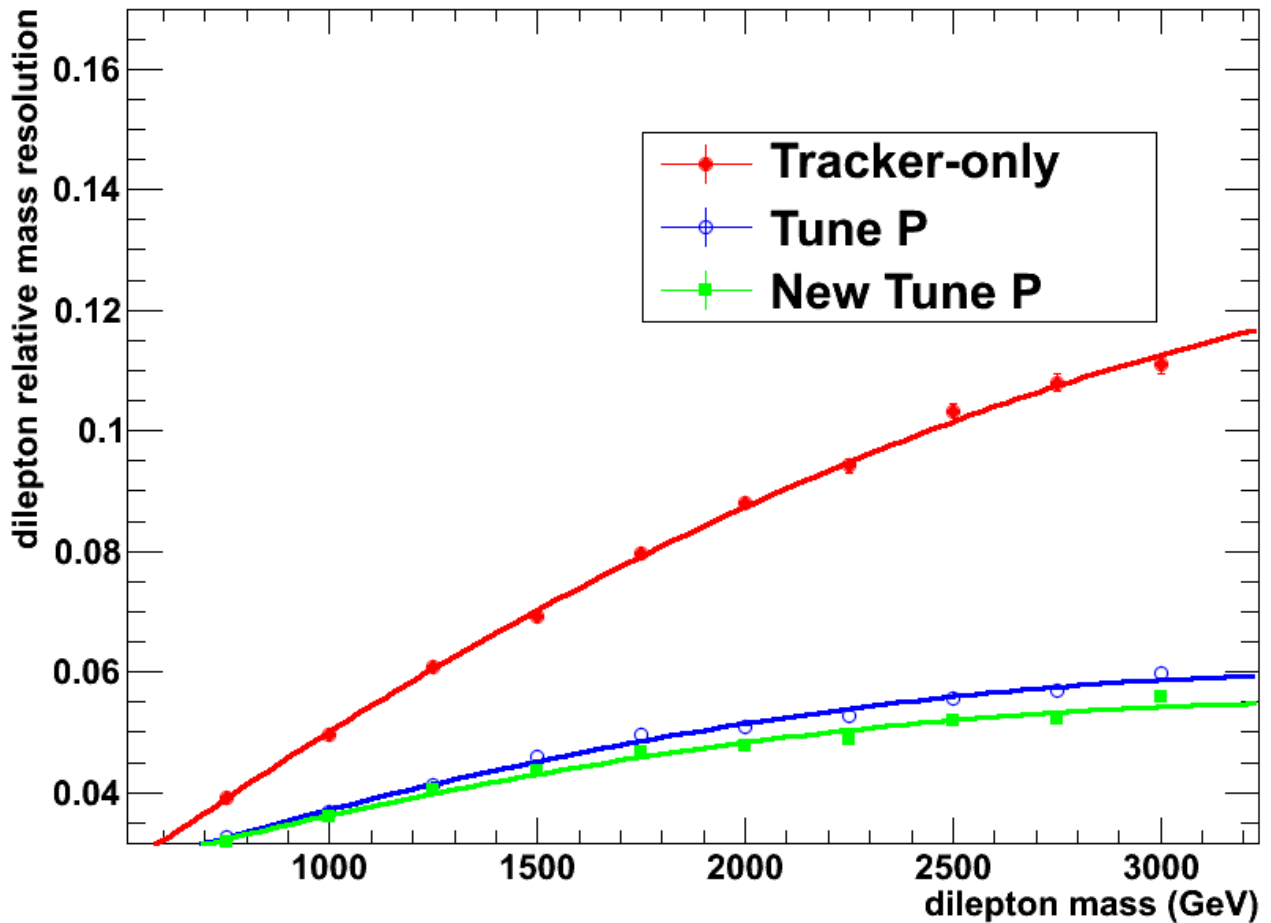


Рис. 1.6: Массовое разрешение пар лептонов в зависимости от инвариантной массы для различных алгоритмов реконструкции.

На рис. 1.6 показана зависимость массового разрешения пар лептонов от инвариантной массы пары. Красными точками показано разрешение для лептонов реконструированных как трекерные, а зелеными квадратами и синими кругами отмечены разрешения лептонов, значения импульса которых получают из функции аппроксимации трекерного трека или TMPFMS в зависимости от различных параметров события (Tune P алгоритм). Разрешение трекерных лептонов ($\sim 4\%$ при $M_{\mu\mu} < 1000$ ГэВ/ c^2 и $\sim 10\%$ в области больших инвариантных масс) хуже разрешения для Tune P лептонов.

1.4. Идентификация мюонов

При проведении физического анализа важно достичь баланса между эффективностью идентификации и подавлением фона. Для этого используют критерии отбора на основе различных переменных. На CMS наиболее часто используются следующие три алгоритма идентификации мюонов:

- *Мягкий отбор мюонов (Soft Muon Selection – SMS)*. Требуется, чтобы мюон был реконструирован, как трекерный мюон с дополнительным требованием совпадения экстраполированного трека мюона с мюонным сегментом как по локальной x , так и по y координатам с значениями пула меньше 3. Сегменты имеющие меньшее значение пула для других ТТ не рассматриваются. Дополнительные критерии оптимизируют идентификацию при малых поперечных импульсах ($p_T < 10$ ГэВ/с) мюонов. Данный отбор применяется на CMS в анализах кваркония и В-физики [30].
- *Строгий отбор мюонов (Tight Muon Selection – TMS)*. Кандидаты должны быть реконструированы как глобальные мюоны с χ^2 функции аппроксимации глобального мюонного трека менее 10 и иметь минимум один хит в мюонных камерах, использованный при фитировании глобального мюонного трека. Более того, соответствующий ТТ должен совпадать с мюонными сегментами по крайней мере в двух мюонных станциях (это также означает, что кандидат должен быть реконструирован и как трекерный мюон), использовать информацию от более чем 10 хитов во внутреннем трекере (включая минимум один хит в пиксельном детекторе) и расстояние между реконструированной вершиной трека и номинальной точкой взаимодействия должно быть $|d_{xy}| < 2$ мм в плоскости $x - y$ и $|d_z| < 5$ мм по z . Эти критерии отбора позволяют значительно снизить количество зарегистрированных мюонов, рожденных в распадах вторичных частиц. При этом эффективность регистрации мюонов, рожденных в распадах первичных частиц (к примеру W и Z бозонов) снижается всего на несколько процентов. Строгий отбор мюонов используется во многих физических анализах на CMS, в том числе в анализе, которому посвящена данная диссертация.

- *Particle-Flow отбор мюонов (PFMS)*. Алгоритм реконструкции событий particle-flow на установке CMS [31] использует информацию всех поддетекторов установки для идентификации и реконструкции частиц (электронов, адронов, мюонов и т.д.) Энергия фотонов измеряется напрямую ECAL. Энергия электронов определяется на основе данных об импульсе трека у первичной вершины взаимодействия, соответствующей энергии поглощенной в электромагнитном калориметре и сумме энергий всех тормозных фотонов, сопоставленных данному объекту. Энергия мюонов вычисляется по импульсу соответствующего трека. Энергия адронов по комбинации информации об импульсе трека и соответствующем энерговыделении в ECAL и HCAL, калиброванных соответствующим образом. В случае мюонов PFMS применяет дополнительные критерии отбора к кандидатам реконструированным глобальным и трекерным алгоритмами. В зависимости от окружения мюона (к примеру, в зависимости от того является ли он изолированным или нет) критерии отбора изменяются таким образом, чтобы использовать информацию других субдетекторов (к примеру, энергия поглощенная в калориметрах). Критерии отбора оптимизированы для идентификации мюонов в струях с высокой эффективностью, при этом вероятность принять заряженные адроны за мюоны мала. Детальное описание PFMS алгоритма содержится в [32].

Также мюоны должны удовлетворять критерию изоляции. Требование изоляции мюона в событии, выполняется если поток энергии в его непосредственной близости меньше определенной величины, и позволяет эффективно отделить мюоны от частиц рожденных в процессах адронизации. Было разработано три различных алгоритма изоляции:

- *Относительная трекерная изоляции (I_{trk}^{rel})*. Этот алгоритм вычисляет скалярную сумму поперечных импульсов p_T всех трекерных треков в конусе $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$ вокруг мюонного трека. p_T самого мюонного трека не суммируется. Чтобы мюон был изолирован требуется, чтобы отношение суммы поперечных импульсов к p_T мюонного трека было меньше определенной величины.
- *Трекерная плюс калориметрическая (комбинированная) относительная изоляция (I_{comb}^{rel})*. Этот метод схож с I_{trk}^{rel} , но в числителе также

просуммированы энергии измеренные в башнях ECAL и HCAL в конусе $\Delta R < 0.3$. Энерговыделение ассоциированное с треком мюона не учитывается в сумме поперечных импульсов.

- *Particle-flow относительная изоляция* (I_{PF}^{rel}). Ограничение накладывается на отношение суммы p_T всех заряженных адронов, поперечных энергий E_T всех фотонов и нейтральных адронов, реконструированных PF алгоритмом в конусе $\Delta R < 0.4$, к поперечному импульсу мюона.

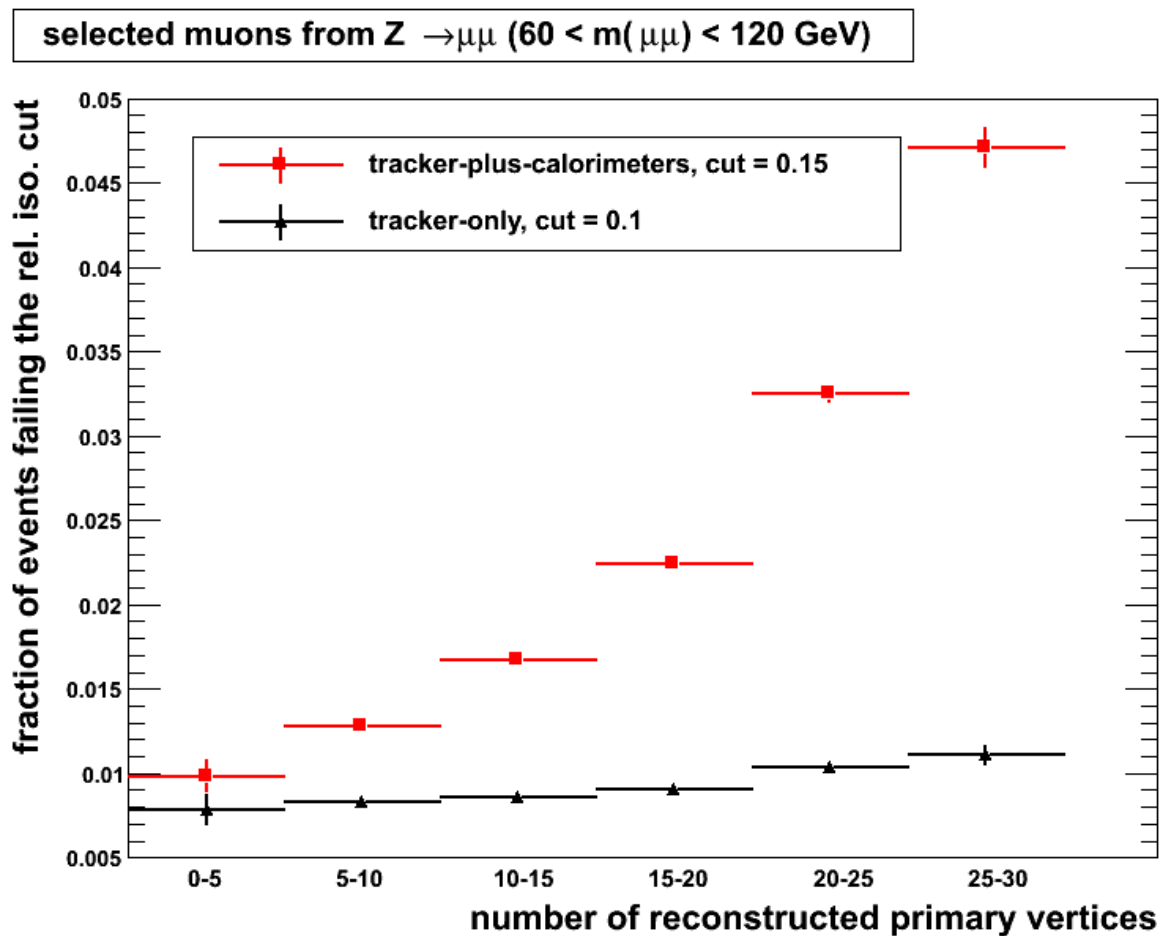


Рис. 1.7: Доля событий не удовлетворяющих критерию изоляции. Красные квадраты – основанному на данных трекера и калориметров, черные треугольники - использующему информацию только трекера.

На рис. 1.7 показана зависимость доли событий не удовлетворяющих критерию изоляции от числа реконструированных первичных вершин. Красными квадратами показаны результаты для $I_{comb}^{rel} < 0.15$, черными треугольниками $I_{trk}^{rel} < 0.1$. Относительная трекерная изоляция отбрасывает меньше событий

(0.7–1%) чем комбинированная (1–4.5%), из-за излучения мюона в веществе калориметров. Последнее обстоятельство особенно важно при регистрации мюонов большой энергии. Из-за интенсивного электромагнитного излучения подобного объекта, применение изоляции с учетом информации ЕСАЛ приводит к значительному подавлению сигнальных событий. Поэтому при регистрации мюонов с большим p_T комбинированная изоляция не используется.

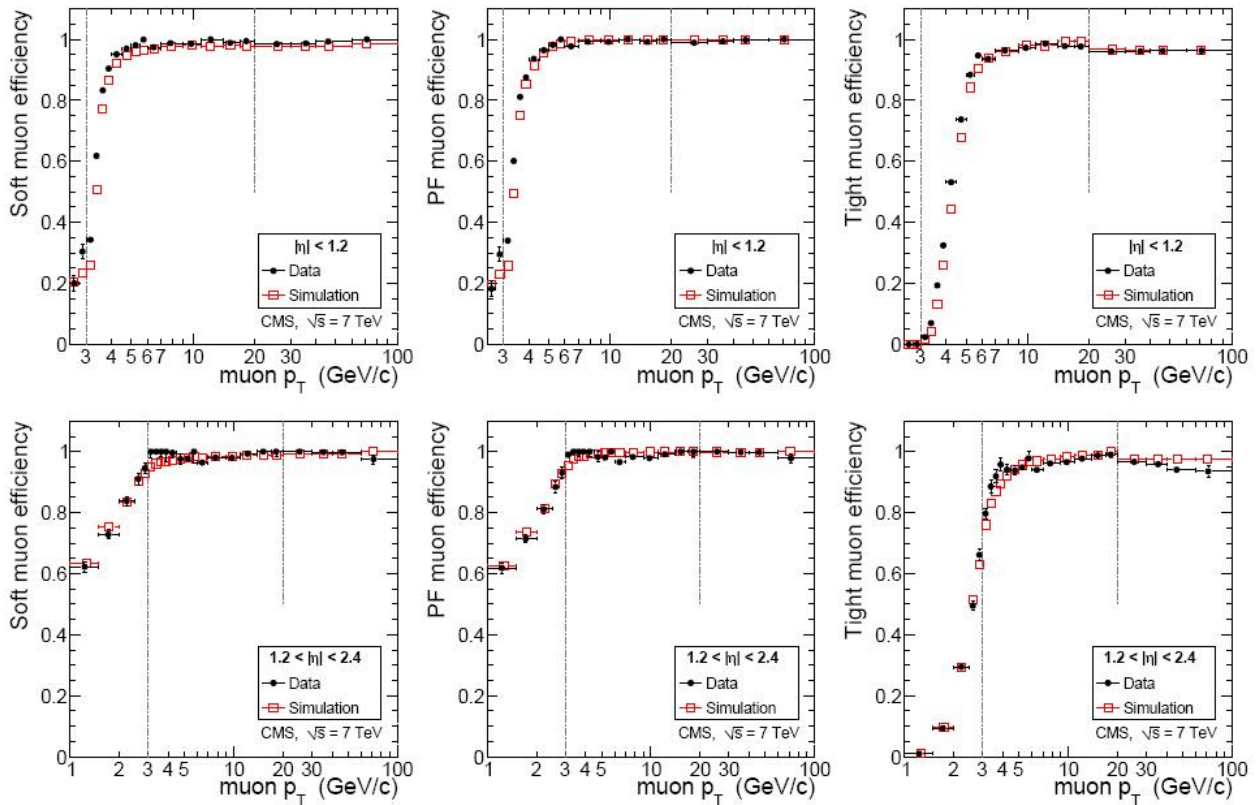


Рис. 1.8: Эффективность реконструкции и идентификации мюонов ϵ_{rec+id} для данных и результатов моделирования методом «tag-and-probe». При условии, что трековый трек существует, на графиках показана зависимость эффективности от p_T мюона для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) отбора мюонов в цилиндрической и перекрывающихся областях (сверху) и торцевых (снизу) частей установки. Измерения произведены с использованием $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T < 20$ ГэВ/с и $Z \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T > 20$ ГэВ/с.

На рис. 1.8 показана зависимость эффективности реконструкции и идентификации мюонов от p_T мюона для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) алгоритмов реконструкции для цилиндрической (сверху,

$|\eta| < 1.2$) и торцевых (снизу, $1.2 < |\eta| < 2.4$) частей, полученные методом «tag-and-probe» (Т&Р). Т&Р метод позволяет вычислять эффективности на основе данных. Для вычислений используются события из области резонанса (J/ψ или Z) с хорошо известной функцией распределения партонов. Меченый (tag) мюон должен удовлетворять очень строгим критериям отбора, чтобы число ошибочно отобранных мюонов было минимально. Пробный (probe) мюон удовлетворяет менее строгим критериям отбора. Далее измеряется эффективность прохождения пробным мюоном критериев отбора. Измерения произведены на $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ событиях при $p_T < 20$ ГэВ/с и на $Z \rightarrow \mu\mu$ событиях при $p_T > 20$ ГэВ/с. Черные точки – результаты измерения эффективности реконструкции и идентификации, полученные для экспериментальных данных. Красные квадраты – эффективность, измеренная на Монте-Карло событиях.

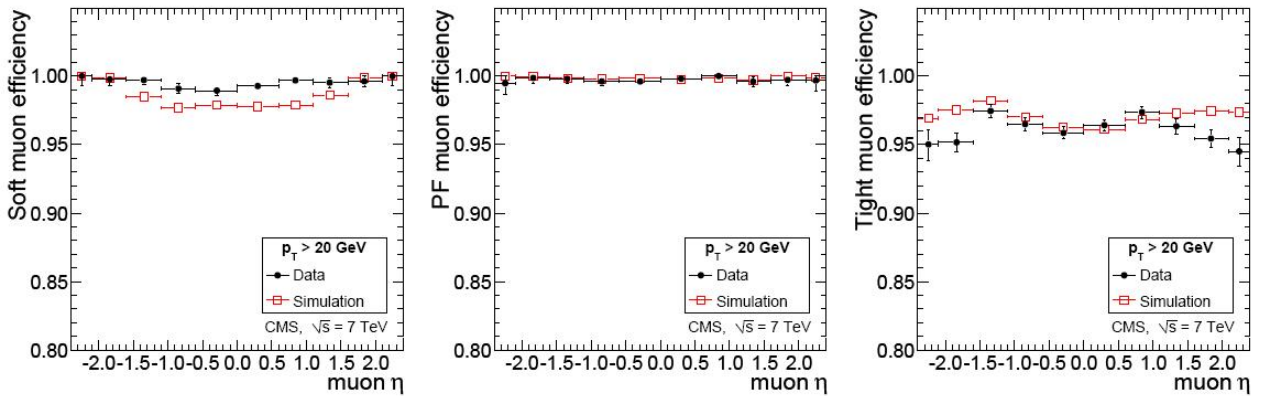


Рис. 1.9: Эффективность ϵ_{rec+id} реконструкции и идентификации мюонов в зависимости от их псевдобыстроты для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) отбора мюонов. Измерения произведены с использованием $Z \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T > 20$ ГэВ/с методом «tag-and-probe».

На рис. 1.9 показана зависимость эффективности реконструкции и идентификации мюонов от η мюона для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) критериев отбора методом Т&Р. Измерения эффективности проводились на $Z \rightarrow \mu\mu$ событиях при $p_T > 20$ ГэВ/с. Черные точки – результаты измерения эффективности реконструкции и идентификации, полученные для экспериментальных данных. Красные квадраты – эффективность, измеренная на Монте-Карло событиях. Эффективность реконструкции не хуже 95% в зависимости от η и порядка 99% при $p_T > 20$ ГэВ/с. Резуль-

таты измерений на данных и Монте-Карло событиях находятся в хорошем согласии однако имеются расхождения, которые необходимо корректировать (смотри Главу 4).

1.5. Заключение к Главе 1

В Главе 1 приведены общие характеристики основных детекторных систем эксперимента CMS: магнитной системы, внутреннего трекера, электромагнитного и адронного калориметра, триггеров первого и высших уровней. Особое внимание уделено мюонной системе и различным методам идентификации и реконструкции мюонов. Даны описания алгоритмов реконструкции мюонов, основанных на использовании информации как из мюонной системы в отдельности, так и на совместном использовании трекерной и мюонной систем. Продемонстрировано, что детекторные системы CMS позволяют проводить измерения пар мюонов с инвариантными массами вплоть до значений в несколько ТэВ/ c^2 с высокой эффективностью (не менее 50–80 %) и точностью (не хуже 6 %).

Глава 2

Методы измерения асимметрии вылета мюона в процессах Дрелла-Яна

2.1. Асимметрия «вперед-назад» (A_{FB})

Теория электрослабых взаимодействий описывает взаимодействия калибровочных бозонов (Z/γ^*) следующим лагранжианом:

$$L = eA_\mu J_\gamma^\mu + g_1 Z_\mu J_Z^\mu \quad (2.1)$$

Токи имеют вид, на примере обмена Z^0 :

$$\frac{g}{2\cos\theta_W} \sum \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu, \quad (2.2)$$

где g_V и g_A – векторные и аксиально-векторные константы связи, а θ_W – слабый угол смешивания Вайнберга.

В СМ дифференциальное сечение рождения пар лептонов по $\cos\theta$ в процессах $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma \rightarrow l^+l^-$ (рис. 2.1) может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \left[\frac{3}{8} A (1 + \cos^2\theta) + B \cos\theta \right], \quad (2.3)$$

$$A = Q_l^2 Q_q^2 + 2Q_l Q_q g_V^q g_V^l \operatorname{Re}(\chi(s)) + (g_V^{l2} + g_A^{l2})(g_V^{q2} + g_A^{q2}) |\chi(s)|^2 \quad (2.4)$$

$$B = \frac{3}{2} g_A^q g_A^l (Q_l Q_q \operatorname{Re}(\chi(s)) + 2g_V^q g_V^l |\chi(s)|^2) \quad (2.5)$$

$$\chi(s) = \frac{1}{\cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z} \quad (2.6)$$

где θ – угол испускания мюона по отношению к импульсу кварка в системе центра масс лептонной пары, A и B – параметры, зависящие от слабого изоспина I , заряда аннигилирующих фермионов Q , массы и ширины распада Z бозона, векторной и аксиально-векторной констант связи.

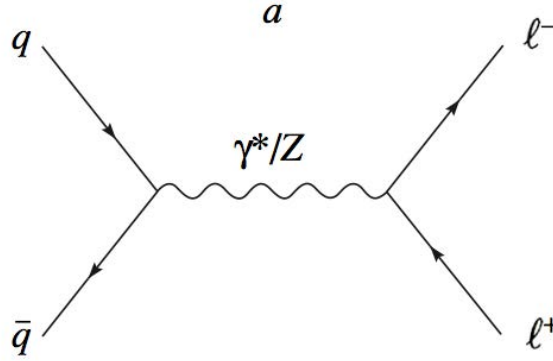


Рис. 2.1: Рождение пары лептонов в процессе аннигиляции кварк-антикварковой пары (процесс Дрелла-Яна) $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$.

$V-A$ структура слабых токов обуславливает появление зависимости сечения от $\cos \theta$, что приводит к появлению асимметрии по углу вылета лептона (антилептона) относительно кварка (антикварка) в системе покоя лептонной пары [33, 34, 35, 36, 37]. Эта асимметрия может быть также определена как

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta} = \frac{3B}{8A}, \quad (2.7)$$

где σ_F и σ_B – сечения выхода лептонов в процессе Дрелла-Яна по направлениям «вперед» (Forward) и «назад» (Backward), определяемых знаком косинуса: $\cos \theta \geq 0$ ($\cos \theta \leq 0$):

$$\begin{aligned} \sigma_F &= \int_0^1 \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} d(\cos\theta) \\ \sigma_B &= \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} d(\cos\theta), \end{aligned} \quad (2.8)$$

Значение асимметрии A_{FB} зависит от массы и ширины распада переносчика взаимодействий, векторной и аксиально-векторной констант связи g_V и g_A , а следовательно величина A_{FB} чувствительна к вкладам «новой» физики. Например, появление нового нейтрального бозона расширенного калибровочного сектора [8, 9] приводит к характерному изменению знака асимметрии в области значений масс бозона (рис. 2.2).

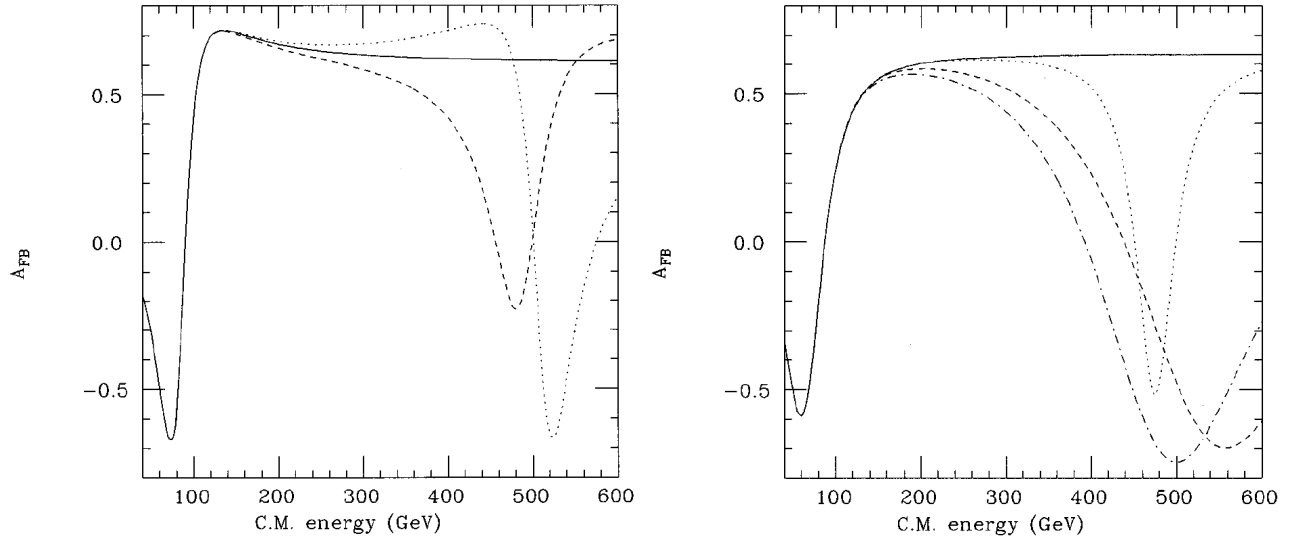


Рис. 2.2: (а) A_{FB} на партонном уровне для процесса $u\bar{u} \rightarrow e^+e^-$. Сплошная линия - стандартная модель. Штрихованная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_χ бозоном. Пунктирная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_ψ бозоном. Z_I бозон не взаимодействует с u кварками и не изменяет значений, предсказанных СМ. (б) A_{FB} на партонном уровне для процесса $d\bar{d} \rightarrow e^+e^-$. Сплошная линия - стандартная модель. Штрихованная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_χ бозоном. Пунктирная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_ψ бозоном. Пунктирно-штрихованная линия - с добавочным Z_I бозоном.

Другой отличительной особенностью асимметрии A_{FB} является ее характерная зависимость от кинематической переменной — быстроты новых нейтральных калибровочных бозонов, предсказываемых рядом различных моделей с расширенным калибровочным сектором [14]. Это позволяет произвести выбор между различными теоретическими сценариями, даже для частиц, имеющих одинаковый спин.

В области масс бозона Z асимметрию A_{FB} можно разложить в зависимо-

сти от энергии в системе центра масс (s) следующим образом:

$$A_{FB} \simeq A_{FB}(m_Z^2) + \frac{(s - m_Z^2)}{s} \frac{3\pi\alpha(s)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2} \frac{2Q_q Q_f g_{Aq} g_{A\mu}}{(g_{Vq}^2 + g_{Aq}^2)(g_{V\mu}^2 + g_{A\mu}^2)} \quad (2.9)$$

Принимая во внимание, что отношение векторной и аксиально-векторной констант связи связано с величиной слабого угла смешивания Вайнберга $\sin^2 \theta_W^{eff}$:

$$\frac{g_V^f}{g_A^f} = 1 - \frac{2Q_f}{I_f^3} \sin^2 \theta_W^{eff}, \quad (2.10)$$

соотношение (2.9) можно представить в виде

$$A_{FB} \simeq A_{FB}(m_Z^2) + \frac{(s - m_Z^2)}{s} \frac{3\pi\alpha(s)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2} \times \left[\frac{2(x_u + x_c + x_t)}{1 + (1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W)^2} + \frac{x_d + x_s + x_b}{1 + (1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W)^2} \right] \times \frac{1}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2}, \quad (2.11)$$

где бегущая константы связи КХД

$$\alpha(s) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha - \frac{\alpha}{3\pi} \frac{38}{9} \log \frac{s}{m_Z^2}}. \quad (2.12)$$

Таким образом значение слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W$ может быть определено аппроксимацией функцией (2.11) [15]. Более того, измерение A_{FB} позволяет наложить ограничения на функции распределения партонов.

2.2. Система Коллинса-Сопера

Для уменьшения неопределенности, связанной с поперечным импульсом кварков, используется система координат Коллинса–Сопера [38]. В этой системе угол θ_{CS}^* – угол между импульсом мюона и осью z' , которая делит пополам угол между кварком и антикварком (рис.2.3):

$$\cos \theta_{CS}^* = \frac{2(P_1^+ P_2^- - P_1^- P_2^+)}{\sqrt{Q^2(Q^2 + Q_T^2)}}, \quad (2.13)$$

где Q и Q_T – четырехимпульс и поперечный импульс димюонной системы, $P_{1,2}$ – компоненты четырехимпульса μ^+ и μ^- соответственно, а $P_i^\pm = 2^{-1/2}(P_i^0 \pm P_i^3)$. В этом случае асимметрия задается по отношению к направлениям «вперед» (Forward) и «назад» (Backward), определяемых знаком косинуса: $\cos\theta_{CS}^* > 0$ ($\cos\theta_{CS}^* \leq 0$).

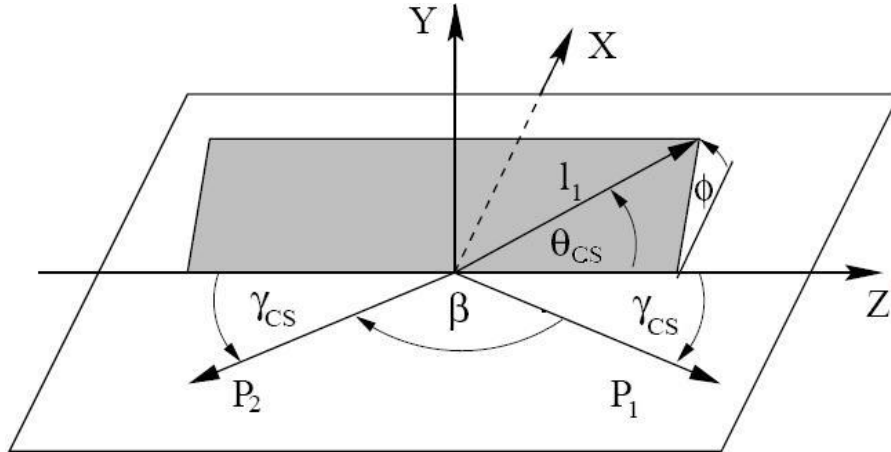


Рис. 2.3: Система координат Коллинса-Сопера.

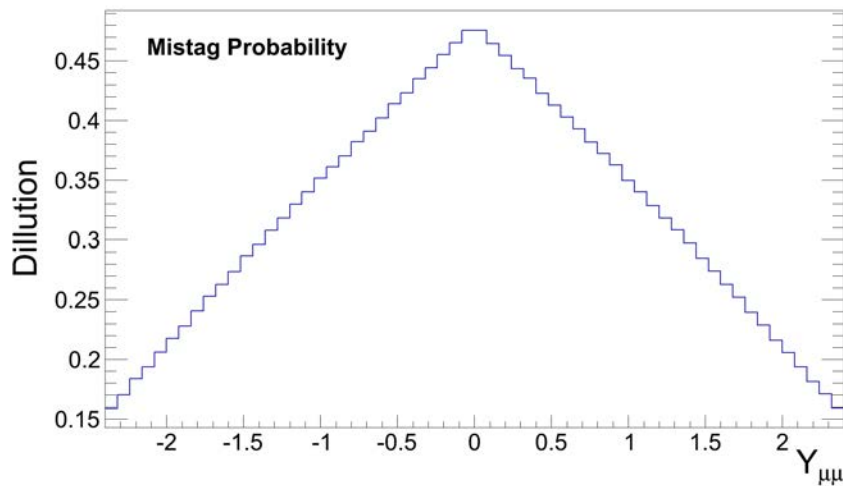


Рис. 2.4: Вероятность ошибки выбора направления «вперед» («назад») (dilution) в зависимости от быстроты $Y_{\mu^+\mu^-}$ мюонной пары (условие pp -эксперимента).

Подобный выбор системы отсчета (2.7) и (2.13) предполагает, что известно первоначальное направление движения кварка, но это условие не выполняется в случае кинематики pp -экспериментов. Однако направление движения

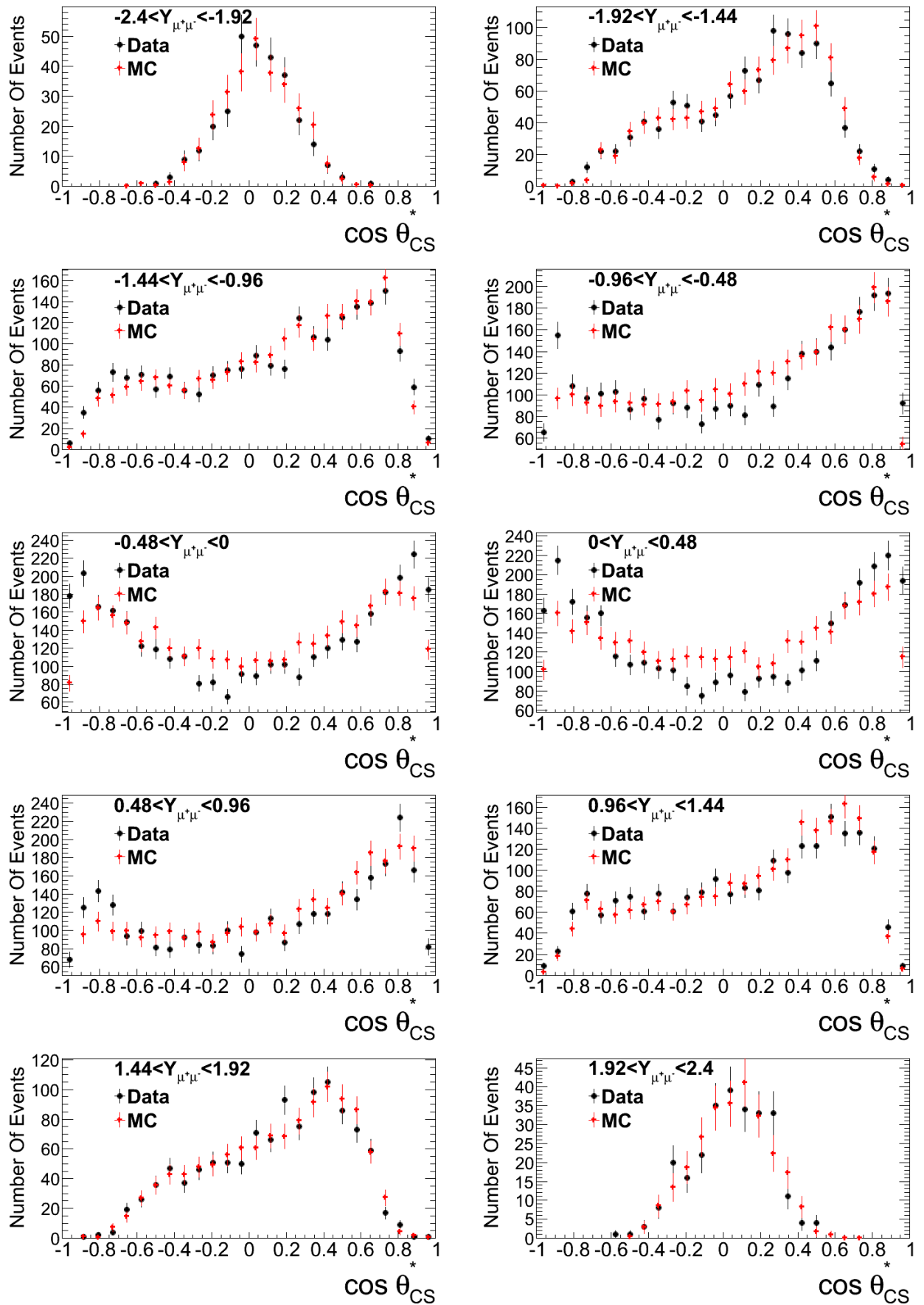


Рис. 2.5: Распределение по $\cos \theta_{CS}^*$ для событий с $M_{\mu^+\mu^-} > 200$ ГэВ/с² в различных интервалах быстрот пар мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ (красные кресты - МК, черные точки - данные).

кварка можно зафиксировать направлением вылета двухлептонной системы [39], так как рождение пары происходит в результате аннигиляции преимущественно валентного кварка и морского антикварка, а импульс валентного кварка в среднем больше импульса морского антикварка.

$$\cos \theta_{CS}^* \rightarrow \frac{p_z}{|p_z|} \cos \theta_{CS}^* \quad (2.14)$$

Заметим, что при таком приближении возможна ошибка в определении направления кварка, что необходимо учитывать при вычислении значения асимметрии (рис. 2.4).

На рис. 2.5 приведены распределения по $\cos \theta_{CS}^*$ в области инвариантных масс мюонной пары $M_{\mu^+\mu^-} \geq 200$ ГэВ/с² для экспериментальных данных (черные точки) и Монте-Карло (красные кресты) событий в зависимости от быстроты $Y_{\mu^+\mu^-}$ пары мюонов. Видно, что распределение асимметрично относительно нуля из-за асимметрии «вперед-назад». Также видно, что распределения сильно искажены в области больших значений $\cos \theta_{CS}^*$ из-за акцептанса, особенно при больших значениях быстрот $Y_{\mu^+\mu^-}$ пар мюонов.

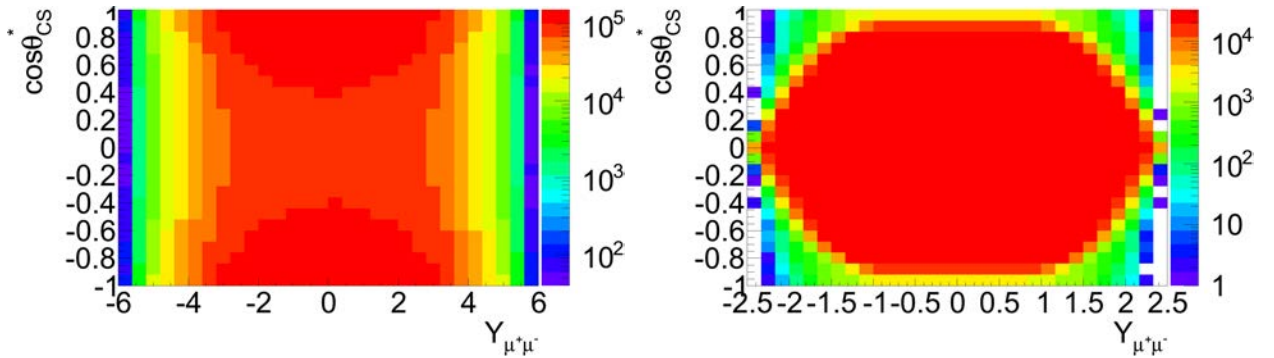


Рис. 2.6: Зависимость числа МК событий от быстроты пары мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos \theta_{CS}^*$ до наложения кинематических ограничений ($p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$) – слева и после наложения – справа.

На рис. 2.6 и 2.7 показаны распределения числа МК событий по $Y_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos \theta_{CS}^*$ и по $M_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos \theta_{CS}^*$ соответственно, до наложения кинематических ограничений ($p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$) и после.

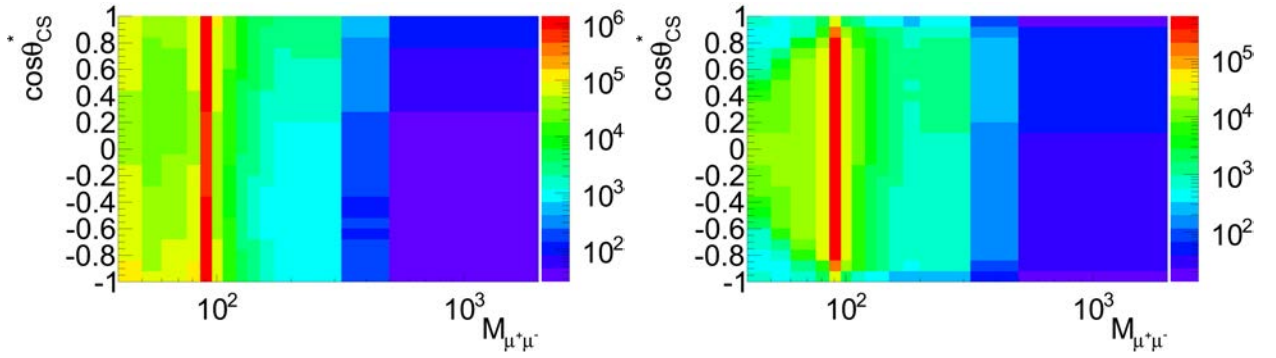


Рис. 2.7: Зависимость числа МК событий от инвариантной массы пары мюонов $M_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos\theta_{CS}^*$ до наложения кинематических ограничений ($p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$) – слева и после наложения – справа.

В области больших быстрот и малых инвариантных масс распределения сильно искажены аксептансом, а события с большими значениями $\cos\theta_{CS}^*$, несущие максимальное количество информации об асимметрии, почти полностью подавлены.

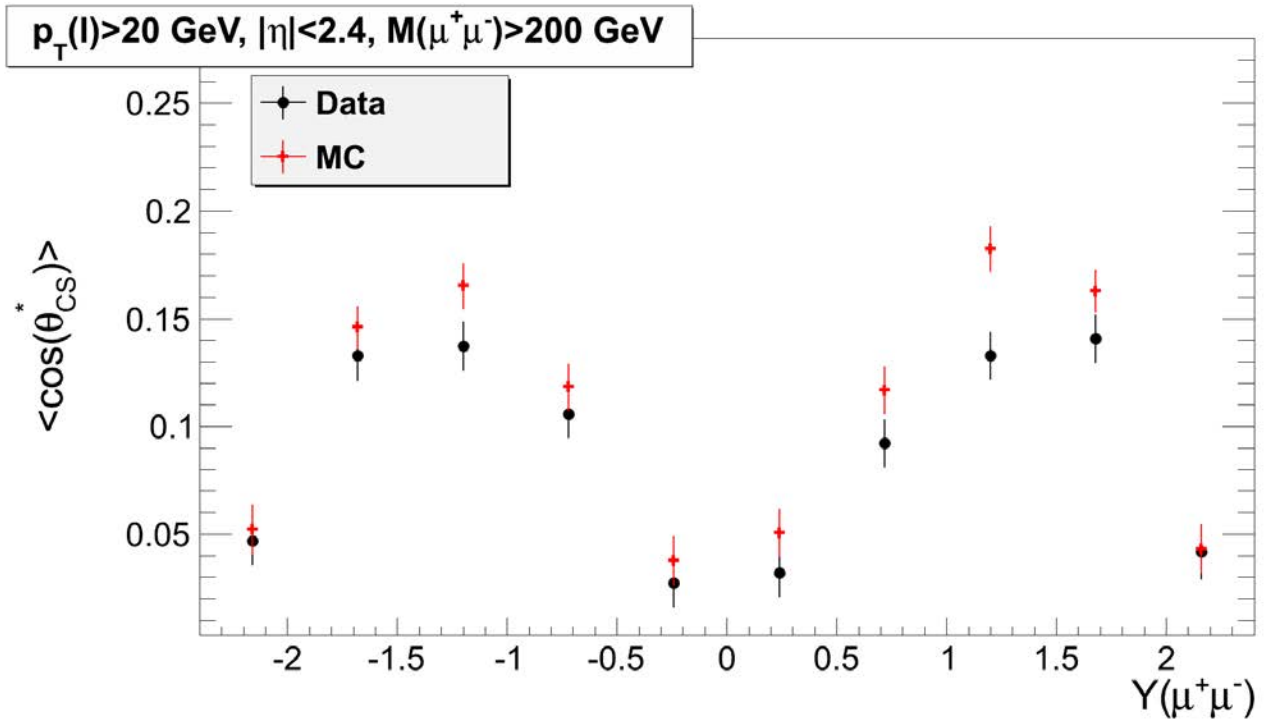


Рис. 2.8: Зависимости среднего $\cos\theta_{CS}^*$ от быстроты пар мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий с $M_{\mu^+\mu^-} > 200$ ГэВ/с² (красные кресты - МК, черные точки - данные).

На рис. 2.8 показана зависимость среднего значения $\cos\theta_{CS}^*$ от быстро-

ты при $M_{\mu^+\mu^-} > 200$ ГэВ. Красные кресты – Монте-Карло, черные точки – данные. Асимметрия «вперед-назад» проявляется в смещении среднего значения $\cos \theta_{CS}^*$ относительно нуля. Асимметрия минимальна в области малых быстрот из-за ошибок при выборе направления движения кварка (так как вероятность ошибиться в этой области близка к 50%) и больших быстрот из-за акцептанса установки.

В центральном интервале по быстроте $|Y_{\mu^+\mu^-}| = 0.00 - 1.00$ вероятность совершить ошибку при выборе направления движения кварка максимальна, а акцептанс минимален. Асимметрия максимальна в следующих двух интервалах ($|Y_{\mu^+\mu^-}| = 1.00 - 1.25$ и $|Y_{\mu^+\mu^-}| = 1.25 - 1.50$). В интервале по быстроте $|Y_{\mu^+\mu^-}| = 1.5 - 2.4$ неопределенность направления движения кварка минимальна, но эффект акцептанса доминирует так, что A_{FB} меньше чем в соседних интервалах по $|Y_{\mu^+\mu^-}|$. Таким образом, с увеличением $|Y_{\mu^+\mu^-}|$ несмотря на то, что неопределенность направления движения кварка уменьшается конечный акцептанс установки CMS все в большей степени искажает A_{FB} .

2.3. Методы извлечения A_{FB}

В эксперименте величина асимметрии A_{FB} может быть извлечена различными методами.

Согласно формуле (2.7) A_{FB} может быть вычислена *путем независимого измерения числа двухлептонных событий* для различных интервалов по инвариантной массе в областях «вперед» (Forward, N_F) и «назад» (Backward, N_B) [33]:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} \quad (2.15)$$

Другой метод заключается в извлечении значения асимметрии A_{FB} из *аппроксимации угловых распределений лептонов* [33, 40]. Видно, что распределение числа событий по $\cos \theta_{CS}^*$ асимметрично относительно нуля (рис. 2.9), из-за наличия асимметрии «вперед-назад» A_{FB} . Величина A_{FB} зависит от слагаемого содержащего $\cos \theta_{CS}^*$ в первой степени следующего дифференциального сечения:

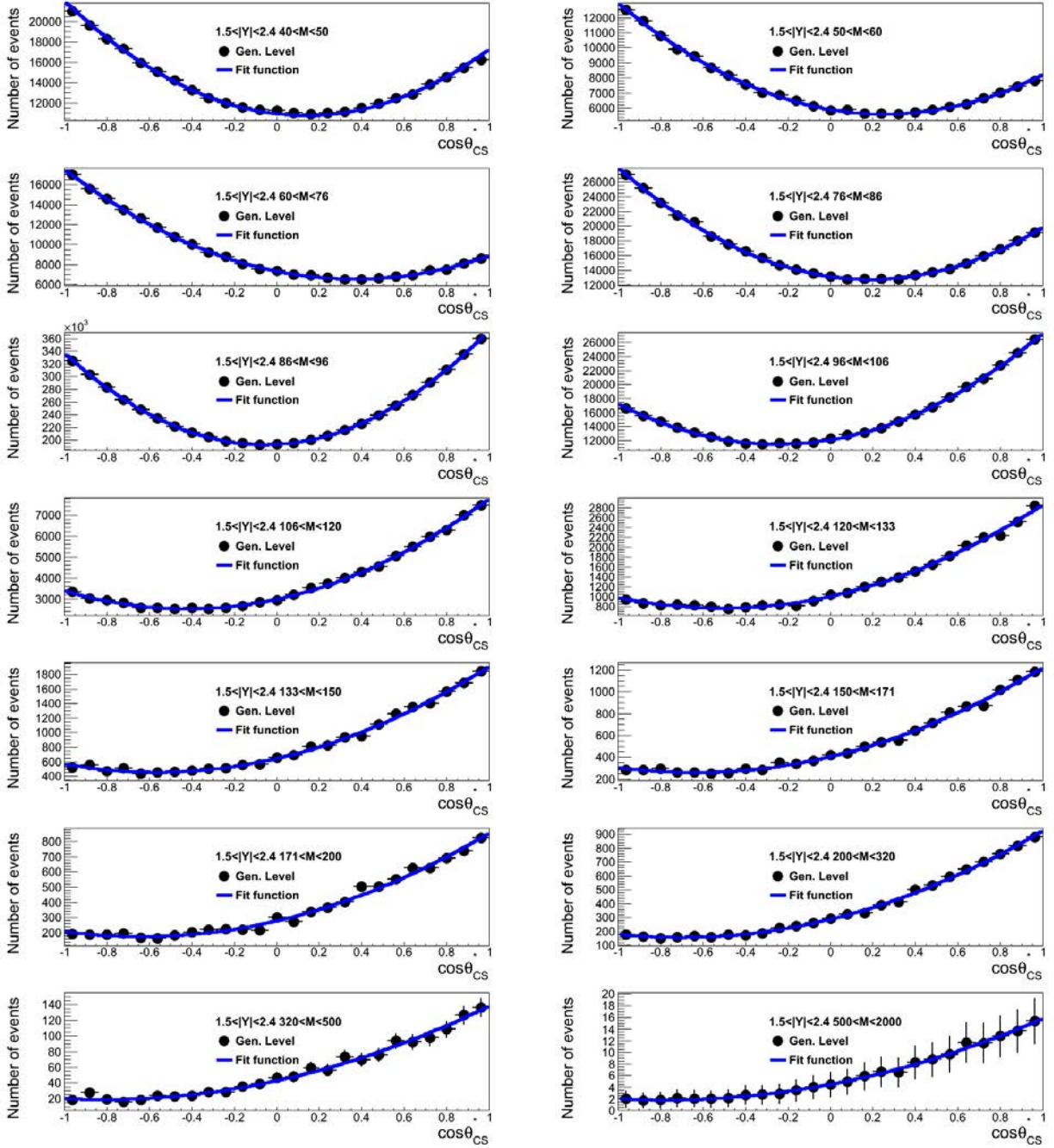


Рис. 2.9: Распределение числа событий по $\cos \theta_{CS}^*$ для различных интервалов по инвариантной массе и быстроте на уровне генератора до наложения кинематических критериев отбора. Черные точки - результаты Монте-Карло моделирования, голубая линия - функция аппроксимации (2.16).

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta_{CS}^*} \propto \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta_{CS}^*) + A_{FB} \cos \theta_{CS}^* \quad (2.16)$$

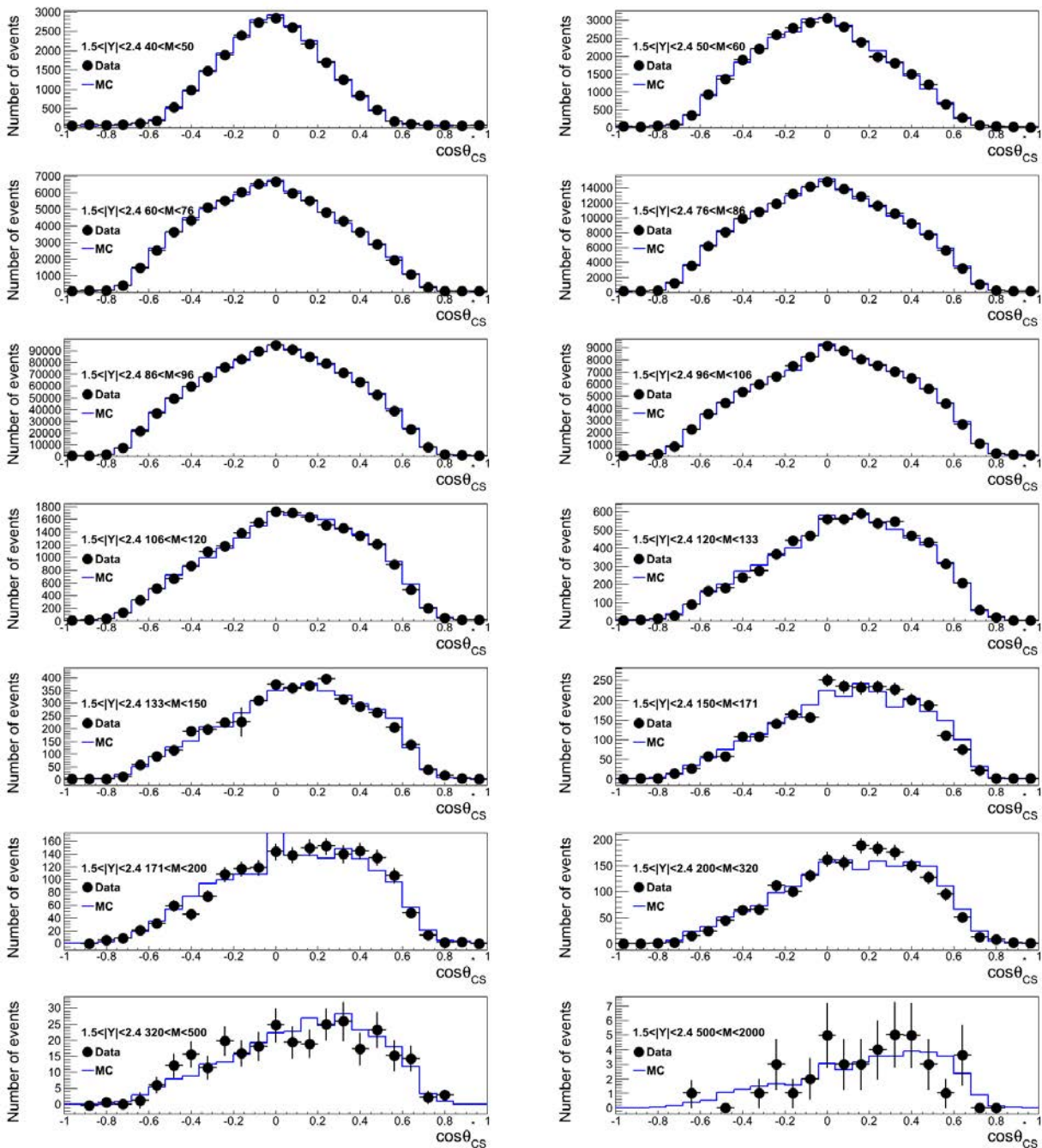


Рис. 2.10: Распределение числа событий по $\cos\theta_{CS}^*$ для различных интервалов по инвариантной массе и быстрой после реконструкции. Угловые распределения сильно искажены из-за ограниченного фазового объема установки.

Но при больших значениях быстрой пары, когда неопределенность выбора направления мала, угловые распределения лептонов сильно искажены в результате обрезаний из-за ограниченного фазового объема установки рис. 2.10. Поэтому оптимальным является анализ угловых распределений, учитывающий корреляции всех трех эффектов: зависимости от фазового

объема установки, инвариантной массы и ошибки в определении направления кварка (*многопараметрический метод анализа угловых распределений*) [33, 40]. Однако, этот метод имеет ограниченную точность ввиду недостаточной статистики.

Исходной точкой при выборе системе отсчета является предположение, что в событии импульс кварка больше импульса антикварка, что позволяет ассоциировать направление движения пары мюонов с направлением движения кварка. В среднем это предположение хорошо выполняется (кварк как правило «валентный», а антикварк – «морской»), но в случае, если и кварк и антикварк – «морские», то вероятность совершить ошибку возрастает. Неопределенности измерения асимметрии, обусловленные этим эффектом, а также искажениями угловых распределений можно учесть с помощью метода *весовых коэффициентов событий*, зависящих от быстроты пары мюонов и $|\cos\theta_{CS}^*|$ [41]. Используются следующие весовые коэффициенты:

$$k_{A,i} = (1 - 2w_i)^2 \quad (2.17)$$

$$k_{B,i} = (1 - 2w_i), \quad (2.18)$$

где w_i вероятность того, что антикварк имеет больший импульс чем кварк в зависимости от интервала по скорости y_i . Этот коэффициент позволяет учитывать эффект неопределенности направления движения кварка.

События с большим значением $|\cos\theta_{CS}^*|$ несут больше информации о асимметрии. Для учета этого эффекта используются следующие весовые коэффициенты:

$$z_{1,j} = \frac{1}{2} \frac{c_j^2}{(1 + c_j^2 + h(\theta_{CS}^*))^3} \quad (2.19)$$

$$z_{2,j} = \frac{1}{2} \frac{|c_j|}{(1 + c_j^2 + h(\theta_{CS}^*))^2}, \quad (2.20)$$

где $c_j = \cos\theta_j$ – значение $\cos\theta_{CS}^*$ из интервала j , а $h(\theta_{CS}^*)$ – малая квантово хромодинамическая поправка.

Величину A_{FB} в данном случае вычисляют, как:

$$A_1 = \sum_{for-events} [z_{1,j} k_{A,j}] \quad (2.21)$$

$$A_2 = \sum_{back-events} [z_{1,j} k_{A,j}] \quad (2.22)$$

$$B_1 = \sum_{for-events} [z_{2,j} k_{B,j}] \quad (2.23)$$

$$B_2 = \sum_{back-events} [z_{2,j} k_{B,j}] \quad (2.24)$$

$$A_{FB} = \frac{3 B_1 - B_2}{8 A_1 + A_2} \quad (2.25)$$

Данный метод дает наилучшие результаты при вычислении значений A_{FB} в малых интервалах по быстроте и $\cos \theta_{CS}^*$, а для этого недостаточно статистики. Также при использовании метода угловых весовых коэффициентов возникают проблемы с извлечением фона.

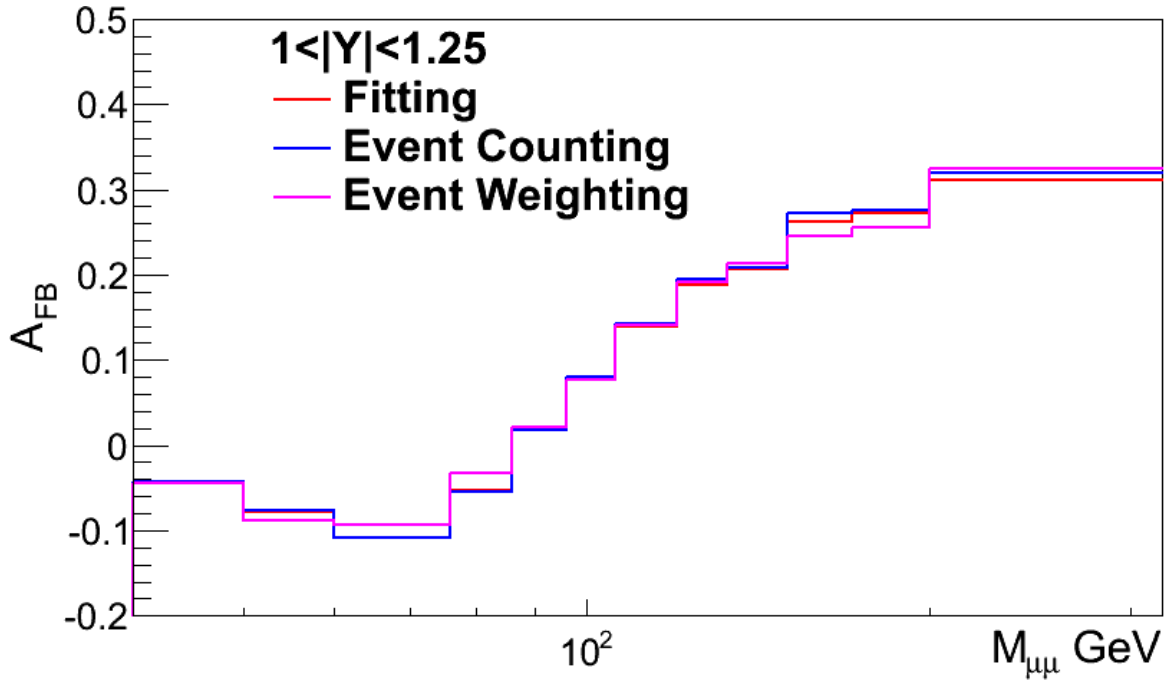


Рис. 2.11: Асимметрия A_{FB} на уровне генератора, измеренная методом аппроксимации угловых распределений (красная линия), методом весовых коэффициентов событий (розовая линия) и методом независимого подсчета (синяя линия).

На рис. 2.11 показана зависимость асимметрии «вперед-назад» от инвари-

антной массы пары мюонов $M_{\mu^+\mu^-}$ на уровне генератора, измеренная тремя различными методами: аппроксимации угловых распределений, весовых коэффициентов событий и независимого подсчета. Все описанные выше методы были реализованы в виде программного кода анализа данных коллаборации CMS. Представленный в Главах 3–5 анализ был выполнен всеми изученными методами. Все методы дают схожие результаты, однако, из-за ошибок реконструкции, аксептанса и ограниченной статистики наиболее точные результаты дает метод независимого подсчета событий, результаты которого являются основными и приводятся в дальнейшем.

2.4. Заключение к Главе 2

В главе рассмотрены и обсуждены вопросы описания процессов Дрелла-Яна в рамках стандартной модели взаимодействий элементарных частиц и причины возникновения в этих процессах асимметрии по углу вылета лептона (антилептона) относительно кварка (антикварка) в системе покоя лептонной пары (асимметрия «вперед-назад» A_{FB}) [33, 34, 35, 36, 37]. Было продемонстрировано, что выбор соответствующей системы отсчета позволяет проводить измерение асимметрии A_{FB} даже в условиях pp-столкновений, реализуемых на Большом адронном коллайдере. С помощью моделирования методом Монте-Карло процессов Дрелла-Яна были проанализированы различные методы измерения асимметрии A_{FB} : метод независимого подсчета событий, метод аппроксимации угловых распределений лептонов, многопараметрический метод анализа угловых распределений и метод весовых коэффициентов событий. Создано программное обеспечение для извлечения значения асимметрии A_{FB} из данных, основанное на различных методах восстановления асимметрии. Также обсуждены различные ограничения по использованию исследованных методов, связанные с ошибками реконструкции, фазового объема эксперимента CMS (аксептанса) и ограниченной статистики.

Глава 3

Отбор событий и оценка фона

Основными источниками не подавляемого фона для процессов Дрелла-Яна ($Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$) являются процессы рождения мюонных пар в событиях парного рождения t -кварков, пар калибровочных бозонов (ZW , WW , ZZ), пар $\tau\bar{\tau}$ в процессе Дрелла-Яна ($Z/\gamma^* \rightarrow \tau\bar{\tau}$). Процессы КХД имеют сечение на порядок большее, однако, мюоны в таких процессах рождаются внутри струй в окружении других частиц (лептонов, адронов) и такие события могут быть отброшены с помощью критерия изоляции (смотри Главу 2). Однако, несмотря на возможность существенного подавления фоновых процессов КХД, они могут вносить существенную неопределенность в величину оцениваемого фона даже после отбора событий. Это связано с большим вкладом высших порядков теории возмущений, которые для процессов КХД рассчитаны недостаточно точно. В связи с этим необходимо проводить проверку числа фоновых событий, предсказываемых стандартной моделью, на данных, получаемых в ходе эксперимента. Для этого используются контрольные наборы данных, не совпадающие с наборами данных, используемыми для анализа.

3.1. Моделирование сигнальных и фоновых событий

Для сравнения полученных результатов с предсказаниями СМ, а также для определения эффективности реконструкции и отбора событий, было выполнено моделирование сигнальных и фоновых событий.

Таблица 3.1: Наборы Монте-Карло моделирования, их сечение и количество событий в наборе для сигнального $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ процесса.

Набор	Событий	σ (пбн)
/DYToMuMu_M-20_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	48819386	1915.904
/DYToMuMu_M-1000_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99989	0.001839104
/DYToMuMu_M-120_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99984	12.17536
/DYToMuMu_M-1500_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99992	1.74592e-4
/DYToMuMu_M-2000_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99974	2.261e-5
/DYToMuMu_M-200_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99990	1.52064
/DYToMuMu_M-400_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99991	0.1112064
/DYToMuMu_M-500_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99992	0.0452096
/DYToMuMu_M-700_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99989	0.01048576
/DYToMuMu_M-800_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	99984	0.005622784

Таблица 3.2: Наборы Монте-Карло, использованные для оценки фона, и их сечения (пбн).

Набор	Сечение σ (пбн)
/DYToEE_M-20_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-pythia6	1871
/DYToTauTau_M-20_CT10_TuneZ2star_v2_8TeV-powheg-tauola-pythia6	1871
/T_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola	10.7
/Tbar_tW-channel-DR_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola	10.7
/TT_CT10_TuneZ2star_8TeV-powheg-tauola	211.
/WJetsToLNu_TuneZ2Star_8TeV-madgraph-tarball	30400.
/WToMuNu_TuneZ2star_8TeV_pythia6	9130.
/WToTauNu_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola_cff	9170.
/WW_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola	33.61
/WZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola	12.63
/ZZ_TuneZ2star_8TeV_pythia6_tauola	5.196

Сигнальный ($Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, таб. 3.1) и фоновый ($Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-, \tau^+\tau^-$, таб. 3.2) процессы были смоделированы на основе вычислений в первом порядке теории возмущений (NLO) с помощью генератора POWHEG [42, 43]. Моделирование партонных ливней проводилось генератором PYTHIA v6.2.24 [44] с NLO-функциями распределения партонов (PDF) CT10 [45] и настройками параметров на данных ЛHC. Кроме того, генератор PYTHIA использовался для моделирования фоновых процессов рождения струй в КХД и пар калибровочных бозонов WW , WZ , ZZ . Для других фоновых процессов применялись POWHEG и TAUOLA [46] (рождение и распады пар $t\bar{t}$, одиночного

t -кварка, tW и пр.) и MadGraph [47] (совместное рождение $W + jet$). Последующее прохождение элементарных частиц через вещество детекторных систем моделировалось с помощью пакета GEANT4 [48, 49], позволяющего учесть специфику конструкции детекторных систем CMS.

Использовались, корректирующие коэффициенты, учитывающие высшие порядки теории возмущений (таб. 3.3).

Кроме того, из контрольных наборов данных были определены корректирующие коэффициенты для учета эффективностей и величины фона [50, 34].

Таблица 3.3: Корректирующие коэффициенты для учета высших порядков теории возмущений.

Набор	Порядок теории возмущений при моделировании:	Коррекция
DYToE	NLO	NNLO (Увеличение 3%)
DYToMu	NLO	NNLO (Увеличение 3%)
DYToTau	NLO	NNLO (Увеличение 3%)
tW	NLO	NNLO (Увеличение 4%)
TT	NLO	NNLO (Увеличение 10%)
WW	LO	NLO (Увеличение 63%)
WZ	LO	NLO (Увеличение 175%)
ZZ	LO	NLO (Увеличение 60%)
WToMu/Tau	LO	NNLO (Увеличение 35%)
W+Jets	LO	NNLO (Увеличение 20%)

3.2. Оценка фона

Для оценки фона использовано три различных метода. Показано хорошее согласие данных и монте-карло моделирования в угловых распределениях продуктов распада калибровочных бозонов при их парном (WZ и ZZ) и инклюзивном (W) рождении [51]. Фон электрослабых процессов оценен по результатам Монте-Карло моделирования, так как теоретические предсказания для данных процессов хорошо согласуются с данным, а сечения хорошо

известны. Фон от процессов $Z \rightarrow \tau\tau$, WW , $t\bar{t}$ и одиночного t учтен методом, основанном на сравнении числа $\mu\mu$ - и $e\mu$ -пар в конечном состоянии для данных и монте-карло ($e\mu$ -метод). Так как Z/γ^* не могут распадаться на электроны и мюоны одновременно, можно считать что все события содержащие $e\mu$ пары - фоновые. Считая, что соотношение $\mu\mu$ - и $e\mu$ -пар постоянное и полагаясь на точность Монте-Карло оценки этого отношения можно оценить число фоновых событий умножив данное отношение на число $e\mu$ -пар в данных. Фон от парного рождения струй оценивался с помощью сравнения числа пар мюонов одного заряда (ПМОЗ) и пар противоположно заряженных мюонов (ППЗМ), по аналогии с $e\mu$ методом. Итоговая оценка фона вычислена с учетом всех значимых источников фона.

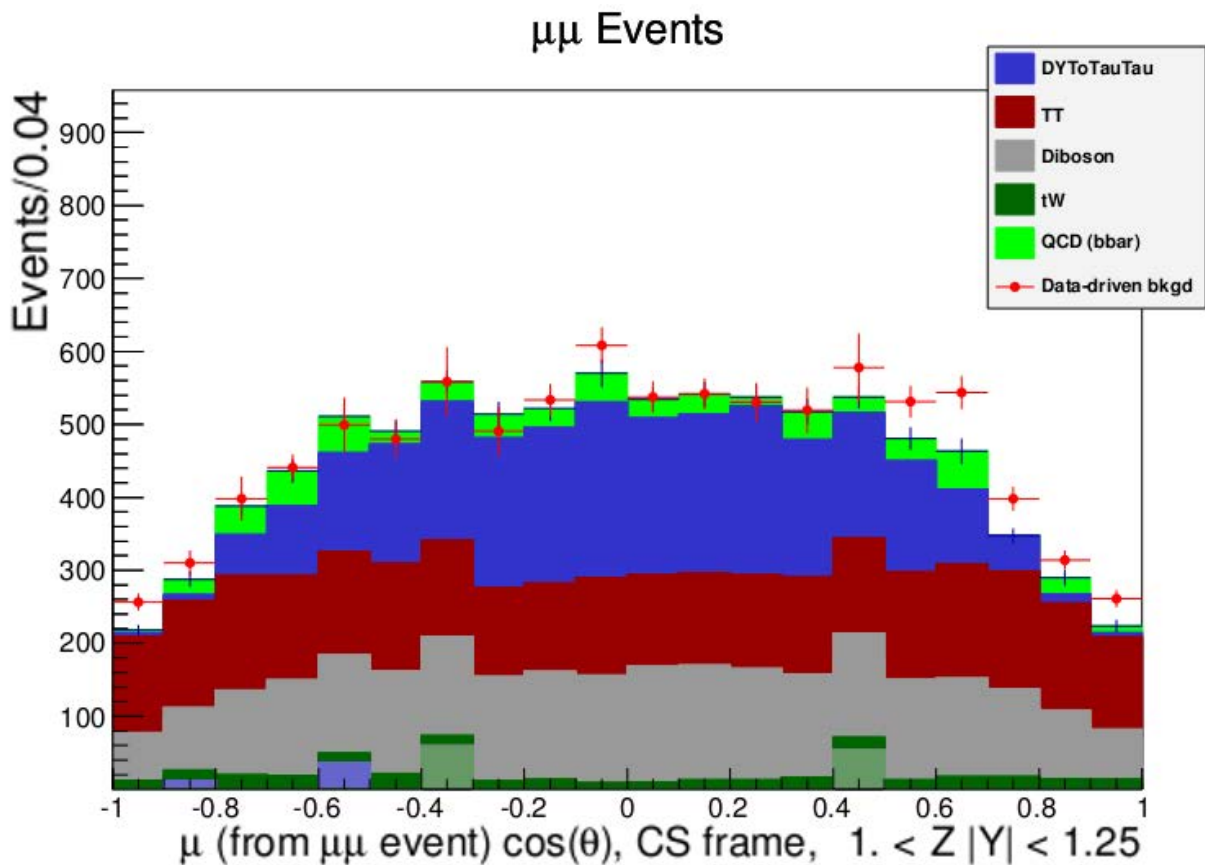


Рис. 3.1: Количество фоновых событий, оцененное методами на основе монте-карло моделирования и данных, при $1.0 < |Y_{\mu+\mu^-}| < 1.25$ в зависимости от $\cos \theta_{CS}^*$.

Во всех интервалах значений инвариантной массы и быстроты мюонной пары продемонстрировано хорошее согласие между уровнем фона, вычисля-

емым на основе моделирования (закрашенные гистограммы), и извлеченным из данных (красные точки) (рис. 3.1).

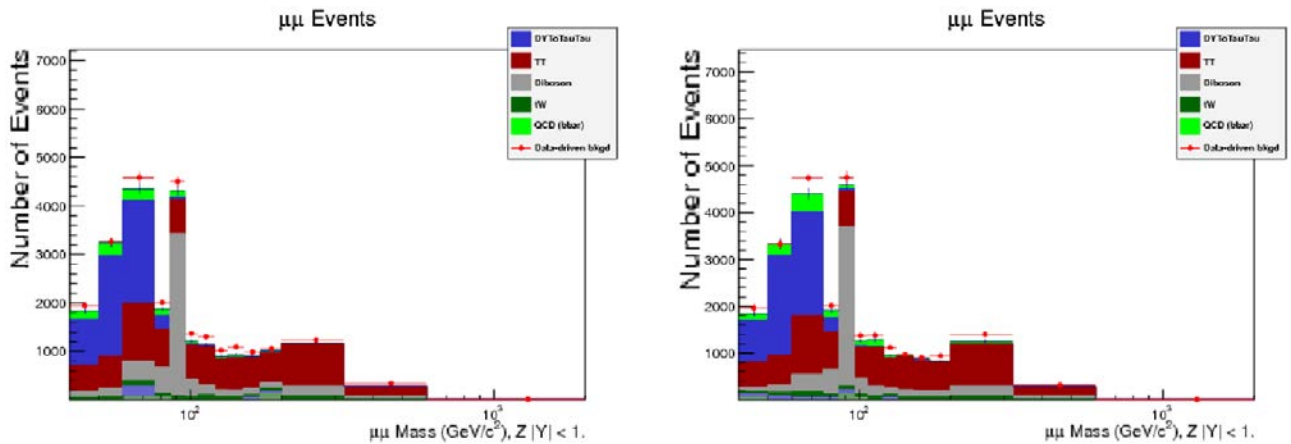


Рис. 3.2: Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.0$.

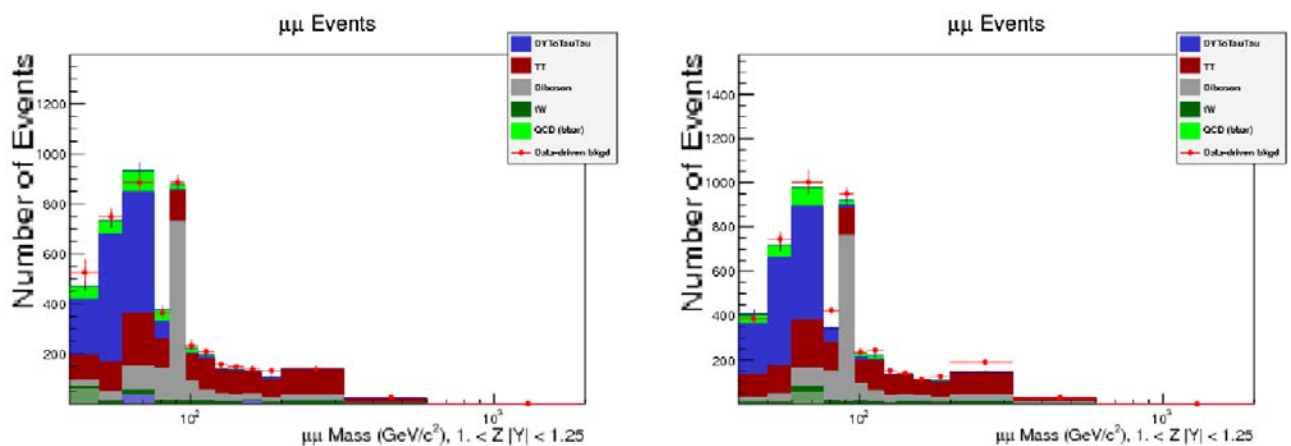


Рис. 3.3: Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$.

На рисунках 3.2-3.5 показаны распределения числа фоновых событий «вперед» и «назад» по инвариантной массе в четырех бинах по быстроте. Результаты оценки фона на основе Монте-Карло — закрашенные гистограммы, на основе данных — красные точки. Результаты различных методов оценки фона находятся в хорошем согласии.

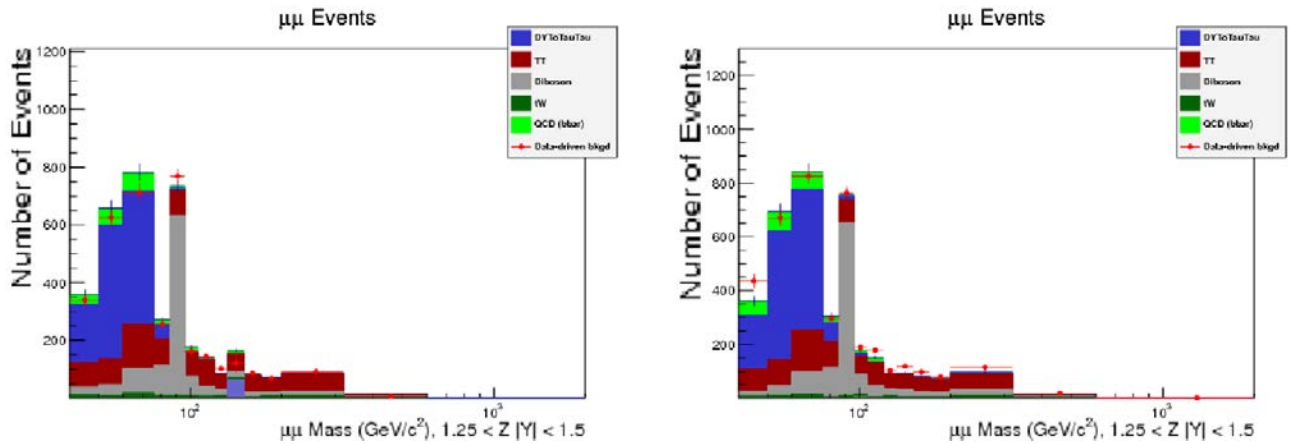


Рис. 3.4: Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$.

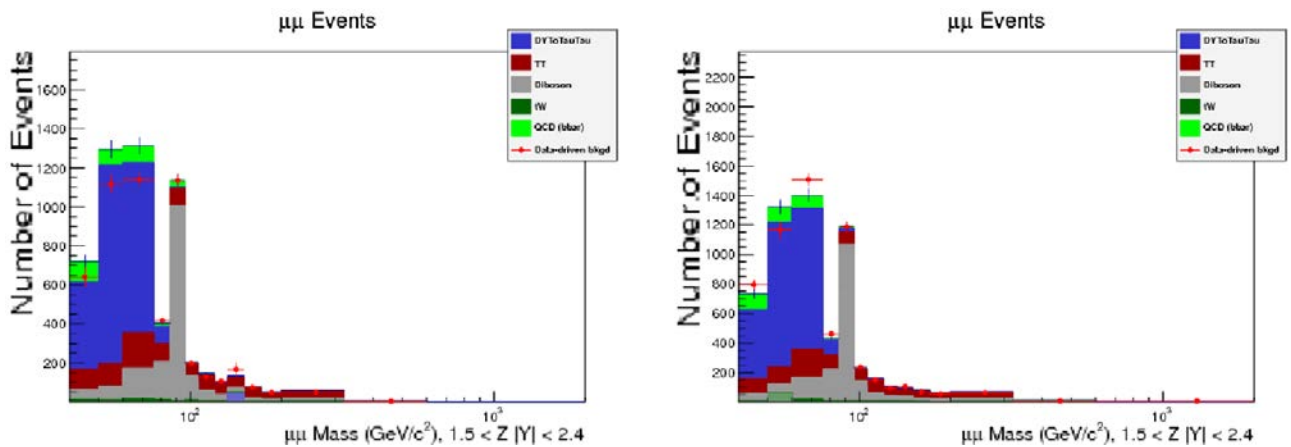


Рис. 3.5: Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$.

Систематическая неопределенность вычислена независимо для фона оцененного по результатам Монте-Карло моделирования и по данным [52]. Все неопределенности считаются систематическими. Систематическая неопределенность оценки фона определяется, как квадратичная сумма статистической неопределенности и половины разницы между оценкой фона выполненной на Монте-Карло событиях и оценкой использующей данные.

3.3. Отбор событий

Отбор мюонов проводился в соответствии со следующими условиями. Во-первых, в режиме реального времени (on-line) триггером отбирались события, в которых один мюон имеет импульс более 8 ГэВ/с, а второй более 17 ГэВ/с. Во-вторых, после реконструкции мюоны должны иметь противоположные знаки заряда и быть хорошо изолированными, то есть должен отсутствовать сигнал от других частиц вокруг мюона в трекаре и адронном калориметре. Использовался метод относительной трекарной изоляции I_{trk}^{rel} (подробно смотри Глава 2). Данный алгоритм учитывает все треки реконструированные в трекаре, направление движения которых отличается от направлением движения трека мюона в пределах $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$. Отношение скалярной суммы поперечных импульсов данных треков к p_T трека мюонов должно быть менее 0.1. Требование изоляции позволяет подавить фон от мюонов, рожденных в процессах образования струй (фон от процессов КХД). Заметим, что критерий изоляции трека не использует информацию электромагнитного калориметра, поскольку он оказывает существенное влияние на сигнальные события из-за эффектов КЭД-излучения в конечном состоянии. Также для подавления фона от процессов КХД применялось ограничение на прицельный параметр мюонных треков – это расстояние не должно превышать 2 мм в плоскости $x - y$ и 5 мм по z . Данное условие позволило отбросить все фоновые космические мюоны без существенного влияния на сигнальные события. Также мюоны должны быть реконструированы глобальным и RF алгоритмами, иметь минимум один хит в мюонных камерах, использованный при аппроксимации глобального трека, сегменты трека минимум в двух мюонных станциях, минимум один хит в пиксельном детекторе, число слоев трекара с хитами должно быть более пяти, а χ^2 аппроксимации глобального мюона должен быть менее 10. На заключительном этапе отбора событий требовалось, чтобы оба мюона попадали в интервал псевдобыстрот $|\eta| < 2.4$, а поперечный импульс каждого мюона был не менее 20 ГэВ/с.

Из полного объема данных, набранных экспериментом CMS в 2012 г. в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в с.ц.м. и соответствующим значению интегральной светимости ~ 19.6 фб⁻¹ (таб. 3.4), было отобрано более 8×10^6 событий, что в четыре раза превышает число событий, использованных для анализа данных 2011 года.

Таблица 3.4: Используемые наборы данных и соответствующая интегральная светимость (фбн^{-1}).

Набор данных	$\int Ldt(\text{фбн}^{-1})$
/DoubleMu/Run2012A-22Jan2013-v1/AOD	0.889362
/DoubleMu/Run2012B-22Jan2013-v1/AOD	4.405
/DoubleMu/Run2012C-22Jan2013-v1/AOD	7.040
/DoubleMu/Run2012D-22Jan2013-v1/AOD	7.291

На рис.3.6 показаны кинематические распределения пар мюонов: распределения по псевдобыстроте η , азимутальному углу ϕ , поперечному импульсу p_T . Данные отмечены черными точками со статистическими ошибками, гистограммами представлены результаты Монте-Карло моделирования сигнальных (голубая гистограмма) и фоновых (зеленая гистограмма) процессов. Результаты моделирования и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии [50]. Однако, результаты моделирования и данные имеют расхождения в распределении по p_T , из-за ошибочного описания распределения генератором при малых поперечных импульсах. Для учета данного эффекта необходимо произвести коррекцию на поперечный импульс Z^0 бозона (Z pt correction) [52], но так как в данной работе изучались распределения по $M_{\mu^+\mu^-}$ и $Y_{\mu^+\mu^-}$, которые находятся в хорошем согласии с предсказаниями МК, коррекция поперечного импульса Z бозона не проводилась.

Распределения по полярному углу в системе Коллинса-Сопера $\cos\theta_{CS}^*$, быстроте $Y_{\mu^+\mu^-}$ и инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ мюонной пары приведены на рис. 3.7. Как и для предыдущих рисунков вклад фоновых процессов показан зеленой гистограммой, вклад сигнального процесса синей, а экспериментальные данные обозначены черными точками с соответствующими статистическими ошибками. Результаты полного моделирования физических процессов и «отклика» установки также находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, что важно для измерения зависимости асимметрии от $Y_{\mu^+\mu^-}$ (как отмечалось выше измерения выполнялось в четырех интервалах по быстроте пары). Распределение по $\cos\theta_{CS}^*$ значительно искажено из-за ограниченного фазового объема установки и неизвестного направления движения кварка на ЛНС. Также стоит отметить, что это распределение получено во всех исследуемых интервалах быстрое и инвариантных масс пар

мюонов, из-за этого отсутствует явная асимметрия относительно нуля.

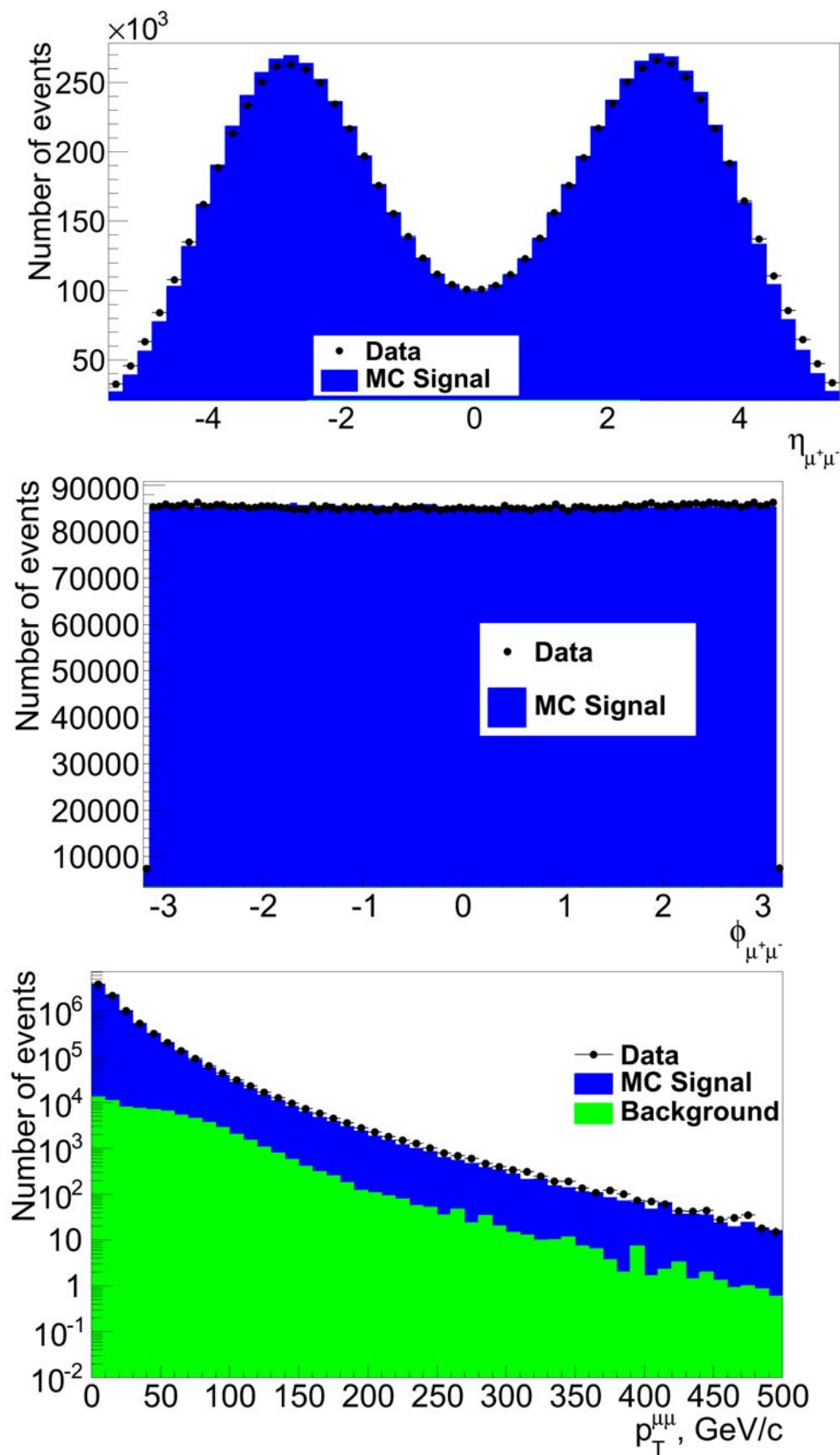


Рис. 3.6: Распределение числа пар мюонов по η , ϕ , p_T .

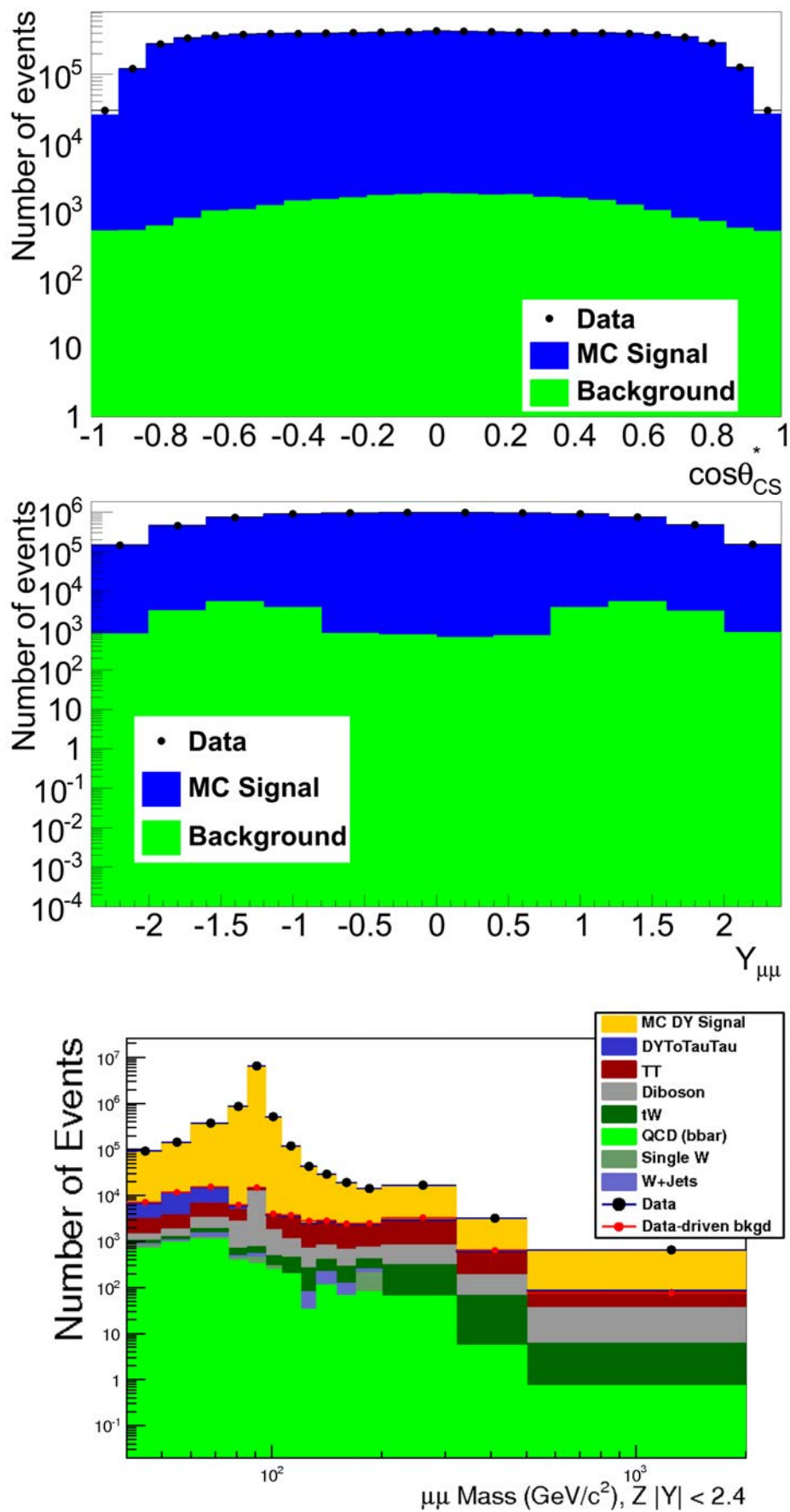


Рис. 3.7: Распределение числа пар мюонов по $\cos\theta_{CS}^*$, $Y_{\mu+\mu^-}$ и $M_{\mu+\mu^-}$. Приведены экспериментальные данные и результаты моделирования сигнального и фоновых процессов.

Измеренное распределение числа событий по инвариантной массе мюонной пары также находится в хорошем согласии с результатами моделирования [37]: на рис. 3.7 (нижний) приведено распределение по $M_{\mu^+\mu^-}$ для экспериментальных данных (чёрные точки) и предсказаний СМ как для сигнальных, так и всех возможных фоновых событий. Также для сравнения приведены результаты оценки фоновых событий из экспериментальных данных (красные точки).

Измеренные значения дифференциального сечения по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ мюонной пары также находятся в согласии с предсказаниями МК (рис. 3.8) [50, 52].

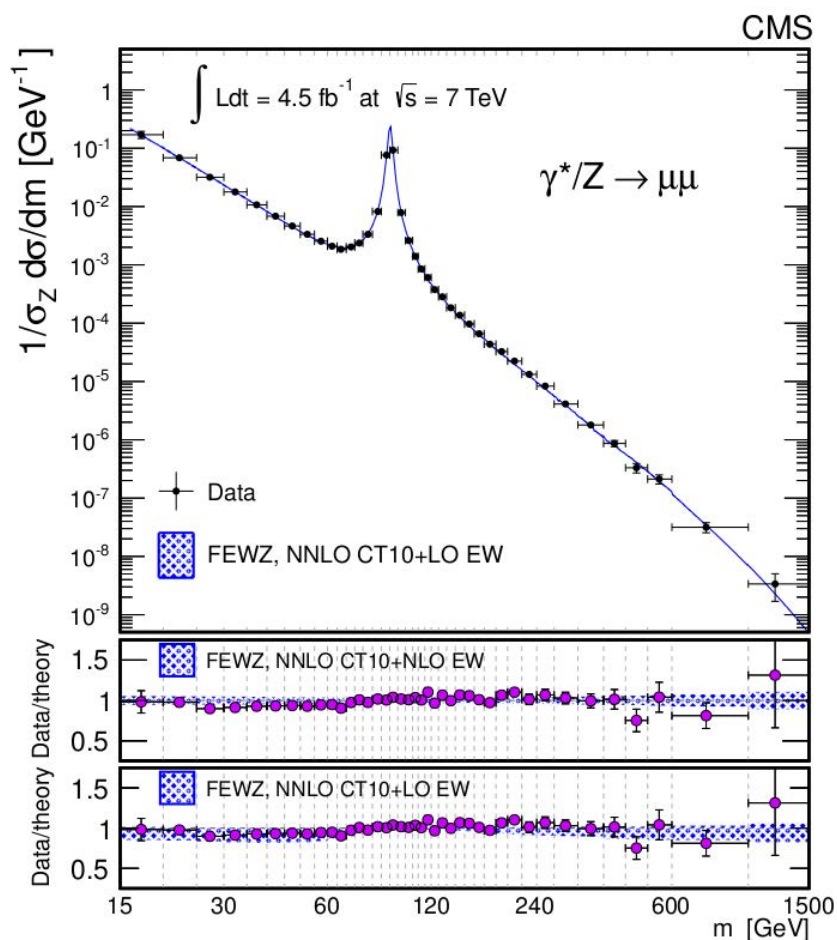


Рис. 3.8: Измеренный (черные точки) и теоретически предсказанный (NNLO, голубой штрихованный коридор) спектр событий Дрелла-Яна по инвариантной массе пар мюонов нормированный на сечение в области пика Z бозона ($r = 1/\sigma_Z * d\sigma/dM_{\mu^+\mu^-}$). Показаны статистические и систематические ошибки.

Таким образом после проведения процедуры отбора событий, включающую подавления фоновых процессов, получены наборы экспериментальных данных полностью совпадающие с предсказаниями стандартной модели. Эти отобранные события были использованы для извлечения величины асимметрии «вперед-назад».

3.4. Заключение к Главе 3

В главе представлены результаты моделирования методом монте-карло сигнальных и фоновых событий, а также оценки числа фоновых событий из экспериментальных данных. По подобранным критериям отбора, позволяющим подавить фоновые события, проведен отбор событий из общего, набранного экспериментом CMS, набора данных и осуществлено сравнение полученной выборки событий с результатами моделирования [33, 50, 34, 35, 36, 37]. Показано, что экспериментальные данные находятся в согласии с предсказаниями стандартной модели.

Глава 4

Измерение асимметрии A_{FB}

В Главе 2 уже отмечалось, что в условиях pp -столкновений выбор направления «вперед» («назад») не вполне однозначен, что приводит к ошибке измерения асимметрии A_{FB} . Кроме того, существует ряд физических эффектов и ограничений, связанных с особенностями детектирующей аппаратуры, которые приводят к «размытию» измеренного значения асимметрии по сравнению с асимметрией на партонном уровне: перераспределения числа событий по интервалам инвариантной массы вследствие конечного разрешения детекторов (bin-to-bin migration), обрезаний фазового объема установки, неизвестного направления движения кварков/антикварков на ЛНС и излучения в конечном состоянии.

Также, несмотря на то, что точность алгоритмов реконструкции пар мюонов достигает нескольких процентов в широком диапазоне инвариантных масс (до 4 ТэВ) существует ряд эффектов, приводящих к деградации точности. Основным из них является пространственная разбалансировка различных детекторных систем CMS как относительно системы отсчета, так и относительно друг друга (эффект невыровненности). Неточное знание положения детекторных систем может приводить к ухудшению точности реконструкции трека мюона в несколько раз [26]. Другой причиной деградации точности измерений мюонов являются ошибки оценки величины магнитного поля.

Учет этих эффектов требует соответствующих коррекций как измеряемых характеристик мюонов и пар мюонов (импульса и инвариантной массы пары), так и измеренного числа событий в зависимости о различных измеряемых характеристик процесса (инвариантной массы и быстроты пары, полярного угла в системе Коллинса-Сопера). Несмотря на возникающие в результате процедуры коррекций систематические ошибки в измерении асимметрии,

коррекции обеспечивают лучшее согласие измеренного значения асимметрии с предсказаниями теории.

4.1. Коррекции точности регистрации событий с парой мюонов

4.1.1. Коррекция импульса мюона

Коррекция импульса мюона [53, 54, 55] применяется для компенсации влияния пространственной разбалансировки детекторных частей установки CMS. Главной причиной отклонения импульса реконструированного мюона является пространственная разбалансировка трекера. Геометрическая модель трекера, используемая при реконструкции, не достаточно точна. Поэтому, импульс реконструированного мюона отличается от номинального. Влияние пространственной разбалансировки различно в случае данных и МК (рис. 4.1). Соответственно корректирующие коэффициенты получены для данных и для МК.

Для извлечения корректирующих коэффициентов импульса мюона выборочно использовались события из того же самого набора данных, что и для измерения A_{FB} (набор димюонных событий рожденных в процессах Дрелла-Яна): распады Z бозонов на пару мюонов. Коррекция осуществлялась для величины среднего значения обратного импульса мюона $\langle 1/p_T \rangle$ в интервалах по заряду (Q), η и ϕ мюона (корректирующие коэффициенты импульса мюона вычислялись для этих заданных интервалов) [55].

Накладывалось требование, чтобы среднее значение величины обратного поперечного импульса мюонов $\langle 1/p_T \rangle$ из данных и из реконструированного (то есть с учетом «отклика» детекторных систем установки CMS) Монте-Карло в интервалах по Q , η и ϕ , совпадало с средним значением для идеально калиброванного Монте-Карло. В случае отсутствия пространственной разбалансировки детекторных частей среднее значение $\langle 1/p_T \rangle$ в зависимости от η и ϕ для событий, полученных при идеальной калибровке, должно совпадать с средним для реконструированных данных или реконструированного Монте-Карло. Для коррекции импульса мюона, учитывающей пространственную разбалансировку, использовались аддитивные по $1/p_T$ корректирующие коэффициенты. Влияние ошибки оценки магнитного поля (или непра-

вильный $\int \vec{B} d\vec{L}$) устранялось с помощью мультипликативных по $1/p_T$ коэффициентов. Значения коэффициентов для положительно и отрицательно заряженных мюонов одинаковы.

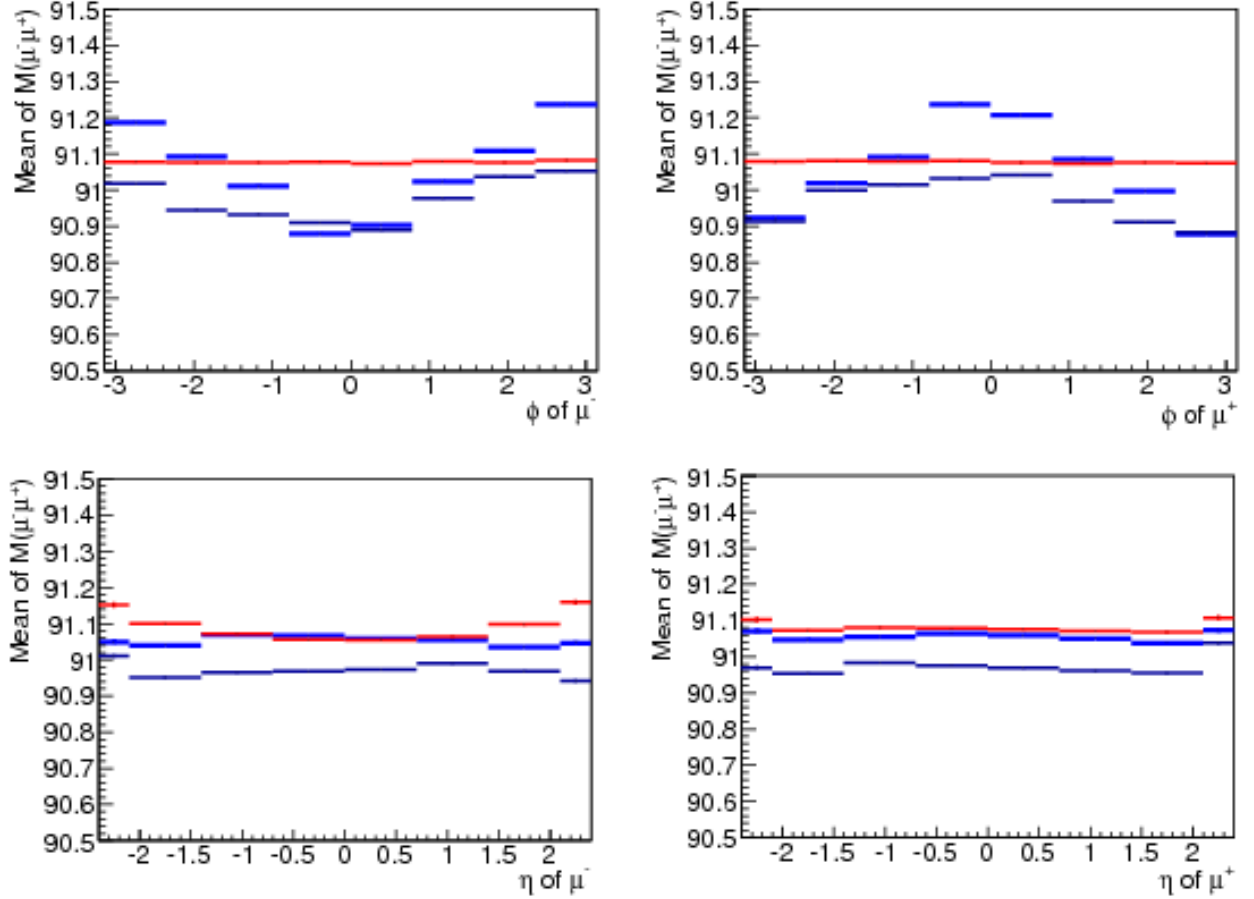


Рис. 4.1: Значения массы Z бозона в интервалах по ϕ и η мюона для данных 2012 года до наложения коррекции импульса мюона. На верхних гистограммах показаны значения массы Z бозона в интервалах по ϕ для μ^- (слева) и μ^+ (справа), а внизу показаны значения массы Z бозона в интервалах по η для μ^- (слева) и μ^+ (справа). Масса Z бозона соответствует средней инвариантной массе Z бозона в диапазоне $86.5 < M_{\mu^+\mu^-} < 96.5$ ГэВ. Черная линия - массовая зависимость для данных, голубая - для МК. Красная линия - ожидаемое значение массы Z бозона (на уровне генератора) для случая идеальной калибровки.

Корректирующие коэффициенты $C^{Data/MC}(Q, \eta, \phi)$, для данных/МК, определяются, как разница между средним значением $\langle 1/p_T \rangle$ набора данных, идеального Монте-Карло и набора реконструированных экспериментальных

данных (или реконструированного Монте-Карло). В дальнейшем величины полученные для идеально калиброванного Монте-Карло будут обозначаться, как $MC(gen.)$.

$$C^{Data/MC}(Q, \eta, \phi) = \langle 1/p_T^{MC(gen.)}(Q, \eta, \phi) \rangle - \langle 1/p_T^{Data/MC}(Q, \eta, \phi) \rangle \quad (4.1)$$

$$D_m(\eta, \phi) = (C^{Data/MC}(+, \eta, \phi) + C^{Data/MC}(-, \eta, \phi))/2 \quad (4.2)$$

$$D_a(\eta, \phi) = (C^{Data/MC}(+, \eta, \phi) - C^{Data/MC}(-, \eta, \phi))/2 \quad (4.3)$$

$$\frac{1}{p_{T,\eta,\phi:corrected}^\pm} = \frac{1}{p_T^\pm} \times (1 + D_m(\eta, \phi)/\langle 1/p_T^\pm \rangle) \pm D_a(\eta, \phi), \quad (4.4)$$

где D_a и D_m – аддитивная и мультипликативная части корректирующей функции.

После данной коррекции среднеквадратичное отклонение среднего значения массы Z бозона $\langle M_{\mu\mu}^Z \rangle$ в 128 ($= 2 \times 8 \times 8$) интервалах по Q , η и ϕ уменьшается с $\pm 0.8\%$ до $\pm 0.18\%$ для данных и с $\pm 0.8\%$ до пренебрежимо малых $\pm 0.06\%$ для Монте-Карло. Среднее значение массы Z бозона $\langle M_{\mu\mu}^Z \rangle$ вычислялось в интервале инвариантных масс от 60 до 120 ГэВ/ c^2).

Однако, после импульсной коррекции остается зависимость эффективности триггера и реконструкции от импульса мюона в данных. Для того, чтобы уменьшить остаточный разброс по $\langle M_{\mu\mu}^Z \rangle$ в данных, была применена дополнительная коррекция на массу Z бозона. По аналогии с импульсной коррекцией использовались корректирующие коэффициенты, которые вычислялись в 128 бинах по η и ϕ как разница между измеренным значением массы Z бозона и табличным значением $\Delta M_{\mu\mu}^Z = \langle M_{\mu\mu}^Z \rangle (measured) - \langle M_{\mu\mu}^Z \rangle (expected)$):

$$M_{Z-Data}^2(Q, \eta, \phi) = 2p_1 p_2 (1 - \cos(\theta)) \quad (4.5)$$

$$2\Delta M \times M_{Z-Data}(Q, \eta, \phi) = \Delta p_1 \times (2p_2(1 - \cos(\theta))) \quad (4.6)$$

$$2\Delta M \times M_{Z-Data}(Q, \eta, \phi) = \frac{\Delta p_1}{p_1} \times (M_{Z-Data})^2 \quad (4.7)$$

$$2\frac{\Delta M}{M}(Q, \eta, \phi) = \frac{\Delta p_1}{p_1}, \quad (4.8)$$

здесь p_1 и p_2 – импульсы первого и второго мюонов пары. Таким образом в импульсной коррекции появляется дополнительный коэффициент $1+2\frac{\Delta M}{M}(Q, \eta, \phi)$ (массовая коррекция). Последовательное применение импульсной и массовой коррекций позволяет уменьшить среднеквадратичное отклонение $\langle M_{\mu\mu}^Z \rangle$ для данных до $\pm 0.06\%$, что совпадает со значением среднеквадратичного отклонения для Монте-Карло.

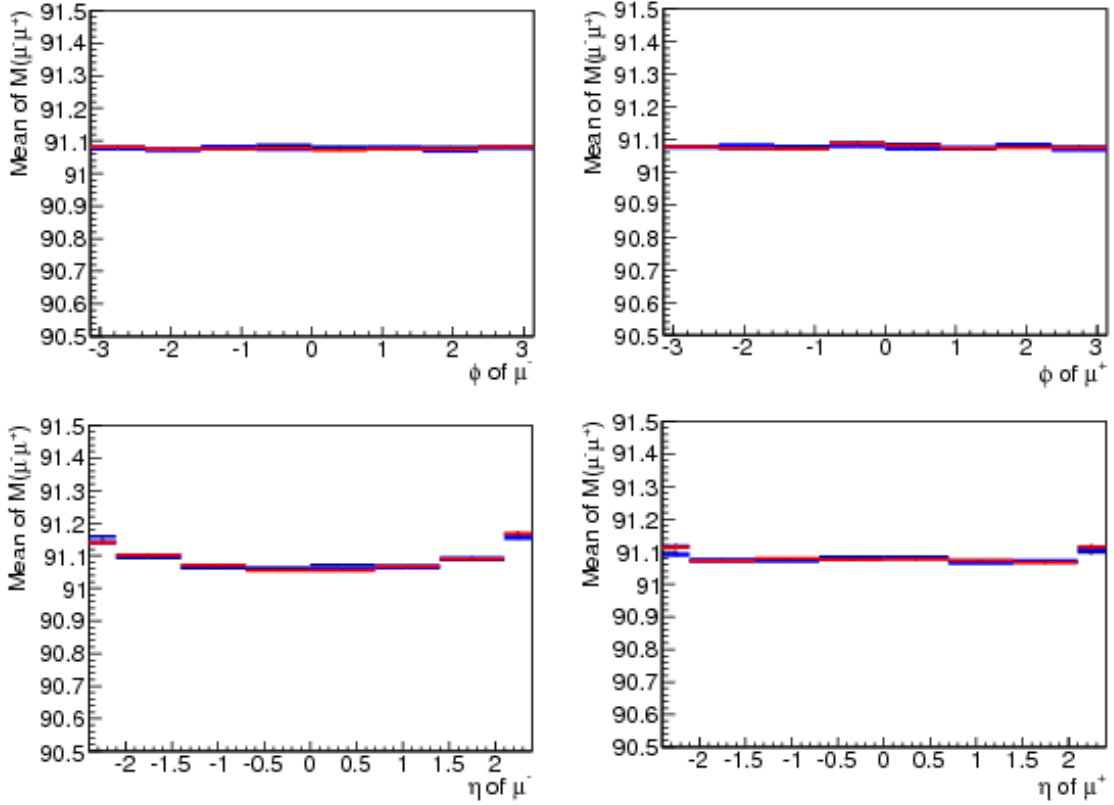


Рис. 4.2: Значения массы Z бозона в интервалах по ϕ и η мюона для данных 2012 года после наложения коррекции импульса мюона. На верхних рисунках показаны значения массы Z бозона в интервалах по ϕ для μ^- (слева) и μ^+ (справа), на нижних рисунках показаны значения массы Z бозона в интервалах по η для μ^- (слева) и μ^+ (справа). Масса Z бозона соответствует средней инвариантной массе Z бозона в диапазоне $86.5 < M_{\mu^+\mu^-} < 96.5$ ГэВ. Черные точки - данные, голубые точки - Монте-Карло, а красные точки - уровень генератора.

Для проверки процедуры коррекций, было произведено сравнение кинематических распределений данных и Монте-Карло до и после коррекции им-

пульса. До коррекции импульса, измеренное распределение массы Z бозона по азимутальному углу ϕ в системе Коллинса-Сопера сильно отличается от ожидаемого, что обусловлено ошибками реконструкции положительно и отрицательно заряженных мюонов (рис. 4.1). Подобное несовпадение измеренных и ожидаемых значений наблюдается и для значения асимметрии димюонов «вперед-назад» (рис. 4.3, слева).

После коррекции импульса все не физические отклонения исчезают и средняя инвариантная масса Z бозона не зависит от ϕ и имеет правильное значение. Малые зависимости от η и знака мюона средней инвариантной массы Z бозона находятся в хорошем соответствии с предсказаниями (зависимость при малых η возникает из-за ограничений на p_T при отборе, а малая зависимость от знака возникает из-за асимметрии «вперед-назад»). После наложения коррекции импульса мюона, пик Z по инвариантной массе в зависимости от η находится методом фитирования массового распределения Z бозона, а любое отклонения от ожидаемого значения пика по инвариантной массе Z бозона корректируется в зависимости от интервала по η . После применения процедуры коррекции распределения массы Z -бозона по ϕ и η для данных и Монте-Карло находятся в хорошем согласии (рис. 4.2).

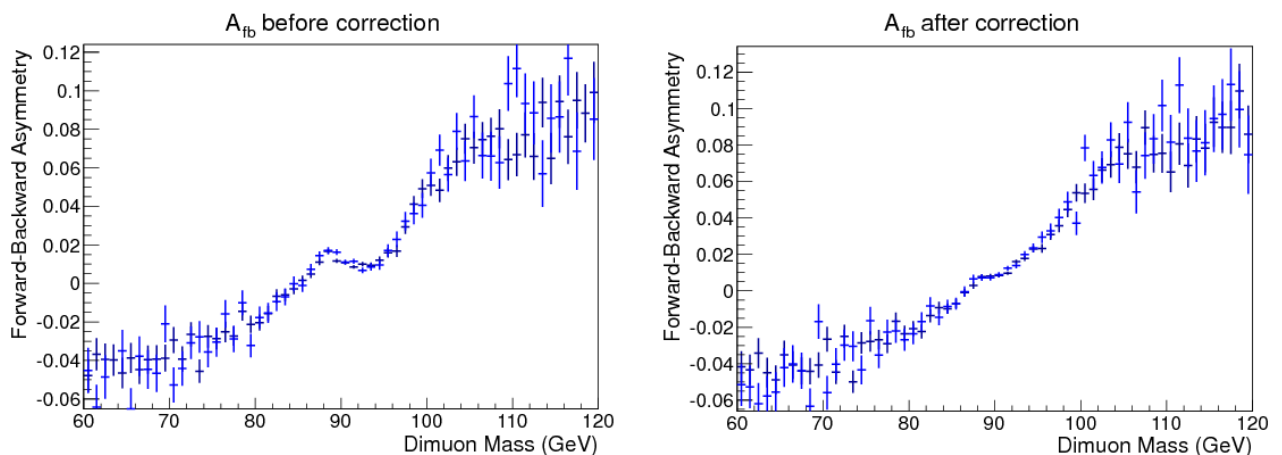


Рис. 4.3: На рисунке показана асимметрия «вперед-назад» до вычета фона: (слева) до коррекции импульса мюона, (справа) после коррекции. Черными точками показаны данные 2012 года, а голубыми результаты МК моделирования.

На рис. 4.3 показаны асимметрия A_{FB} в зависимости от инвариантной массы в области пика Z -бозона от 60 до 120 ГэВ/ c^2 . После наложения коррекции

результаты измерения для данных и Монте-Карло находятся в хорошем согласии. Причиной искажения A_{FB} в районе пика Z является ошибочная калибровка в зависимости от заряда мюона. Следует отметить, что отклонения для данных при 8 ТэВ значительно уменьшены по сравнению с результатами для 7 ТэВ. Для мюонов с импульсом порядка 1 ТэВ коррекция позволяет улучшить массовое разрешения с $\pm 9\%$ до $\pm 5\%$.

4.1.2. Эффекты множественности взаимодействий

По мере роста мгновенной светимости, растет множественность первичных вершин из-за множественных взаимодействий. Разработанные в коллаборации CMS алгоритмы реконструкции вершин, эффективно и надежно работают при множественности взаимодействий, наблюдаемой на данных [56]. Тем не менее, распределение числа реконструированных первичных вершин чувствительно к особенностям реконструкции и особенностям событий в данных и Монте-Карло.

Эффект множественных взаимодействий моделируется следующим образом. Для каждого набора Монте-Карло было создано распределение среднего числа взаимодействий, соответствующее определенному периоду набора данных. Далее, для каждого события из распределения выбирается среднее число взаимодействий на столкновение. Это задает моментальную светимость для данного события. Моделирование множественных взаимодействий заключается в объединении сигнальных событий с минимально обработанными, заранее созданными, событиями так, чтобы число вершин совпало с выбранным из распределения Пуассона со средним равным выбранному на предыдущем шаге, и последующей совместной реконструкцией.

Монте-Карло события созданы на основе распределения числа множественных взаимодействий, которое приблизительно совпадает с ожидаемым для каждого из периодов набора данных. Тем не менее это совпадение не совсем точно. Влияние эффекта множественности взаимодействий может служить источником больших отклонений предсказаний Монте-Карло после отбора событий и учета влияния триггера. Чтобы уменьшить влияние данного эффекта, для каждого Монте-Карло события вводится весовой коэффициент, учитывающий различия распределений числа множественных взаимодействий для данных и Монте-Карло.

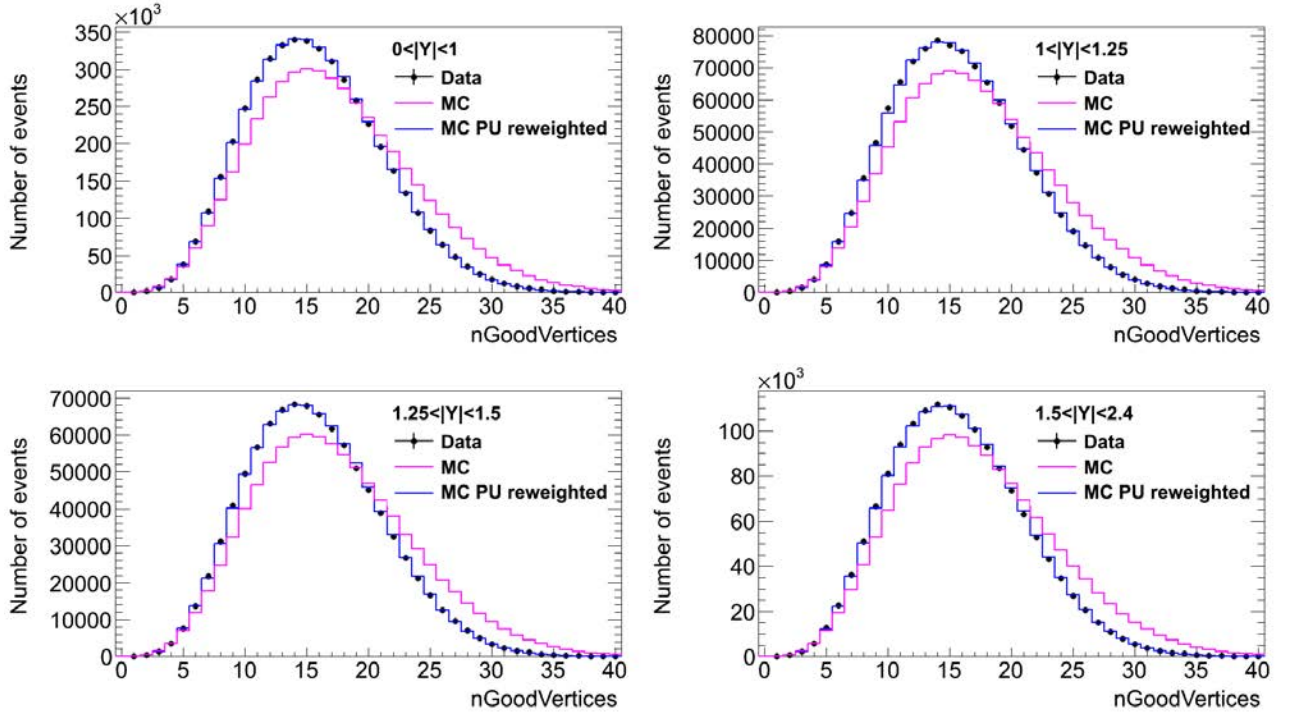


Рис. 4.4: Число вершин для данных и МК до коррекции на множественность первичных вершин и после. Черные точки – данные. Розовая гистограмма – МК до коррекции. Синяя гистограмма – после коррекции.

На рис. 4.4 показано распределения количества вершин для данных – черные точки, для Монте-Карло до коррекции – розовая гистограмма и после коррекции – синяя гистограмма. Распределения для данных и Монте-Карло имеют значительные различия. После наложения коррекции на множественность первичных вершин распределения для данных и Монте-Карло совпадают.

4.1.3. Эффективность

Несмотря на одинаковые условия отбора, эффективности реконструкции, идентификации, изоляции и триггера для наборов экспериментальных данных и Монте-Карло могут отличаться довольно существенно. Чтобы учесть это расхождение были вычислены корректирующие коэффициенты, определяемые как отношения эффективностей для данных и Монте-Карло в зависимости от $|\eta|$ и p_T .

Полная эффективность включает в себя эффективность реконструкции глобального и PF мюона $\epsilon_{globalandPF}$, эффективность идентификации мюона

(ID) и изоляции ϵ_{ID+iso} и эффективность триггера верхнего уровня (HLT) ϵ_{HLT} :

$$\epsilon = \epsilon_{globalandPF} \times \epsilon_{ID+iso} \times \epsilon_{HLT}. \quad (4.9)$$

Значения эффективностей оцениваются методом меченого и пробного мюона (tag and probe method, T&P), на наборе событий, содержащих мюоны от распада Z бозона (см. Главу 1). Для оценки вкладов фоновых и сигнального процессов использовался дискретный метод максимального правдоподобия (рис. 4.5). Меченый мюон с $p_T > 20$ ГэВ/с должен проходить строгий критерий отбора CMS, включая триггер, другой мюон (пробный) использовался для измерения эффективности.

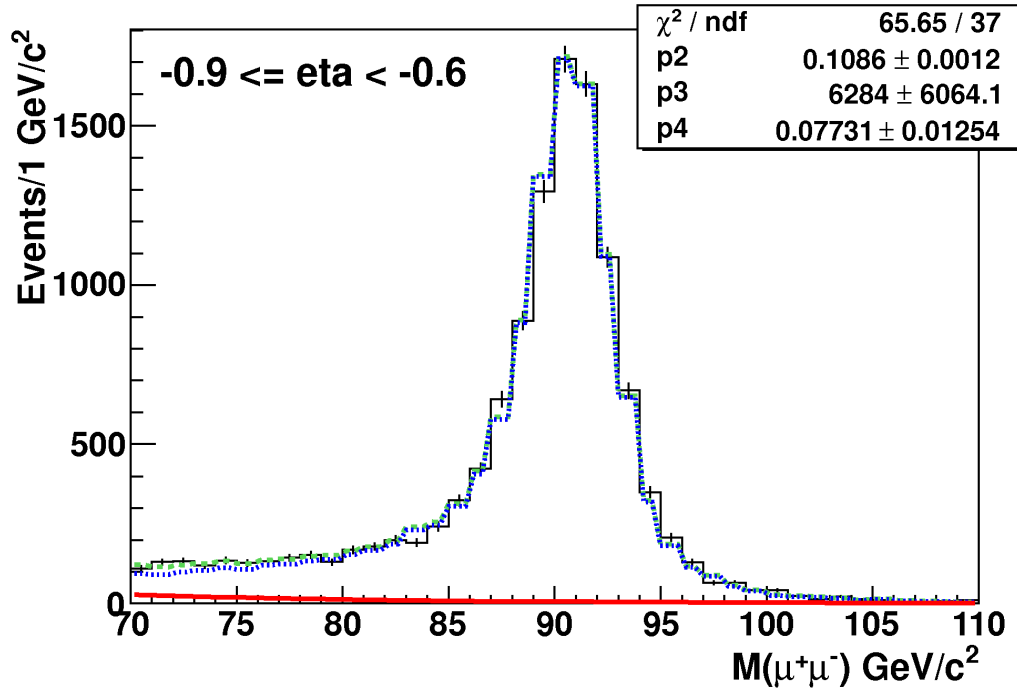


Рис. 4.5: Зависимость числа изолированных событий, удовлетворяющих строгому критерию отбора, от инвариантной массы пары мюонов в интервале $70 < M_{\mu^+\mu^-} < 110$ – черная гистограмма. Голубая пунктирная линия – сигнальный процесс, красная линия – фон.

Эффективность триггера определяется, используя изолированный, пробный мюон, удовлетворяющий строгому критерию отбора CMS (см. Главу 1). Чтобы исключить возможность отклонения характеристик пробного мюона, связанных с триггером, импульс меченого мюона должен быть не менее 24 ГэВ/с. Пробный мюон использовался для вычисления эффективности прохождения триггера HLT_Mu17 , то есть триггера с минимальным импульсом

глобального мюона 17 ГэВ/с (рис. 4.6, слева) и независимо HLL_tkMu8 , то есть триггера с минимальным импульсом трекового мюона 8 ГэВ/с (рис. 4.6, справа). Эти два триггера используются для общего триггера пары мюонов HLL_Mu17_tkMu8 , когда один мюон отбирается критериями HLL_Mu17 , а другой — HLL_tkMu8 . Эффективности триггера и реконструкции измерены в 16 интервалах по $|\eta|$ и 6 по $|p_T|$.

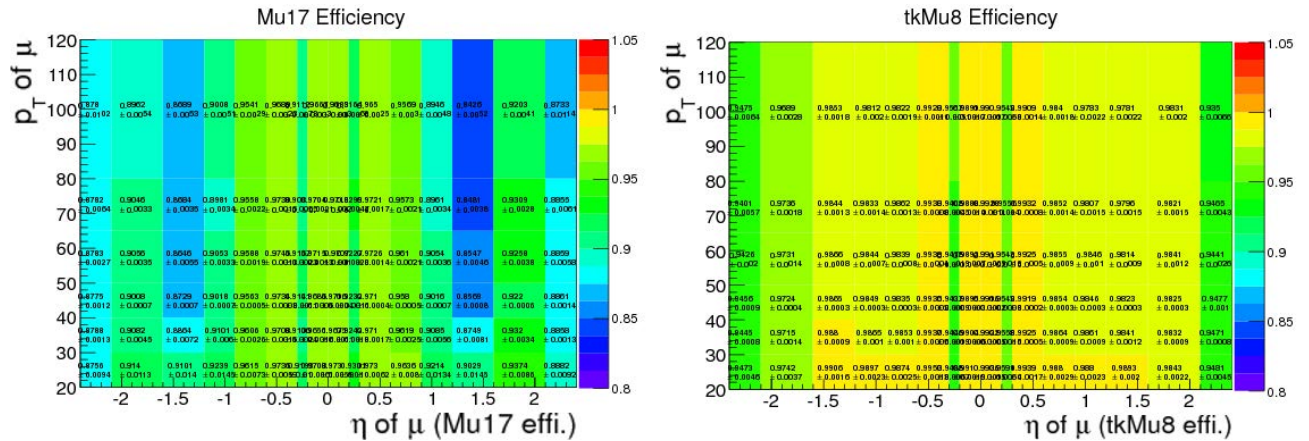


Рис. 4.6: Эффективность триггеров HLL_Mu17 (слева) и HLL_tkMu8 (справа) в зависимости от η и p_T пробного мюона для данных.

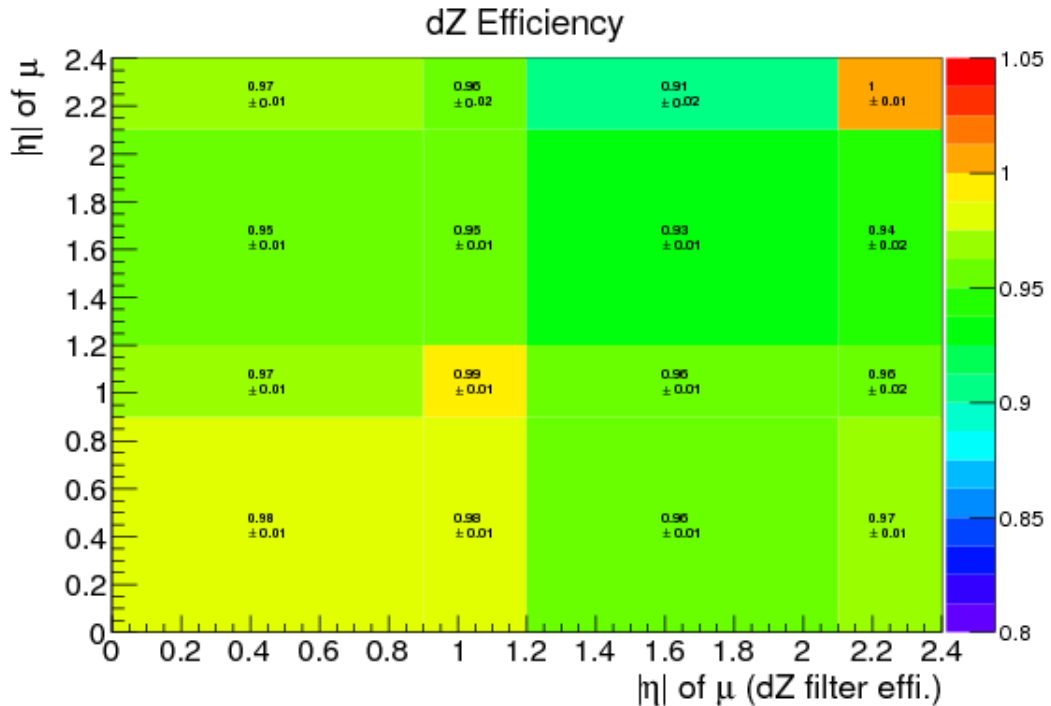


Рис. 4.7: Эффективность dZ фильтра в зависимости от $|\eta|$ мюонов.

В сеансе на пучках протонов при энергии столкновения 8 ТэВ триггер высокого уровня для мюонной пары включает дополнительные условия на минимальное расстояние от трека до первичной вершины (dZ фильтр) (рис. 4.7).

Чтобы измерить эффективность глобальной и PF реконструкции мюона, в качестве пробного мюона использовался обычный трек. Для измерения эффективности идентификации мюона, в качестве пробного мюона выбирался глобальный и PF мюон. Пробный мюон должен был удовлетворять строгому критерию отбора. В качестве критерия изоляции мюона использовались «мягкие» критерии изоляции трековой изолированности ($E_{iso}^{trk} < 0.1$). Эффективности изоляции и идентификации были измерены совместно. В результате была измерена совместная эффективность реконструкции, изоляции и идентификации мюона $\epsilon_{globalandPF} \times \epsilon_{ID+iso}$ — так называемая «off-line» эффективность измерения мюона.

На рисунке 4.8 и рисунке 4.9 показаны итоговые $\epsilon_{global\&PF} \times \epsilon_{ID+iso}$ эффективности для данных и МК. Масштабные коэффициенты данных к МК показаны на рисунке 4.10 в бинах по p_T и η мюона. Эффективности превышают 99% и зависят от p_T и η .

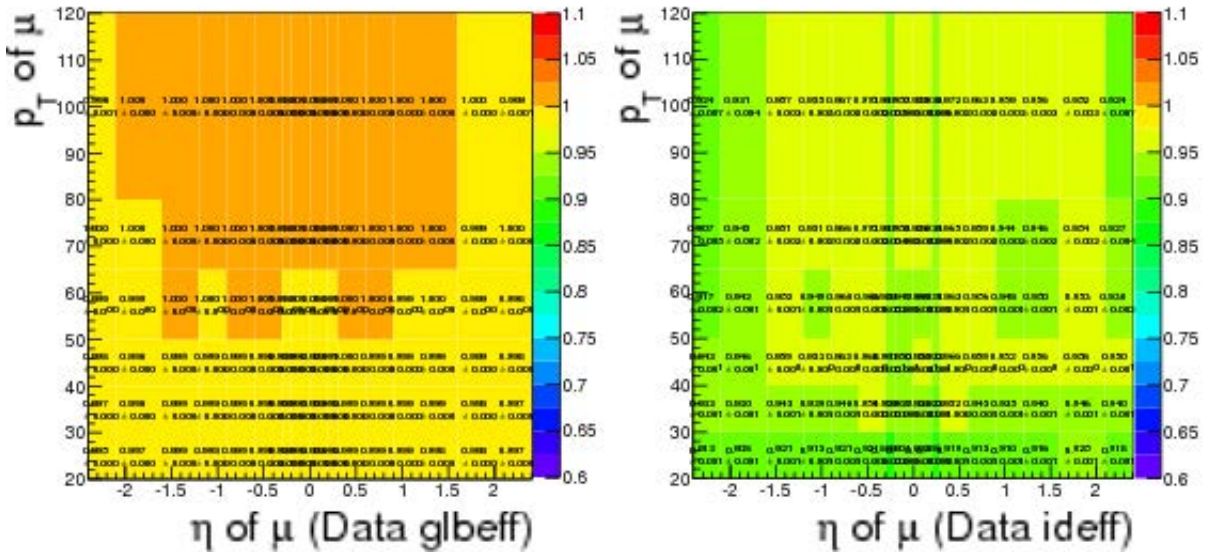


Рис. 4.8: Эффективность реконструкции мюона для данных в зависимости от η и p_T пробного мюона: (слева) эффективность реконструкции глобального и PF мюона, (справа) эффективность строгого отбора мюона, включая эффективность относительной трековой изоляции с $Iso_{trk}/p_t < 0.1$.

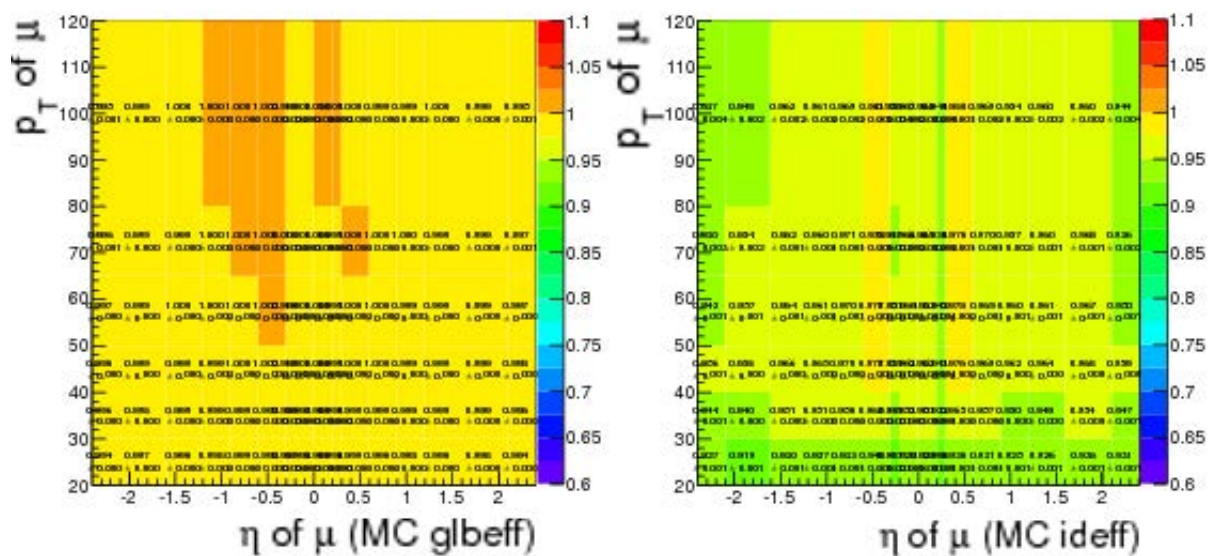


Рис. 4.9: Эффективность реконструкции мюона для Монте-Карло в зависимости от η и p_T пробного мюона. (справа) эффективность строгого отбора мюона, включая эффективность относительной трековой изоляции с $Iso_{trk}/p_t < 0.1$.

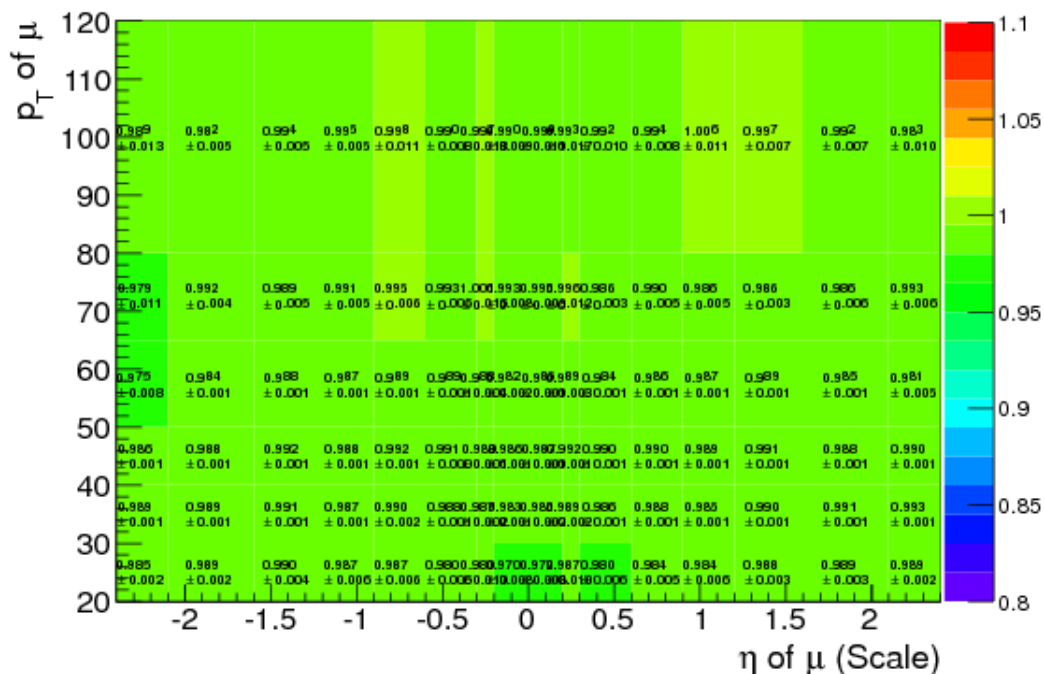


Рис. 4.10: Отношение эффективности реконструкции мюона для данных и Монте-Карло в зависимости от η и p_T пробного мюона.

4.1.4. Проверка коррекций

Для лучшего согласия результатов экспериментальных измерений и результатов моделирования был сделан ряд коррекций, учитывающих неэффективность реконструкции (включая пространственную разбалансировку детекторных частей установки CMS), влияние множественных первичных вершин (pile-up) и ошибок моделирования.

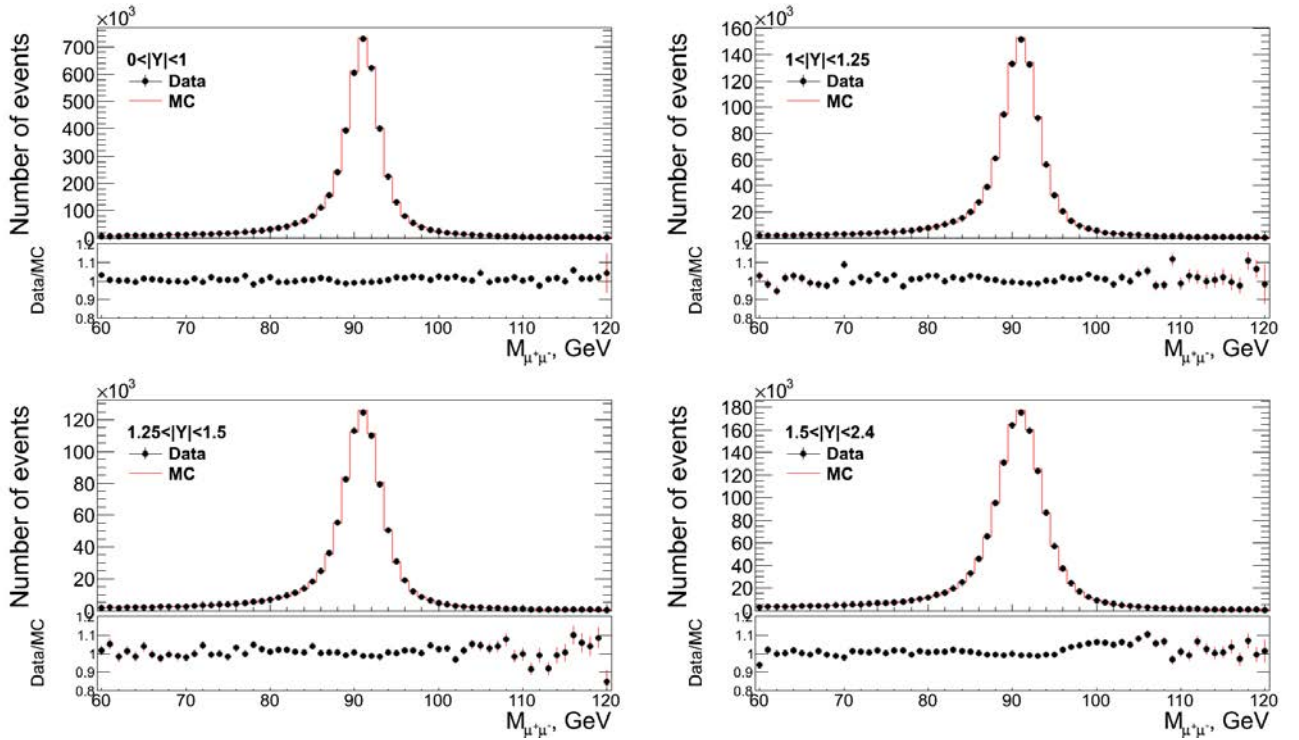


Рис. 4.11: Распределения числа событий по инвариантной массе для четырех диапазонов по быстройте ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$).

На рис. 4.11 показано распределения числа событий по инвариантной массе для пар мюонов с инвариантной массой в диапазоне $40 < M_{\mu^+\mu^-} < 120$ после наложения соответствующих коррекций, для четырех диапазонов по быстройте ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$). На нижних рисунках представлено отношение измеренного числа событий к Монте-Карло. Наблюдается хорошее согласие данных и Монте-Карло во всем диапазоне инвариантных масс.

4.2. Измерение асимметрии A_{FB}

При измерении асимметрии, в качестве основного, использовался методом независимого подсчета числа событий. Это позволило избежать дополнительных систематических эффектов, связанных с искажением угловых распределений ввиду ограниченности аксептанса установки, что является критичным для метода аппроксимации угловых распределений мюонов и многопараметрического метода анализа угловых распределений (см. Главу 2). Кроме того уменьшение количества интервалов по исследуемым кинематическим переменным (например, в используемом методе не применяется разбиение на интервалы по углу Коллинса-Сопера) позволяет существенно увеличить статистику в исследуемых кинематических интервалах и улучшить точность измерения асимметрии.

Асимметрия A_{FB} вычислялась следующим образом:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{N_F - N_B}{N}, \quad (4.10)$$

где $N_F(N_B)$ – число событий реконструированных «вперед» («назад») в данном интервале по быстроте и инвариантной массе, а $N = N_F + N_B$ – полное число событий зарегистрированных событий.

На рис. 4.12 показаны результаты измерения асимметрии A_{FB} , методом прямого подсчета, и теоретически предсказанные значения A_{FB} после наложения коррекций импульса мюона, множественности взаимодействий и эффективности. Показаны только статистические ошибки. Измерения произведены в 14 интервалах по инвариантной массе: 40, 50, 60, 76, 86, 96, 106, 120, 133, 150, 171, 200, 320, 500, 2000 ГэВ/ c^2 и четырех интервалах по быстроте пары мюонов: $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 1$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$, $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$.

При этом статистическая ошибка измерения асимметрии определялась как:

$$\Delta A_{FB} = \sqrt{\frac{1 - A_{FB}^2}{N}} \quad (4.11)$$

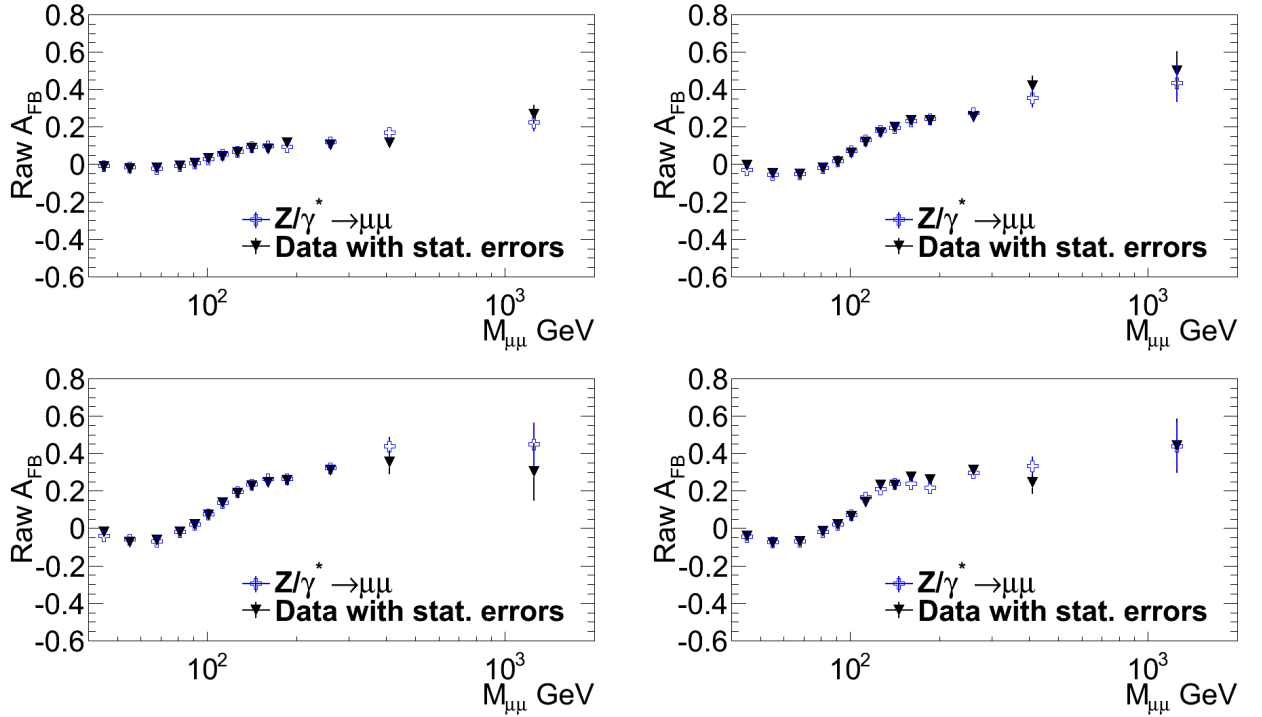


Рис. 4.12: A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) с статистическими ошибками

Измеренное значение асимметрии совпадает в пределах статистических ошибок с результатами моделирования. «Смоделированный» сигнал означает события, полученные с помощью генератора Монте-Карло в рамках стандартной модели и пропущенный через процедуру полного моделирования частиц в детекторных системах CMS, а также их последующую реконструкцию с учетом соответствующих требований отбора событий из данных (так называемая процедура полного моделирования и реконструкции событий). Но при этом значение как измеренной асимметрии из данных, так и полученной из смоделированного набора Монте-Карло, не совпадают с предсказаниями СМ (см. рис. 2.2). Это связано с тем, что даже после поправок, учитывающих неэффективность реконструкции (включая пространственную разбалансировку детекторных частей установки CMS), влияние множественных первичных вершин (pile-up) и ошибок моделирования, измерения асимметрии дают «размытый» результат по сравнению с асимметрией, ожидаемой в СМ на партонном уровне, из-за ряда эффектов: перераспределение числа событий по бинам инвариантной массы вследствие конечного разрешения детекторов (bin-to-bin migration), обрезаний фазового объема установки (acceptance) и излучения в конечном состоянии (FSR) [33, 35].

4.2.1. Коррекция (unfolding) разрешения детектора, излучения в конечном состоянии (FSR) и ограниченного фазового объема установки (аксептанс)

Для компенсации описанных выше эффектов разработана процедура последовательной коррекции данных (unfolding), основанная на многомерном (по инвариантной массе и $\cos\theta_{CS}$) методе Байеса с числом итераций, равным 4 [57]. Были получены матрицы отклика, сопоставляющие измеренное на эксперименте и реальное (из Монте-Карло) количество событий в каждом из интервалов по инвариантной массе и быстрой:

$$N_j^{meas}(F, k) = \sum_{i=1}^{15} (R_{ij}^{FF}(k) N_i^{true}(F, k) + R_{ij}^{FB}(k) N_i^{true}(B, k))$$

$$j = 1, \dots, 14; k = 1, \dots, 4. \quad (4.12)$$

$$N_j^{meas}(B, k) = \sum_{i=1}^{15} (R_{ij}^{BB}(k) N_i^{true}(F, k) + R_{ij}^{BF}(k) N_i^{true}(F, k))$$

$$j = 1, \dots, 14; k = 1, \dots, 4. \quad (4.13)$$

Здесь $N_j(F, k)$ и $N_j(B, k)$ – количество событий в направлении «вперед» и «назад» в каждом из интервалов по массе j и интервалов по быстрой k . Матрица отклика $R_{ij}^{FF}(k)$ описывает «сдвиг» по интервалам инвариантной массы событий смоделированных в i -м интервале по инвариантной массе и реконструированных в j -м интервале по инвариантной массе в направлении «вперед» в k -ом интервале по быстрой, а матрица $R_{ij}^{BB}(k)$ описывает тоже самое в направлении «назад». $R_{ij}^{FB}(k)$ ($R_{ij}^{BF}(k)$) описывает перемещение по интервалам инвариантной массы событий смоделированных в направлении «назад» («вперед»), но реконструированных в противоположном направлении — «вперед» («назад») в k -ом интервале по быстрой.

Матрицы отклика коррекций получены из набора Монте-Карло событий, содержащих ~ 50 миллионов событий. На рис. 4.13 показаны матрицы отклика в четырех диапазонах быстрой мюонной пары и 14 диапазонах по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$: 40, 50, 60, 76, 86, 96, 106, 120, 133, 150, 171, 200, 320, 500, 2000 ГэВ/ c^2 . Первые 14 интервалов соответствуют событиям рекон-

струированным (смоделированным) в направлении «назад», последние 14 интервалов – событиям реконструированным (смоделированные) в направлении «вперед». Для коррекции данных использовались обратные матрицы отклика (рис. 4.14), полученные с помощью программного пакета RooUnfold [58].

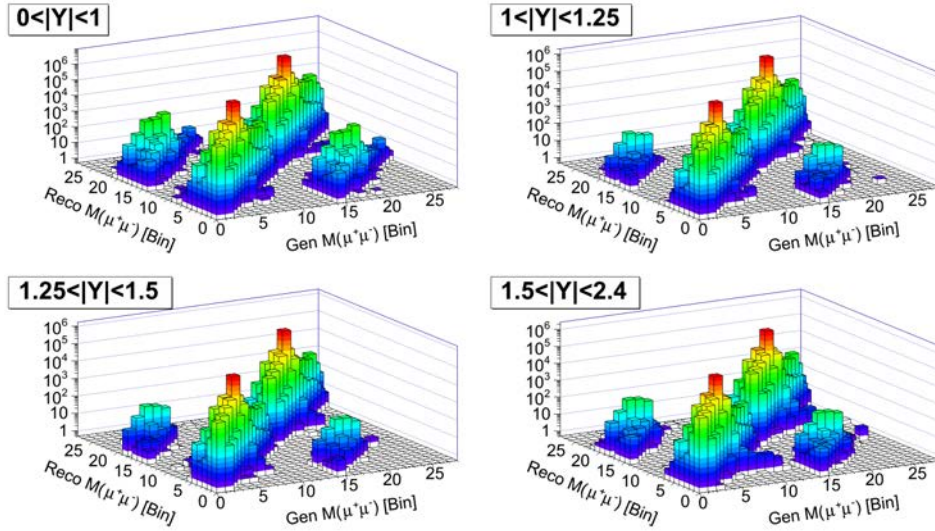


Рис. 4.13: Матрицы отклика в четырех диапазонах быстрот мюонной пары ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$) для $\cos \theta_{CS} < 0$ и $\cos \theta_{CS} > 0$.

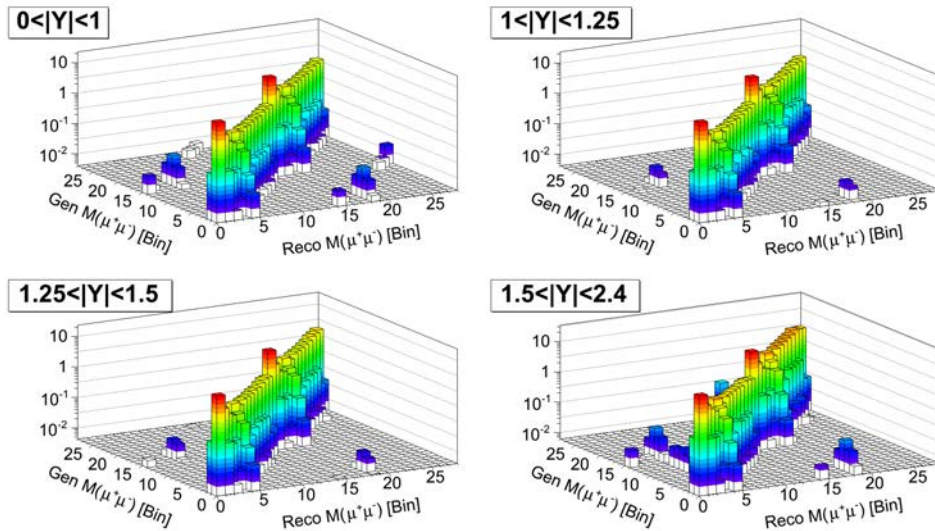


Рис. 4.14: Обратные матрицы отклика в четырех диапазонах быстрот мюонной пары ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$) для $\cos \theta_{CS} < 0$ и $\cos \theta_{CS} > 0$.

4.2.2. Итоговый тест коррекций

Процедура коррекций была проверена с помощью набора Монте-Карло событий на распределениях числа событий по инвариантной массе пары мюонов в бинах по $|Y_{\mu^+\mu^-}|$ для событий, отобранных независимо в направлениях «вперед» и «назад» (рис. 4.15 и 4.16 соответственно). На рисунках показано, что распределение числа «измеренных» Монте-Карло событий (то есть событий, прошедших процедуру полного моделирования и реконструкции) до коррекций (RAW) сильно отличается от распределений на уровне генератора (Born level), однако после проведенных коррекций (Unfolded) результаты измерений полностью совпадают с ожиданиями в рамках стандартной модели.

После проведения процедуры последовательной коррекции (unfolding) эффектов перераспределения числа событий по бинам инвариантной массы, обрезаний фазового объема установки (acceptance) и излучения в конечном состоянии (FSR) измеренные значения асимметрии для Монте-Карло событий (Unfolded) находятся в хорошем согласии с предсказаниями стандартной модели (Born level) (см. рис. 4.17). Эти эффекты в наибольшей степени искажают асимметрию в области инвариантных масс димюонов 50–100 ГэВ/ c^2 (см. рис. 4.18, где выделен диапазон 50–106 ГэВ/ c^2). Видно, что во всех бинах скорректированные и ожидаемые значения хорошо согласуются.

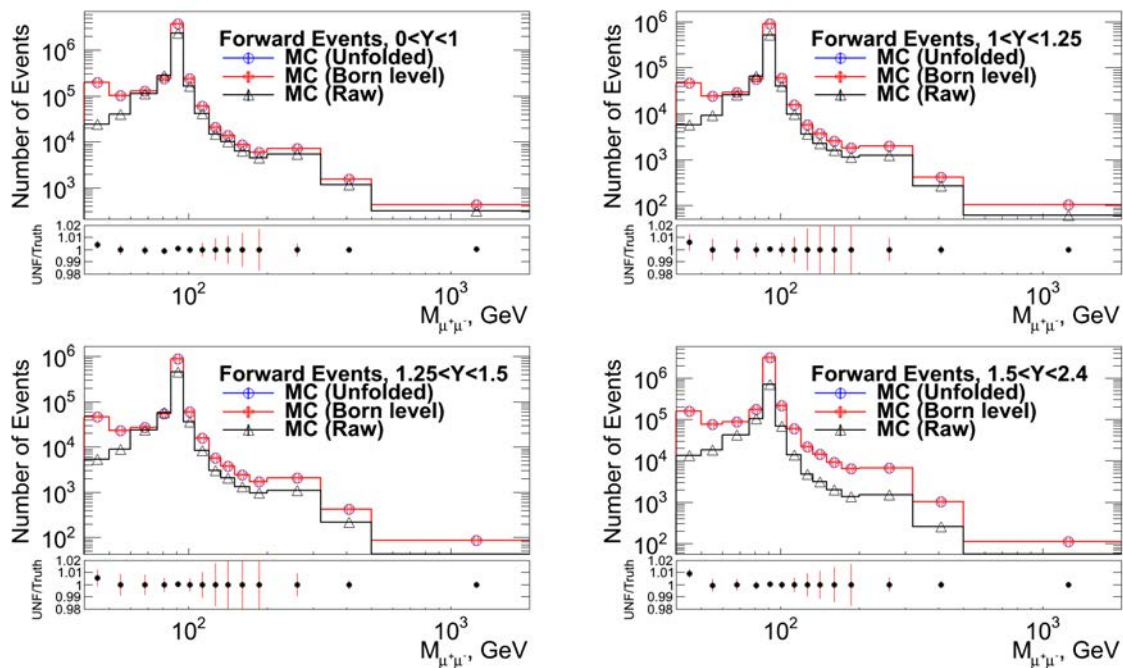


Рис. 4.15: «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и аксептанс массовые спектры в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий «вперед».

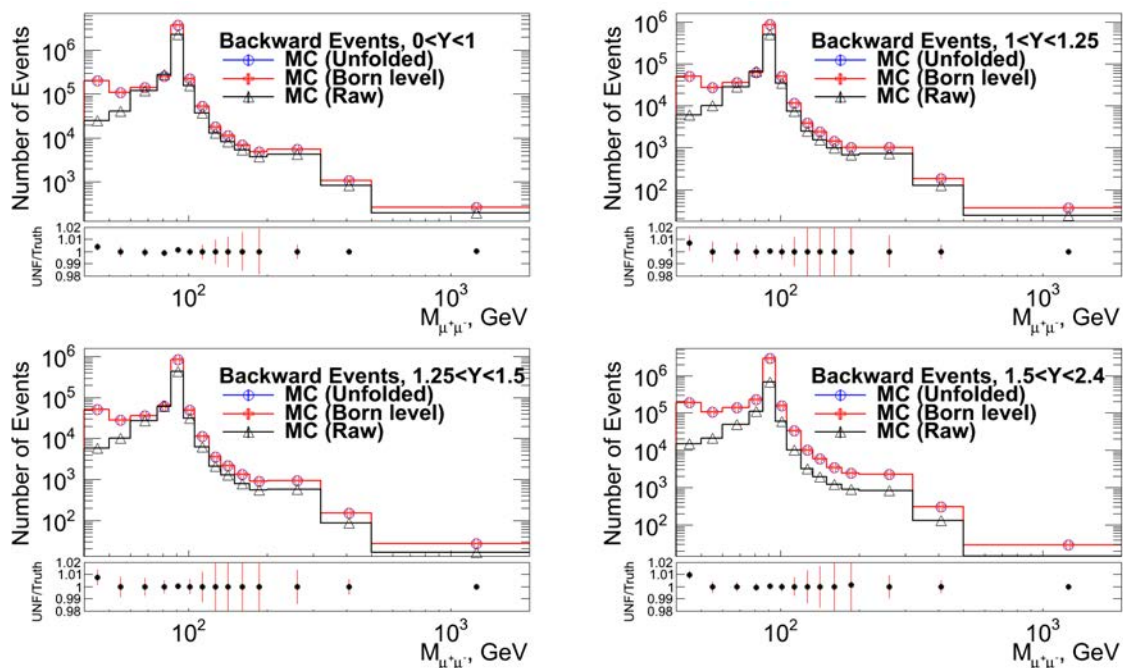


Рис. 4.16: «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и аксептанс массовые спектры в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий «назад».

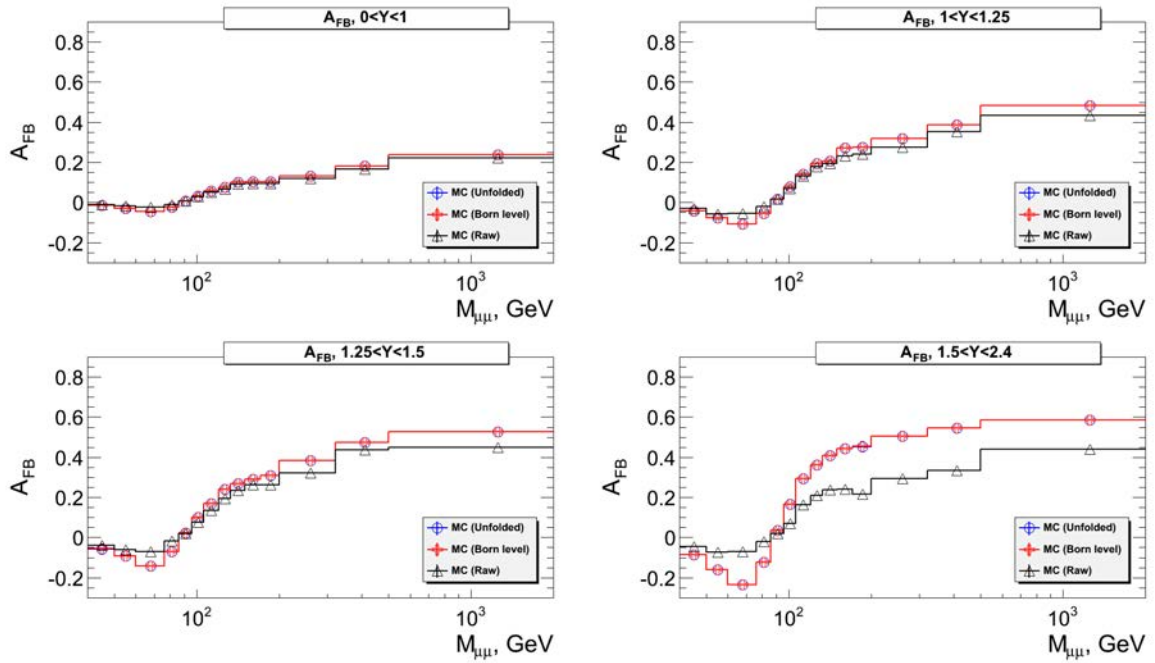


Рис. 4.17: «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и аксептанс распределения A_{FB} в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$.

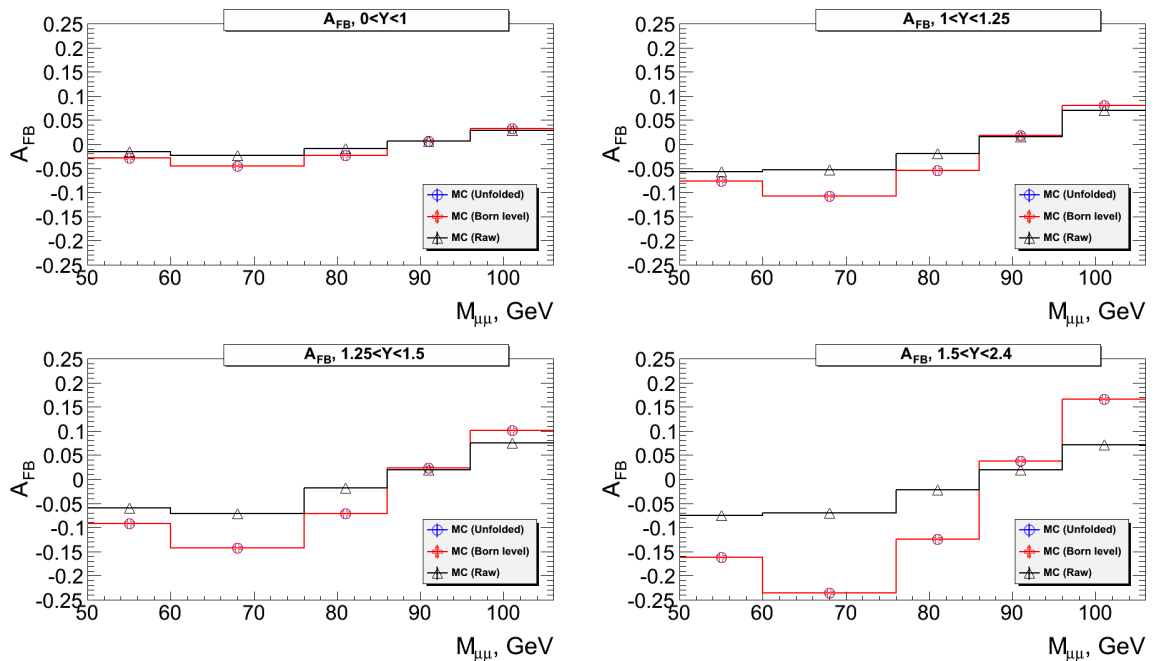


Рис. 4.18: «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и аксептанс распределения A_{FB} в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ в интервале инвариантных масс 50 – 106 ГэВ.

4.2.3. Результаты измерения асимметрии A_{FB} после коррекции unfolding

Результаты измерения асимметрии вылета мюона A_{FB} в столкновении протонов при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в с.д.м. после наложения всех коррекций приведены на рис. 4.19. Измерения произведены в 14 интервалах по инвариантной массе пары мюонов $M_{\mu^+\mu^-}$: 40, 50, 60, 76, 86, 96, 106, 120, 133, 150, 171, 200, 320, 500, 2000 ГэВ/ c^2 и четырех интервалах по быстройре пары мюонов: $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 1$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$, $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$. Результаты измерений в пределах статистических ошибок находится в согласии с предсказаниями стандартной модели.

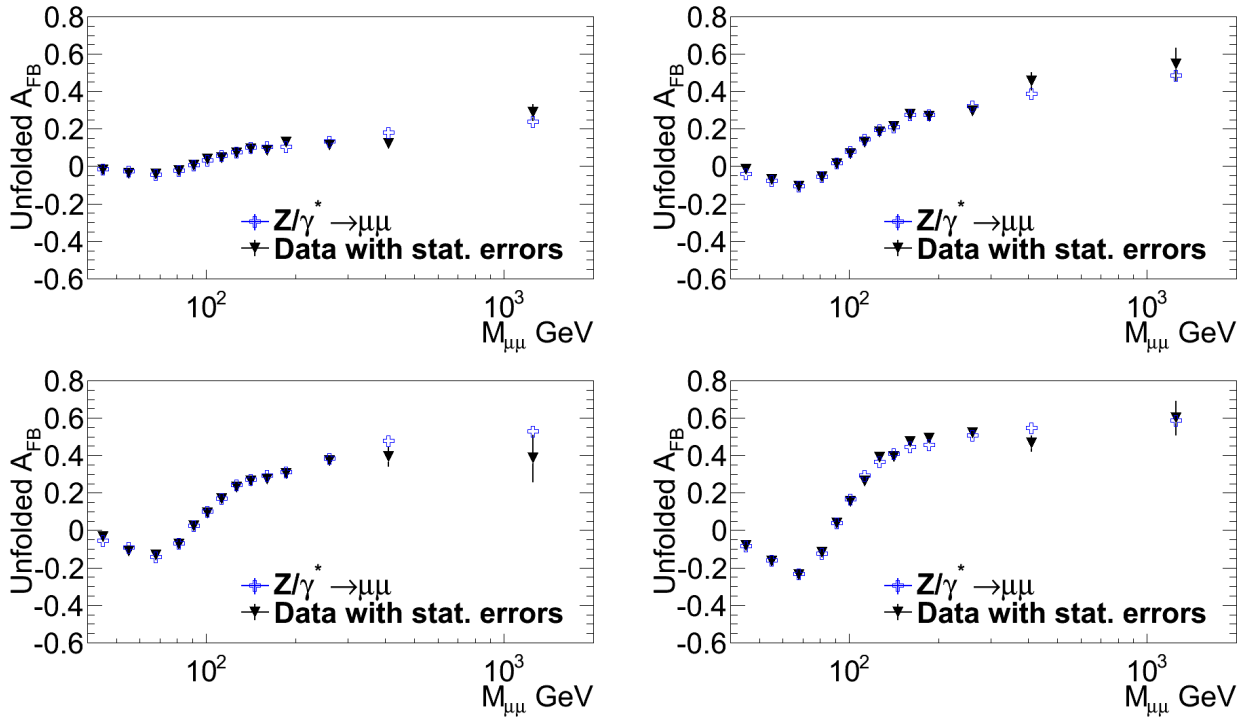


Рис. 4.19: Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстройре со статистическими ошибками

Статистические ошибки после процедуры unfolding определялись следующим образом. Выражение для вычисления асимметрии после коррекций числа событий A_{FB}^{unf} может быть записано как

$$A_{FB}^{\text{unf}}(i) = \frac{F_i^{\text{unf}} - B_i^{\text{unf}}}{F_i^{\text{unf}} + B_i^{\text{unf}}}, \quad (4.14)$$

где F_i^{unf} (B_i^{unf}) – число событий «вперед» («назад») в интервале i по инвариантной массе после коррекций.

Если для определенного интервала по $Y_{\mu^+\mu^-}$, записать скорректированные величины с верхним индексом «unf», а «сырые» с «obs», где i – индекс по инвариантной массе, то

Тогда соответствующую статистическую неопределенность скорректированной A_{FB} можно получить, используя следующую формулу:

$$\Delta A_{FB}^{unf}(i) = \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial F_j^{obs}} \Delta F_j^{obs} \right)^2 + \sum_j \left(\frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial B_j^{obs}} \Delta B_j^{obs} \right)^2} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial F_j^{obs}} &= \frac{(B_i^{unf} - F_i^{unf})}{(B_i^{unf} + F_i^{unf})^2} \frac{\partial F_i^{unf}}{\partial F_j^{obs}} + \frac{(B_i^{unf} + F_i^{unf})}{(B_i^{unf} + F_i^{unf})^2} \frac{\partial F_i^{unf}}{\partial F_j^{obs}} \\ &= \frac{2B_i^{unf}}{(B_i^{unf} + F_i^{unf})^2} R_{FF}^{-1}(i, j), \end{aligned} \quad (4.16)$$

где F^{obs} (B^{obs}) – число событий «вперед» («назад») до коррекций, то есть «сырое» измеренное число событий.

Соответственно,

$$\frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial B_j^{obs}} = \frac{2F_i^{unf}}{(B_i^{unf} + F_i^{unf})^2} R_{BB}^{-1}(i, j). \quad (4.17)$$

Тогда формула для статистических ошибок скорректированной A_{FB} будет иметь вид

$$\begin{aligned} \Delta A_{FB}^{unf}(i) &= \frac{2}{(B_i^{unf} + F_i^{unf})^2} \times \\ &\times \sqrt{\sum_j \left((B_i^{unf})^2 (R_{FF}^{-1}(i, j))^2 F_j^{obs} + (F_i^{unf})^2 (R_{BB}^{-1}(i, j))^2 B_j^{obs} \right)} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Соответствующая корреляционная матрица может быть записана, как

$$C_{ij} = \frac{\epsilon_{ij}}{\sqrt{\epsilon_{ii}\epsilon_{jj}}}, \quad (4.19)$$

а матрица ошибок ϵ_{ij} задается как

$$\epsilon_{ij} = \sum_k \left[\frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial F_k^{obs}} \frac{\partial A_{FB}^{unf}(j)}{\partial F_k^{obs}} (\Delta F_k^{obs})^2 + \frac{\partial A_{FB}^{unf}(i)}{\partial B_k^{obs}} \frac{\partial A_{FB}^{unf}(j)}{\partial B_k^{obs}} (\Delta B_k^{obs})^2 \right] \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} = \frac{4}{(N_i N_j)^2} \sum_k [& B_i^{unf} B_j^{unf} R_{FF}^{-1}(i, k) R_{FF}^{-1}(j, k) F_k^{obs} + \\ & + F_i^{unf} F_j^{unf} R_{BB}^{-1}(i, k) R_{BB}^{-1}(j, k) B_k^{obs}] \end{aligned} \quad (4.21)$$

4.3. Заключение к Главе 4

Приведены результаты исследования и разработки различных методов коррекции систематических эффектов, влияющих на точность измерения асимметрии: влияние эффектов конечного разрешения детекторов, излучения в конечном состоянии, акцептанса, эффективности и ошибок моделирования [33, 50, 34, 35, 36, 37]. Создано программное обеспечение для коррекции этих эффектов. Представлены результаты измерения значений асимметрии в зависимости от инвариантной массы мюонной пары в четырех интервалах значений быстроты пары $|Y_{\mu^+\mu^-}| = 0, 1, 1.25, 1.5$ и 2.4 . Продемонстрировано хорошее согласие полученных результатов с предсказаниями стандартной модели.

Глава 5

Систематические ошибки и итоговые результаты

Основными источниками систематических ошибок в этом анализе являются:

- Множественные взаимодействия в результате наложения событий (Pile-up)
- Погрешности оценки фона
- Коррекция импульса мюона
- Коррекция unfolding
- Погрешности в определении эффективности
- Погрешности экстраполяции функций распределения партонов и влияние значения α_s на функции распределения.
- Погрешность моделирования излучения в конечном состоянии FSR

Систематические погрешности вычислены до и после наложения коррекций unfolding, компенсирующих эффекты перераспределения числа событий по бинам инвариантной массы, влияние акцептанса и излучения в конечном состоянии (FSR), для каждого интервала по $Y_{\mu^+\mu^-}$ и $M_{\mu^+\mu^-}$ путем варьирования начальных условий и коэффициентов коррекций. Получившееся значение A_{FB} сравнивалось с центральным, то есть полученным без учета систематики, значением. Данная процедура применялась как к данным, так и к Монте-Карло событиям. Также учтено влияние систематических эффектов на матрицы отклика. В обоих случаях погрешностью считалась разница значений A_{FB} в интервалах по инвариантной массе и быстрой мюонной пары.

5.1. Фон

При проведении измерений с парами мюонов погрешность оценки фона не оказывает значительного влияния на результаты измерений. Тем не менее неопределенности при извлечении фона могут приводить к малым систематическим ошибкам в конечных результатах. При вычислении неопределенности было оценено число фоновых событий «вперед» и «назад» и вычислены систематические ошибки этих величин, как показано ранее. Далее значения числа фоновых событий «вперед» и «назад» изменялись независимо на $\pm 1\sigma$. Используя модифицированные таким образом распределения, вычислены соответствующие значения A_{FB} . Квадратичная сумма отклонений модифицированных A_{FB} от центрального значения принимается за систематическую ошибку. Значения абсолютных систематических неопределенностей измерения асимметрии A_{FB} для всех типов источников приведены на рис. 5.1–5.4.

5.2. КЭД излучение в конечном состоянии

Четырехимпульс мюонов искажен тормозным излучением, что приводит к сдвигу по инвариантной массе из одного интервала в другой событий «вперед» и «назад» и изменению значений A_{FB} . Pythia хорошо описывает КЭД излучение в конечном состоянии, как показано в [59]. Тем не менее, чтобы изучить возможное влияние ошибочного моделирования данного эффекта на результаты измерений, были вычислены весовые коэффициенты, учитывающие влияние следующих эффектов:

- Переход от soft-collinear подхода к точному $O(\alpha)$ результату. Для этого используется тот же вес что и в PHOTOS [60]. Это верно только для излучения W и в меньшей степени для излучения с малым p_T .
- Использование $\alpha(p_T^2)$ константы связи вместо $\alpha(0)$, чтобы учесть коррекции верхнего уровня.

5.3. Коррекция импульса мюона

Чтобы оценить величину систематической погрешности, связанной с влиянием коррекции импульса мюона, $\langle 1/p_T \rangle$ коррекция изменялась в преде-

лах $\pm 1\sigma$ статистической неопределенности независимо в интервалах по η и ϕ . Всего было произведено 100 модификаций коррекции. Среднее квадратичное отклонение значений A_{FB} , полученных после наложения модифицированной коррекции, от центрального значения принимается за систематическую ошибку коррекции импульса мюона.

5.4. Эффективности и ошибочный учет событий при множественных взаимодействиях

Влияние эффективностей оценено как разница между центральными значениями A_{FB} и значениями асимметрии, получаемыми без наложения эффективностей. Для оценки влияния эффекта множественности первичных вершин соответствующие корректирующие коэффициенты изменялись на $\pm 5\%$ от центрального значения. Систематическая ошибка вычислялась как квадратичная сумма отклонений модифицированной A_{FB} от ее центрального значения.

5.5. Функции распределения партонов

Для определения систематической неопределенности связанной с отличиями в предсказаниях различных наборов функций распределения партонов (ФРП), были использованы рекомендации рабочей группы PDF4LHC [61, 62]. Известно, что в следующем после лидирующего порядке теории возмущений (NLO), предсказания наборов функций распределения партонов CTEQ(CT10) [63, 45], NNPDF2.0 [64] и MSTW [65] самосогласованны. При вычислениях в NLO группа PDF4LHC рекомендует использовать наборы CTEQ(CT10) и NNPDF, полученные на данных Tevatron, LHC и HERA. Эти наборы функций распределения партонов также доступны для различных значений ($\alpha_s(M_Z)$). По этим причинам и потому, что данные наборы наиболее часто используются на экспериментах LHC группа LHC4PDF рекомендует использовать эти два набора функций распределения партонов для расчета неопределенности. Для вычисления неопределенности на уровне NLO рекомендуется использовать отклонения величин от центрального значения наборов CTEQ(CT10), NNPDF и CT10+ α_s , для получения итоговой неопре-

деленности рекомендуется использование комбинированной ошибки всех трех групп. Центральные значения - среднее данных отклонений, а неопределенности - расстояния от края распределений до центрального значения. Для каждого набора, события симулируют и перевзвешивают с использованием варьируемых функций распределения партонов на уровне упругого рассеяния. Все веса для CT10, CT10 α_s и NNPDF рассчитываются относительно центрального значения CT10, стандартного набора для данного анализа. CT10 имеет 52, NNPDF – 100, а CT10 α_s – 13 направлений собственных векторов. Каждое событие перевзвешивается для каждого отклонения PDF.

Используя взвешенные массовые спектры событий «вперед» и «назад», вычисляются взвешенные значения A_{FB} для каждого бина по быстрой и инвариантной массе. Для вариаций CT10, используя «Modified Tolerance Method», отрицательные и положительные отклонения от номинального значения A_{FB} , вычисляются используя следующие выражения взятые из выражения 3 статьи [62]:

$$\Delta X_{max}^+ = \sqrt{\sum_{k=1}^n [\max(X_i^+ - X_0, X_i^- - X_0, 0)]^2} \quad (5.1)$$

$$\Delta X_{max}^- = \sqrt{\sum_{k=1}^n [\max(X_0 - X_i^+, X_0 - X_0^-, 0)]^2}, \quad (5.2)$$

где X_i - перевзвешенные значения A_{FB} полученные на перевзвешенных наборах МК, «+» и «-» - направления собственного вектора i , а n - количество этих векторов.

CT10 α_s имеет 11 элементов с значениями α_s от 0.113 до 0.123 с шагом в 0.001 и центральным значением 0.118. Вычисляя A_{FB} на МК наборах, генерированных с различными значениями α_s , и сравнивая эти асимметрии с номинальной ($\alpha_s=0.118$) вычислим неопределенности, используя выражение 9 из [62]:

$$\Delta_+^{\alpha_s} = F(\alpha_s^0 + \delta\alpha_s) - F(\alpha_s^0) \quad (5.3)$$

$$\Delta_-^{\alpha_s} = F(\alpha_s^0 - \delta\alpha_s) - F(\alpha_s^0) \quad (5.4)$$

Итоговая PDF+ α_s неопределенность вычисляется, как квадратичная сумма неопределенностей наборов с различными значениями α_s и положительных и отрицательных ошибок, по отдельности.

Неопределенности PDF+ α_s и функций распределения партонов CT10 комбинируются в виде квадратичной суммы, используя выражение 10 из [62]:

$$\Delta_+^{PDF+\alpha_s} = \sqrt{(\Delta_+^{\alpha_s})^2 + (\Delta F_{PDF}^{\alpha_s^0})_+^2} \quad (5.5)$$

$$\Delta_-^{PDF+\alpha_s} = \sqrt{(\Delta_-^{\alpha_s})^2 + (\Delta F_{PDF}^{\alpha_s^0})_-^2} \quad (5.6)$$

В NNPDF МК наборах, даны ансамбли МК наборов с различными PDF вариациями. Ожидаемое значение наблюдаемой $F[\{q, PDF\}]$ вычисляется как среднее по ансамблю, используя выражение 5 из [62]:

$$\langle F[\{q\}] \rangle = \frac{1}{N_{rep}} \sum_{k=1}^{N_{rep}} F[\{q^{(k)}\}], \quad (5.7)$$

где N_{rep} количество реплик ФРП в МК ансамбле. Соответствующая неопределенность вычисляется, как стандартное отклонение набора, используя выражение 6 из [62]:

$$\sigma_F = \left(\frac{1}{N_{rep} - 1} \sum_{k=1}^{N_{rep}} (F[\{q^{(k)}\}] - \langle F[\{q\}] \rangle)^2 \right)^{1/2} \quad (5.8)$$

Финальная неопределенность вычисляется, как квадратичная сумма для положительных и отрицательных ошибок вышеперечисленных эффектов независимо [61, 62].

5.6. Полная систематическая погрешность A_{FB}

В проведенном анализе полная систематическая ошибка вычислялась независимо, как квадратичные суммы отрицательных и положительных значений ошибок, обусловленных вышеперечисленными эффектами. Так как зависимость A_{FB} от инвариантной массы пары мюонов пересекает ось $M_{\mu^+\mu^-}$, а, следовательно, относительные систематические ошибки резко растут, в области Z , представляется естественным использовать абсолютные значения

неопределенностей. Значения абсолютных систематических неопределенностей измерения асимметрии A_{FB} после реконструкции для данных и Монте-Карло приведены на рис. 5.1 и рис. 5.3 соответственно. Значения абсолютных систематических неопределенностей измерения асимметрии A_{FB} после наложения коррекции unfolding для данных и Монте-Карло приведены на рис. 5.3 и рис. 5.4 соответственно, в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары.

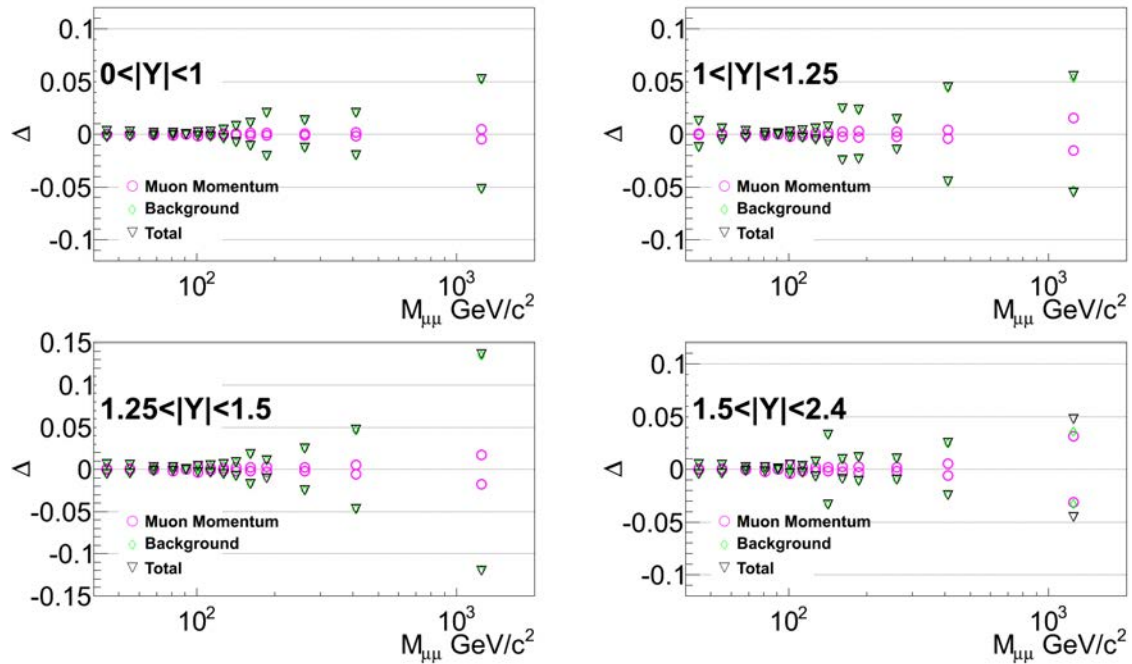


Рис. 5.1: Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для данных до коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары.

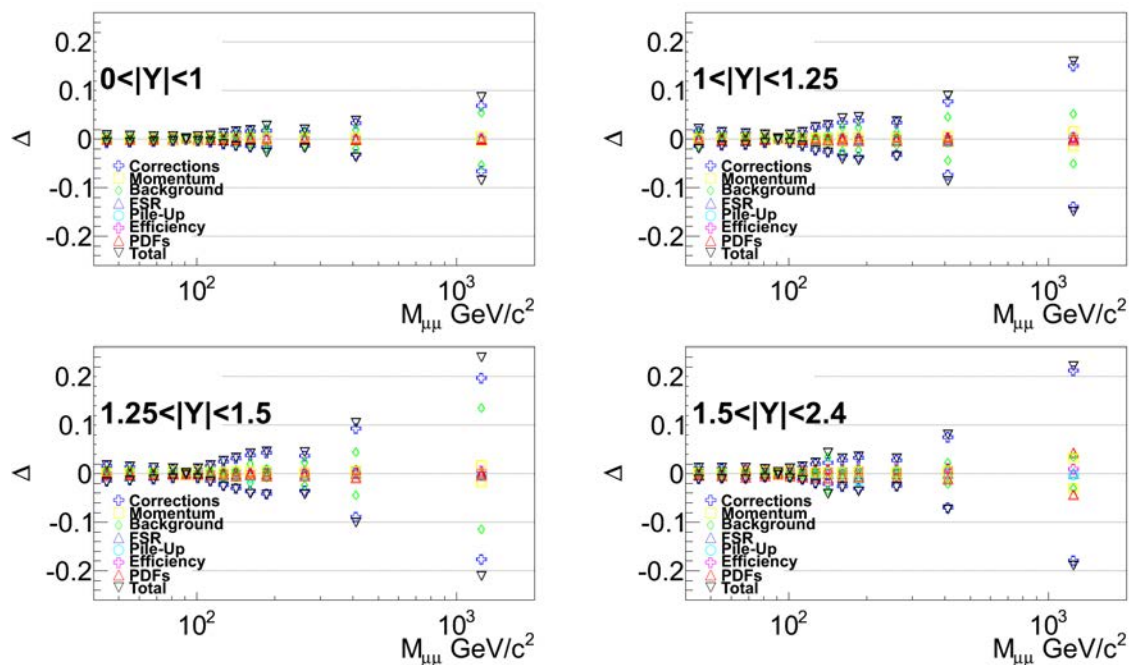


Рис. 5.2: Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для данных после коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары.

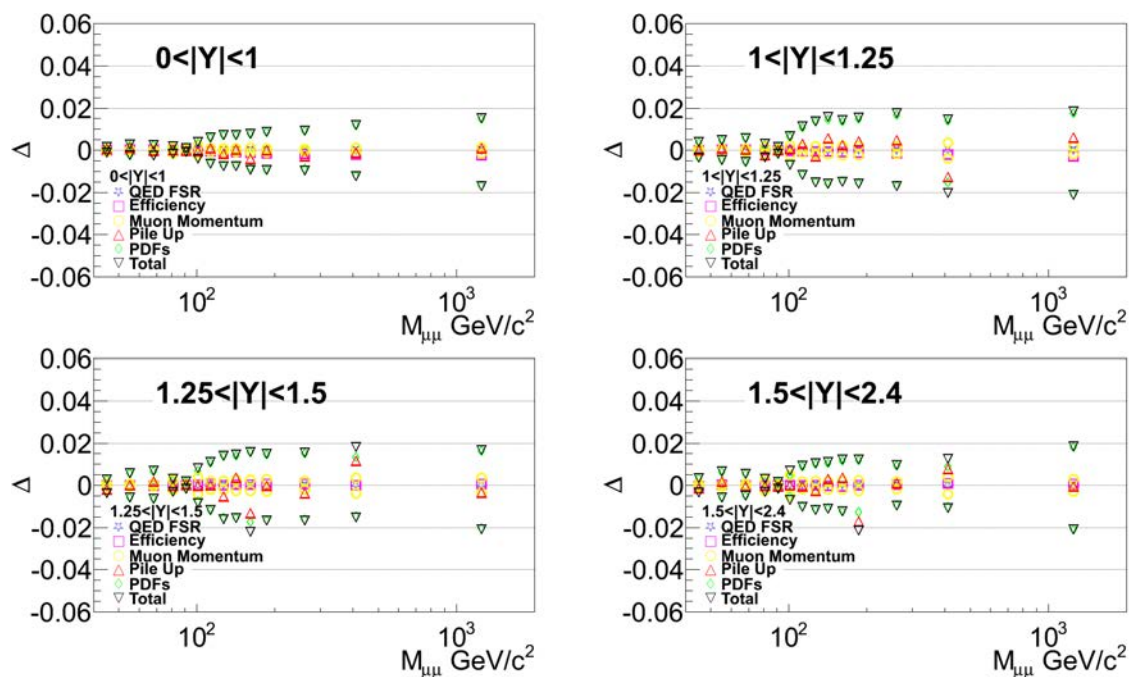


Рис. 5.3: Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для МК до коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары.

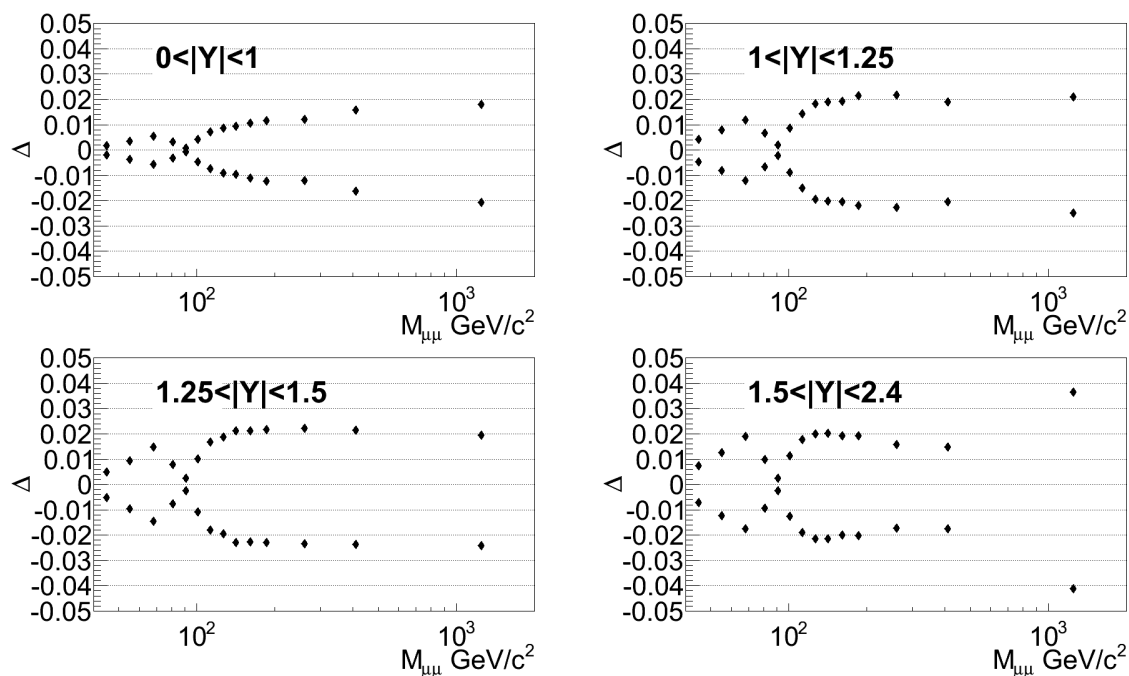


Рис. 5.4: Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для МК на уровне генератора в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары.

5.7. Итоговые результаты измерения A_{FB}

На рис. 5.5 показаны результаты измерения и теоретически предсказанные значения A_{FB} после реконструкции со статистическими и систематическими (для Монте-Карло) неопределенностями. На рис. 5.6 показаны результаты измерения и теоретически предсказанные значения A_{FB} после реконструкции со статистическими и систематическими (для данных) неопределенностями. Также показано отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ . Данные и теоретические предсказания находятся в хорошем согласии, расхождение не превышает 1σ .

На рис. 5.7 показаны результаты измерения и теоретически предсказанные значения A_{FB} после наложения коррекций на конечное разрешение детекторов, FSR и аксептанс со статистическими и систематическими (для МК) ошибками. На рис. 5.8 показаны результаты измерения и теоретически предсказанные значения A_{FB} после наложения коррекций на конечное разрешение детекторов, FSR и аксептанс со статистическими и систематическими (для данных) ошибками. Также показано отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ . Данные и теоретические предсказания находятся в хорошем согласии, с расхождением не более 1σ . [34, 37].

Результаты, полученные на пучках сталкивающихся протонов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в с.д.м. [36], также в пределах ошибок совпадают с предсказаниями стандартной модели (см. рис. 5.9). В этом случае анализ проводился по той же схеме и теми же методами, что и для наборов данных, полученных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

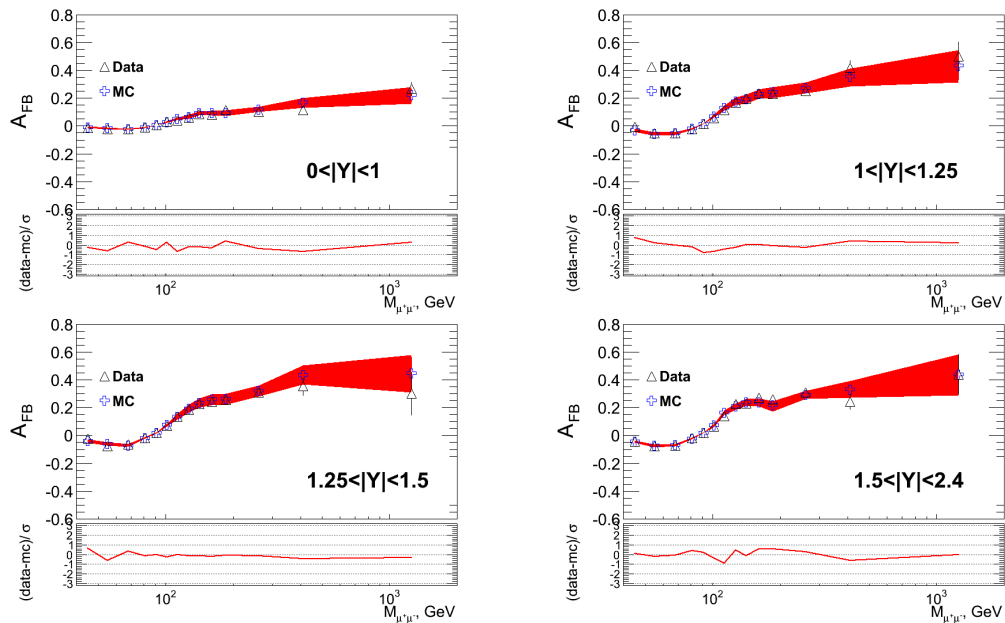


Рис. 5.5: A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) со статистическими и систематическими (для MC) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ ($(Data - MC)/\sigma$)

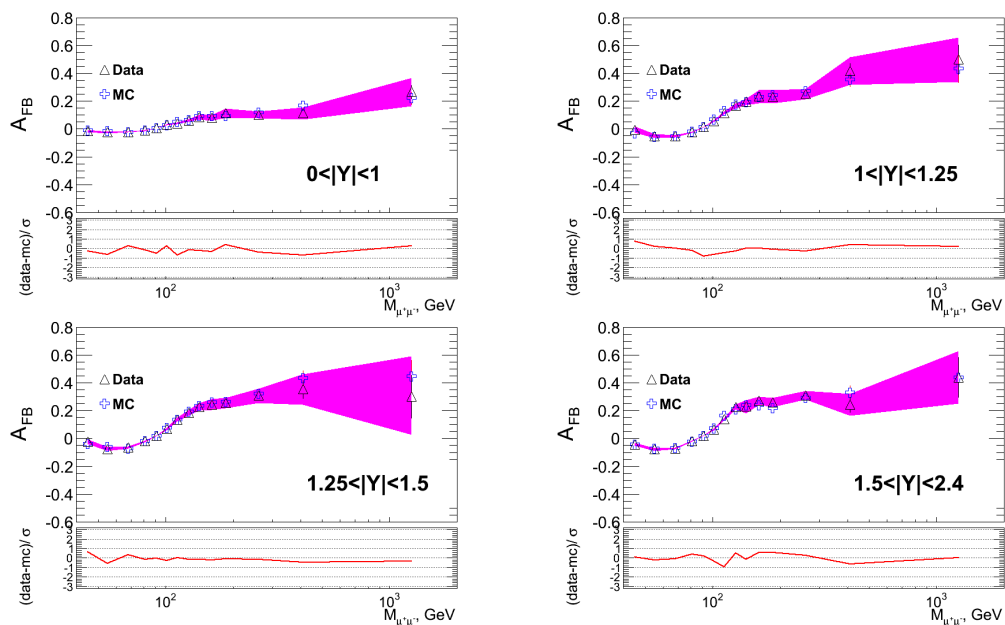


Рис. 5.6: A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) со статистическими и систематическими (для данных) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ ($(Data - MC)/\sigma$)

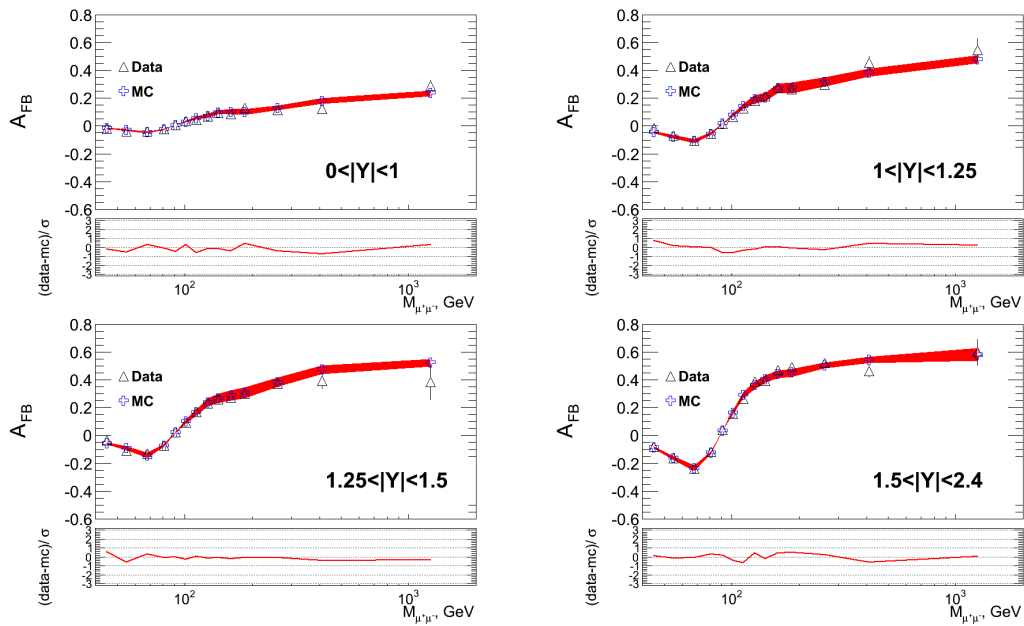


Рис. 5.7: Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для MC) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ ($(Data - MC)/\sigma$)

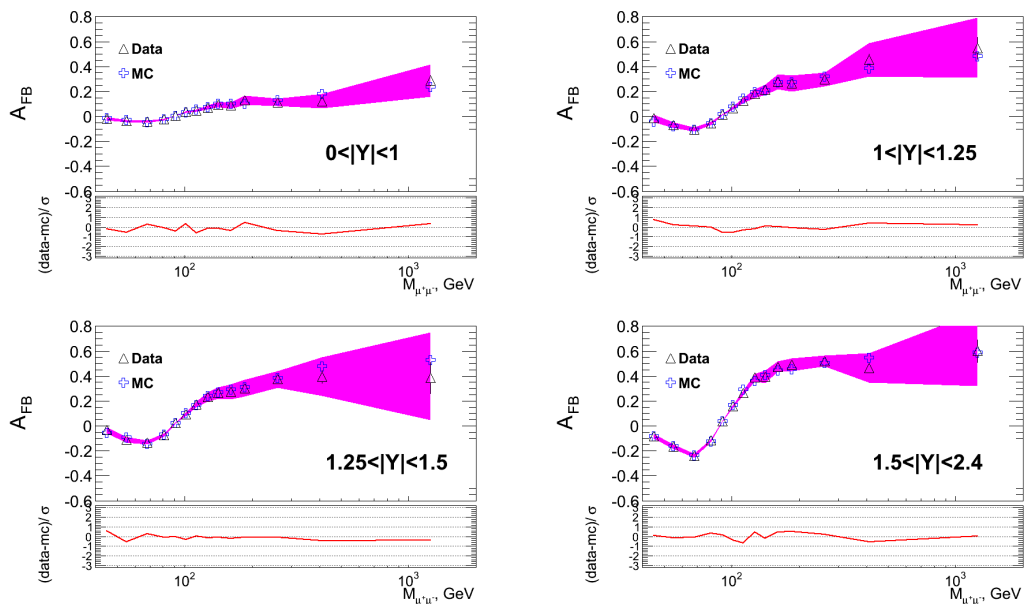


Рис. 5.8: Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для данных) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ ($(Data - MC)/\sigma$)

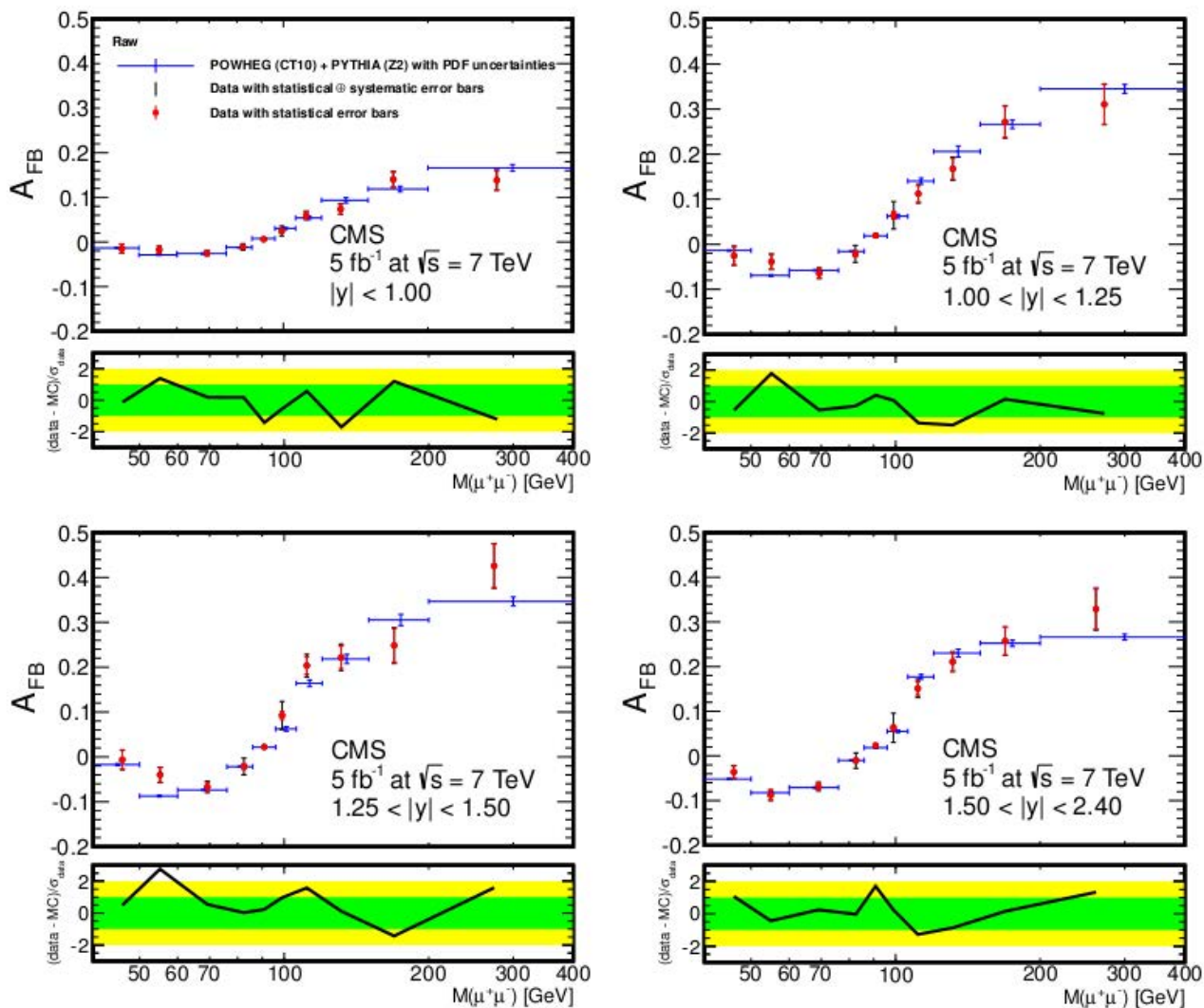


Рис. 5.9: Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для данных) ошибками. Результаты измерений на пучках протонов при энергии 7 ТэВ в с.д.м.

5.8. Заключение к Главе 5

В главе рассмотрены и обсуждены основные источники систематических ошибок и процедуры их вычисления, приведены результаты вычислений ошибок [33, 50, 34, 35, 36, 37]. В заключительном параграфе Главы приведены итоговые результаты измерения значения асимметрии вылета мюонов в направлении «вперед-назад» в процессах рождения пар мюонов в зависимости от инвариантной массы в диапазоне $40 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 2000$ ГэВ/ c^2 и быстроты пары мюонов в диапазоне $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$. Результаты измерения в пределах погрешностей совпадают с предсказаниями стандартной модели. Показано, что результаты измерения на пучках сталкивающихся протонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в с.ц.м. хорошо согласуются друг с другом и в пределах погрешностей совпадают с предсказаниями стандартной модели.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Впервые измерены значения асимметрии вылета мюонов в направлении «вперед-назад» в процессах рождения пар мюонов в зависимости от инвариантной массы в диапазоне $40 \leq M_{\mu^+\mu^-} \leq 2000$ ГэВ/ c^2 . Результаты измерения на пучках сталкивающихся протонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в с.ц.м. хорошо согласуются друг с другом и в пределах погрешностей совпадают с предсказаниями стандартной модели.
2. Впервые измерены значения асимметрии A_{FB} в зависимости от быстроты пары мюонов в диапазоне $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$. Результаты измерения в пределах погрешностей совпадают с предсказаниями стандартной модели.
3. Разработана методика и создано программное обеспечение для извлечения значения асимметрии A_{FB} из экспериментальных данных в условиях pp -столкновений, основанные на различных способах восстановления асимметрии: аппроксимация угловых распределений, метод максимального правдоподобия, взвешивание угловых распределений и метод подсчета событий.
4. Исследованы различные методы коррекции систематических эффектов: влияние эффектов конечного разрешения детекторов, излучения в конечном состоянии, акцептанса, эффективности и ошибок моделирования. Создано программное обеспечение для коррекции этих эффектов.
5. Проведена оценка фоновых процессов в рамках стандартной модели с помощью моделирования методом Монте-Карло и анализа экспериментальных данных.

Диссертация основывается на следующих работах:

1. Gorbunov, I. N. and Shmatov, S. V. Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of $\mu^+\mu^-$ Pairs in CMS / I. N. Gorbunov, S. V. Shmatov // Physics of Particles and Nuclei. - 2014. - **Vol. 45, No 1.** - Pp. 211-213.
2. Gorbunov, I. *et al.* Forward-backward Asymmetry of Drell-Yan Muon Pairs / I. Gorbunov, A. Lanyov, S. Shmatov, J. Han, K. Kovitanggoon, D. Silvers, A. Bodek // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2013. - CERN-CMS-AN-2013/260. - pp. 11
3. Горбунов, И. Н., Шматов, С. В. Измерение асимметрии «вперед-назад» A_{FB} и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC / И. Н. Горбунов, С. В. Шматов // Ядерная физика. - 2013. - **Т. 76 No 9.** - С. 1160-1165
4. Chatrchayn, S. *et al.* Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at 7 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // Physics Letters B. - 2013. - **Vol. 718, No 3.** - Pp. 752-772
5. Chatrchyan, S. *et al.* Measurement of the differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // JHEP. - 2013. - **Vol. 12.** - P. 030
6. Chatrchayn, S. *et al.* A_{FB} in Muon and Electron final state at 8 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboratio) // Geneva:CERN. CMS Public Analysis Summary. - 2014. - CERN-CMS-PAS-SMP-14-004

Благодарности

В заключении мне хотелось бы выразить благодарность всем, тем кто способствовал выходу в свет моей диссертации. В первую очередь, это – мой научный руководитель к.ф.м.н С. В. Шматов. Я благодарю его за постановку темы диссертации и общее руководство моей работой.

Хотелось бы выразить благодарность научным руководителям темы CMS д.ф.м.н., проф. И.А. Голутвину и к.ф.м.н. А. В. Зарубину за создание творческой атмосферы в коллективе, благоприятных условий и внимание к моей работе.

Также хотелось бы выразить свою признательность руководству Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в лице д.ф.м.н., проф. В. Д. Кекелидзе за создание необходимых условий для моей работы.

Также хотелось бы выразить благодарность А. В. Ланёву, С. Г. Шульге и И. И. Белотелову за постоянное внимание к моей работе, методическую и теоретическую помощь.

Наконец, я благодарен своим родным и друзьям за то, что они всячески меня поддерживали все время работы над диссертацией.

Список иллюстраций

1.1	Ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер	10
1.2	Общий вид детектора CMS	10
1.3	Координатная система детектора CMS	11
1.4	Сечение квадранта детектора CMS в плоскости R–z с осью z направленной горизонтально и осью R вертикально. Точка взаимодействия расположена в нижнем левом углу. Показано расположение различных мюонных станций и стальных дисков (темно серые области). 4 станции ДК (светло оранжевые) обозначены MB («muon barrel»), КПК (зеленые) обозначены ME («muon endcap»). ГРПК (голубые) расположены как в цилиндрической так и в торцевых частях CMS и обозначены RB и RE соответственно	14
1.5	Зависимость эффективностей реконструкции мюонов от инвариантной массы. Красными точками отмечена эффективность триггера для событий, содержащих мюоны, траектории которых лежат в объеме установки (аксептанс). Зеленые квадраты – эффективность реконструкции подобных событий. Синими треугольниками отмечена полная эффективность реконструкции с учетом эффекта аксептанса. Синяя линия – функция аппроксимации полной эффективности $a + b/(M_{\mu\mu} + c)^3$ в интервале инвариантных масс $M_{\mu\mu}$ от 200 до 3000 ГэВ/c ²	18
1.6	Массовое разрешение пар лептонов в зависимости от инвариантной массы для различных алгоритмов реконструкции.	19
1.7	Доля событий не удовлетворяющих критерию изоляции. Красные квадраты – основанному на данных трекера и калориметров, черные треугольники - использующему информацию только трекера.	22

- 1.8 Эффективность реконструкции и идентификации мюонов ϵ_{rec+id} для данных и результатов моделирования методом «tag-and-probe». При условии, что трековый трек существует, на графиках показана зависимость эффективности от p_T мюона для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) отбора мюонов в цилиндрической и перекрывающихся областей (сверху) и торцевых (снизу) частей установки. Измерения произведены с использованием $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T < 20$ ГэВ/с и $Z \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T > 20$ ГэВ/с. 23
- 1.9 Эффективность ϵ_{rec+id} реконструкции и идентификации мюонов в зависимости от их псевдобыстроты для мягкого (слева), particle-flow (в центре) и строгого (справа) отбора мюонов. Измерения произведены с использованием $Z \rightarrow \mu\mu$ событий при $p_T > 20$ ГэВ/с методом «tag-and-probe». 24
- 2.1 Рождение пары лептонов в процессе аннигиляции кварк-антикварковой пары (процесс Дрелла-Яна) $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$ 27
- 2.2 (а) A_{FB} на партонном уровне для процесса $u\bar{u} \rightarrow e^+e^-$. Сплошная линия - стандартная модель. Штрихованная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_χ бозоном. Пунктирная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_ψ бозоном. Z_I бозон не взаимодействует с u кварками и не изменяет значений, предсказанных СМ. (б) A_{FB} на партонном уровне для процесса $d\bar{d} \rightarrow e^+e^-$. Сплошная линия - стандартная модель. Штрихованная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_χ бозоном. Пунктирная линия - с добавочным 500 ГэВ Z_ψ бозоном. Пунктирно-штрихованная линия - с добавочным Z_I бозоном. 28
- 2.3 Система координат Коллинса-Сопера. 30
- 2.4 Вероятность ошибки выбора направления «вперед» («назад») (dilution) в зависимости от быстроты $Y_{\mu^+\mu^-}$ мюонной пары (условие pp -эксперимента). 30
- 2.5 Распределение по $\cos\theta_{CS}^*$ для событий с $M_{\mu^+\mu^-} > 200$ ГэВ/с² в различных интервалах быстрот пар мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ (красные кресты - МК, черные точки - данные). 31

- 2.6 Зависимость числа МК событий от быстроты пары мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos\theta_{CS}^*$ до наложения кинематических ограничений ($p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$) – слева и после наложения – справа. 32
- 2.7 Зависимость числа МК событий от инвариантной массы пары мюонов $M_{\mu^+\mu^-}$ и $\cos\theta_{CS}^*$ до наложения кинематических ограничений ($p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$) – слева и после наложения – справа. 33
- 2.8 Зависимости среднего $\cos\theta_{CS}^*$ от быстроты пар мюонов $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий с $M_{\mu^+\mu^-} > 200$ ГэВ/с² (красные кресты - МК, черные точки - данные). 33
- 2.9 Распределение числа событий по $\cos\theta_{CS}^*$ для различных интервалов по инвариантной массе и скорости на уровне генератора до наложения кинематических критериев отбора. Черные точки - результаты Монте-Карло моделирования, голубая линия - функция аппроксимации (2.16). 35
- 2.10 Распределение числа событий по $\cos\theta_{CS}^*$ для различных интервалов по инвариантной массе и скорости после реконструкции. Угловые распределения сильно искажены из-за ограниченного фазового объема установки. 36
- 2.11 Асимметрия A_{FB} на уровне генератора, измеренная методом аппроксимации угловых распределений (красная линия), методом весовых коэффициентов событий (розовая линия) и методом независимого подсчета (синяя линия). 38
- 3.1 Количество фоновых событий, оцененное методами на основе монте-карло моделирования и данных, при $1.0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$ в зависимости от $\cos\theta_{CS}^*$ 43
- 3.2 Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $|Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.0$ 44
- 3.3 Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$ 44

- 3.4 Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ 45
- 3.5 Распределение числа фоновых событий «назад» (левый рисунок) и «вперед» (правый рисунок) по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ пар при $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$ 45
- 3.6 Распределение числа пар мюонов по η , ϕ , p_T 48
- 3.7 Распределение числа пар мюонов по $\cos \theta_{CS}^*$, $Y_{\mu^+\mu^-}$ и $M_{\mu^+\mu^-}$. Приведены экспериментальные данные и результаты моделирования сигнального и фоновых процессов. 49
- 3.8 Измеренный (черные точки) и теоретически предсказанный (NNLO, голубой штрихованный коридор) спектр событий Дрелла-Яна по инвариантной массе пар мюонов нормированный на сечение в области пика Z бозона ($r = 1/\sigma_Z * d\sigma/dM_{\mu^+\mu^-}$. Показаны статистические и систематические ошибки. 50
- 4.1 Значения массы Z бозона в интервалах по ϕ и η мюона для данных 2012 года до наложения коррекции импульса мюона. На верхних гистограммах показаны значения массы Z бозона в интервалах по ϕ для μ^- (слева) и μ^+ (справа), а внизу показаны значения массы Z бозона в интервалах по η для μ^- (слева) и μ^+ (справа). Масса Z бозона соответствует средней инвариантной массе Z бозона в диапазоне $86.5 < M_{\mu^+\mu^-} < 96.5$ ГэВ. Черная линия - массовая зависимость для данных, голубая - для МК. Красная линия - ожидаемое значение массы Z бозона (на уровне генератора) для случая идеальной калибровки. 54
- 4.2 Значения массы Z бозона в интервалах по ϕ и η мюона для данных 2012 года после наложения коррекции импульса мюона. На верхних рисунках показаны значения массы Z бозона в интервалах по ϕ для μ^- (слева) и μ^+ (справа), на нижних рисунках показаны значения массы Z бозона в интервалах по η для μ^- (слева) и μ^+ (справа). Масса Z бозона соответствует средней инвариантной массе Z бозона в диапазоне $86.5 < M_{\mu^+\mu^-} < 96.5$ ГэВ. Черные точки - данные, голубые точки - Монте-Карло, а красные точки - уровень генератора. 56

- 4.3 На рисунке показана асимметрия «вперед-назад» до вычета фона: (слева) до коррекции импульса мюона, (справа) после коррекции. Черными точками показаны данные 2012 года, а голубыми результаты МК моделирования. 57
- 4.4 Число вершин для данных и МК до коррекции на множественность первичных вершин и после. Черные точки – данные. Розовая гистограмма – МК до коррекции. Синяя гистограмма – после коррекции. 59
- 4.5 Зависимость числа изолированных событий, удовлетворяющих строгому критерию отбора, от инвариантной массы пары мюонов в интервале $70 < M_{\mu^+\mu^-} < 110$ – черная гистограмма. Голубая пунктирная линия - сигнальный процесс, красная линия - фон. 60
- 4.6 Эффективность триггеров HLL_Mu17 (слева) и HLL_tkMu8 (справа) в зависимости от η и p_T пробного мюона для данных. . . 61
- 4.7 Эффективность dZ фильтра в зависимости от $|\eta|$ мюонов. . . . 61
- 4.8 Эффективность реконструкции мюона для данных в зависимости от η и p_T пробного мюона: (слева) эффективность реконструкции глобального и PF мюона, (справа) эффективность строгого отбора мюона, включая эффективность относительной трекерной изоляции с $Iso_{trk}/pt < 0.1$ 62
- 4.9 Эффективность реконструкции мюона для Монте-Карло в зависимости от η и p_T пробного мюона. (справа) эффективность строгого отбора мюона, включая эффективность относительной трекерной изоляции с $Iso_{trk}/pt < 0.1$ 63
- 4.10 Отношение эффективности реконструкции мюона для данных и Монте-Карло в зависимости от η и p_T пробного мюона. 63
- 4.11 Распределения числа событий по инвариантной массе для четырех диапазонов по быстрой ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$). 64
- 4.12 A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) с статистическими ошибками . . . 66

- 4.13 Матрицы отклика в четырех диапазонах быстрот мюонной пары ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$ для $\cos \theta_{CS} < 0$ и $\cos \theta_{CS} > 0$ 68
- 4.14 Обратные матрицы отклика в четырех диапазонах быстрот мюонной пары ($0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| \leq 1.0$, $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.25$, $1.25 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1.5$ и $1.5 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2.4$) для $\cos \theta_{CS} < 0$ и $\cos \theta_{CS} > 0$. 68
- 4.15 «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и акцептанс массовые спектры в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий «вперед». 70
- 4.16 «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и акцептанс массовые спектры в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ для событий «назад». 70
- 4.17 «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и акцептанс распределения A_{FB} в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ 71
- 4.18 «Сырые», ожидаемые на уровне генератора и скорректированные на эффекты разрешения детекторов, FSR и акцептанс распределения A_{FB} в бинах по $Y_{\mu^+\mu^-}$ в интервале инвариантных масс 50 – 106 ГэВ. 71
- 4.19 Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими ошибками 72
- 5.1 Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для данных до коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары. 81
- 5.2 Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для данных после коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары. 81
- 5.3 Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для МК до коррекции в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары. 82
- 5.4 Значения абсолютных систематических ошибок измерения асимметрии A_{FB} для МК на уровне генератора в зависимости от инвариантной массы и быстроты мюонной пары. 82

-
- 5.5 A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) со статистическими и систематическими (для МС) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ $((Data - MC)/\sigma)$ 84
- 5.6 A_{FB} после реконструкции в зависимости от инвариантной массы и быстроты (до коррекций) со статистическими и систематическими (для данных) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ $((Data - MC)/\sigma)$ 84
- 5.7 Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для МС) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ $((Data - MC)/\sigma)$ 85
- 5.8 Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для данных) ошибками и отклонение данных от предсказаний Монте-Карло в единицах σ $((Data - MC)/\sigma)$ 85
- 5.9 Скорректированная A_{FB} в зависимости от инвариантной массы и быстроты со статистическими и систематическими (для данных) ошибками. Результаты измерений на пучках протонов при энергии 7 ТэВ в с.ц.м. 86

Список таблиц

3.1	Наборы Монте-Карло моделирования, их сечение и количество событий в наборе для сигнального $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ процесса.	41
3.2	Наборы Монте-Карло, использованные для оценки фона, и их сечения (пбн).	41
3.3	Корректирующие коэффициенты для учета высших порядков теории возмущений.	42
3.4	Использованные наборы данных и соответствующая интегральная светимость (фбн ⁻¹).	47

Литература

- [1] Chatrchyan, S. *et al.* The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment / Chatrchyan, S. *et al.* (CMS Collaboration) // JINST. - 2008. - **Vol. 3**. - P. S08004

- [2] Bärning, O. S. *et al.* LHC Design Report, v.1 : the LHC Main Ring / Editors: O. S. Bärning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock. CERN-2004-003-V-1. - Geneva: CERN, 2004. - 548 p.

- [3] Bayatian, G.L. *et al.* CMS Physics: Technical Design Report Volume 2: Physics Performance / Bayatian, G.L. *et al.*; Editor: A. De Roeck (CMS Collaboration) // J. Phys. G. - 2007. - **Vol. 34**. - Pp. 995-1579

- [4] Drell, Sidney D., Yan, Tung-Mow. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies / Drell, Sidney D., Yan, Tung-Mow. // Phys. Rev. Lett. - 1970. - **Vol. 25, No 5**. - Pp. 316-320

- [5] Шматов, С. В. Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере / С. В. Шматов // Ядерная физика. - 2011. - **Т. 74, No 3**. - С. 511-517

- [6] Шматов, С. В. Поиск физики за рамками стандартной модели во взаимодействиях протонов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC / С. В. Шматов // Ядерная физика. - 2013. - **Т. 76, No 9**. - С. 1166-1174

- [7] London, David and Rosner, Jonathan L. Extra Gauge Bosons in E_6 / London, David and Rosner, Jonathan L. // Phys. Rev. D. - 1986. - **Vol. 34, No 5**. - Pp. 1530-1546
- [8] Rosner, Jonathan L. Off-peak lepton asymmetries from new Z 's / Rosner, Jonathan L. // Phys. Rev. D. - 1987. - **Vol. 35, No 7**. - Pp. 2244-2247
- [9] Rosner, Jonathan L. Forward-backward asymmetries in hadronically produced lepton pairs / Rosner, Jonathan L. // Phys. Rev. D. - 1996. - **Vol. 54, No 1**. - Pp. 1078-1082
- [10] Bodek, Arie and Baur, Ulrich. Implications of a 300-500 GeV/ c^2 Z' boson on $p\bar{p}$ collider data at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [Электронный ресурс] / Bodek, Arie and Baur, Ulrich // arXiv:hep-ph/0102160v3 - 2001 - **Vol. 3**. - Режим доступа: <http://arxiv-web3.library.cornell.edu/abs/hep-ph/0102160v3>
- [11] Abe, F. Search for New Gauge Bosons Decaying into Dileptons in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV / Abe, F. et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. - 1997. - **Vol. 79, No 12**. - Pp. 2192-2197
- [12] Abe, F. Limits on Quark-Lepton Compositeness Scales from Dileptons Produced in 1.8 TeV $p\bar{p}$ Collisions / Abe, F. et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. - 1997. - **Vol. 79, No 12**. - Pp. 2198-2203
- [13] Davoudiasl, H., Hewett, J. L. and Rizzo, T. G. Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model / Davoudiasl, H., Hewett, J. L. and Rizzo, T. G. // Phys. Rev. Lett. - 2000. - **Vol. 84, No 10**. - Pp. 2080-2083
- [14] Голутвин, И. А. Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на ЛHC / Голутвин, И. А., Пальчик, В. В., Савина, М. В., Шматов, С. В.

- // Ядерная физика. - 2007. - **Т. 70, No 1.** - С. 61-67
- [15] Chatrchyan, S. Measurement of the weak mixing angle with the Drell-Yan process in proton-proton collisions at the LHC / Chatrchyan, S. *et al.* (CMS Collaboration) // Phys. Rev. D. - 2011. - **Vol. 84, No 11.** - p. 112002
- [16] Acquistapace, G. *et al.* The CMS magnet project: Technical Design Report / Main Editor: Campi, D.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-97-010; CMS-TDR-1. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 1997. - 327 p.
- [17] Bayatian, G. *et al.* The CMS tracker system project: Technical Design Report / Editorial Board: Cattai, A., Karimäki, Vol., Mannelli, M., Siegrist, P.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-98-006; CMS-TDR-5. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 1998. - 600 p.
- [18] Bayatian, G. L. *et al.* The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report / Editor-in-Chief: Felicitas, P.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-97-033; CMS-TDR-4. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 1997. - 364 p.
- [19] Bayatian, G. L. *et al.* The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report / CMS Collaboration. CERN-LHCC-97-031; CMS-TDR-2. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 1997. - 451 p.
- [20] Bayatian, G. L. *et al.* The CMS muon project: Technical Design Report / Editor: Layter, J. G.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-97-032; CMS-TDR-3. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 1997. - 441 p.
- [21] Chatrchyan, S. *et al.* Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / Chatrchyan,

- S. *et al.* (CMS Collaboration) // JINST. - 2013. - **Vol. 8.** - p. P09009
- [22] Bayatian, G. L. *et al.* CMS TriDAS project: Technical Design Report, Volume 1: The Trigger Systems / CMS Collaboration. CERN-LHCC-2000-038; CMS-TDR-6-1. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 2000. - 599 p.
- [23] Bayatian, G. L. *et al.* CMS The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger / Editor: Sphicas, P.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-2002-026; CMS-TDR-6. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 2002. - 521 p.
- [24] Chatrchyan, S. *et al.* The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC / Chatrchyan, S. *et al.* (CMS Collaboration) // JINST. - 2013. - **Vol. 8.** - p. P11002.
- [25] Chatrchyan, S. *et al.* Performance of CMS Muon Reconstruction in Cosmic-Ray Events / Chatrchyan, S. *et al.* (CMS Collaboration) // JINST. - 2010. - **Vol. 5.** - p. T03022.
- [26] Bayatian, G. L. *et al.* CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software / Editor: Acosta, D.; CMS Collaboration. CERN-LHCC-2006-001; CMS-TDR-8-1. (Technical Design Report CMS). - Geneva:CERN, 2006. - 521 p.
- [27] Chatrchyan, S. *et al.* Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV / Chatrchyan, S. *et al.* (CMS Collaboration) // JINST. - 2012. - **Vol. 7.** - p. P10002.
- [28] Fruhwirth, R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting / Fruhwirth, R. // Nucl. Instrum. Meth. - 1987. - **Vol. A262.** - Pp. 444-450.

- [29] CMS Collaboration. Measurement of tracking efficiency [Электронный ресурс] / CMS Collaboration // CMS-PAS-TRK-10-002 - 2010. - Режим доступа: <http://cds.cern.ch/record/1279139/files/TRK-10-002-pas.pdf>
- [30] Khachatryan, V. *et al.* Prompt and non-prompt J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV [Электронный ресурс] / Khachatryan, V. *et al.* (CMS Collaboration) // The European Physical Journal C. - 2011. - Vol. 71, No 3. - Режим доступа: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1575-8>
- [31] CMS Collaboration. Particle-flow event reconstruction in CMS and performance for jets, taus and missing E_T [Электронный ресурс] / CMS Collaboration // CMS-PAS-PFT-09-001. - 2009. - Режим доступа: <http://cds.cern.ch/record/1194487/files/PFT-09-001-pas.pdf>
- [32] CMS Collaboration. Particle-flow commissioning with muons and electrons from J/ψ and W events at 7 TeV [Электронный ресурс] / CMS Collaboration // CMS-PAS-PFT-10-003. - 2010. - Режим доступа: <http://cds.cern.ch/record/1279347/files/PFT-10-003-pas.pdf>
- [33] Горбунов, И. Н., Шматов, С. В. Измерение асимметрии «вперед-назад» A_{FB} и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на ЛHC / Горбунов, И. Н., Шматов, С. В. // Ядерная физика. - 2013. - Т. 76 No 9. - С. 1160-1165
- [34] Gorbunov, I. *et al.* Forward-backward Asymmetry of Drell-Yan Muon Pairs / I. Gorbunov, A. Lanyov, S. Shmatov, J. Han, K. Kovitanggoon, D. Silvers, A. Bodek // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2013. - CERN-CMS-AN-2013/260
- [35] Gorbunov, I. N. and Shmatov, S. V. Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of $\mu^+\mu^-$ Pairs in CMS / I. N. Gorbunov, S. V. Shmatov //

- Physics of Particles and Nuclei. - 2014. - **Vol. 45, No 1.** - Pp. 211-213
- [36] Chatrchayn, S. *et al.* Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at 7 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // Physics Letters B. - 2013. - **Vol. 718, No 3.** - Pp. 752-772
- [37] Chatrchayn, S. *et al.* A_{FB} in Muon and Electron final state at 8 TeV / S. Chatrchayn, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboratio) // Geneva:CERN. CMS Public Analysis Summary. - 2014. - CERN-CMS-PAS-SMP-14-004
- [38] Collins, John C. and Soper, Davison E. Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions / Collins, John C. and Soper, Davison E. // Phys. Rev. D. - 1977. - **Vol. 16, No 7.** - Pp. 2219-2225
- [39] Dittmar, M.. Neutral current interference in the TeV region: The experimental sensitivity at the CERN LHC / Dittmar, Michael // Phys. Rev. D. - 1997. - **Vol. 55, No 1.** - Pp. 161-166
- [40] Cousins, R and Mumford, J. and Valuev, V. Measurement of Forward-Backward Asymmetry of Simulated and Reconstructed $Zl \rightarrow \mu^+\mu^-$ / R. Cousins, J. Mumford, V. Valuev // Geneva:CERN. CMS Note. - 2005. - CERN-CMS-NOTE-2005-022
- [41] Bodek, A. A simple event weighting technique: optimizing the measurement of the forward-backward asymmetry of Drell-Yan dilepton and top-antitop pairs at hadron colliders / Arie Bodek // The European Physical Journal C. - 2010. - **Vol. 67, No 1-2.** - Pp. 321-334
- [42] Alioli, S., Nason, P., Oleari C., and Re, E. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG / S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re // JHEP. - 2008. - **Vol. 0807.** - P. 060

- [43] Frixione, S., Nason, P., and Oleari, C. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method [Электронный ресурс] / S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari // doi:10.1088/11266708/2007/11/070; arXiv:0709.2092 [hep-ph]. - 2007. - Режим доступа: <http://arxiv.org/pdf/0709.2092v1.pdf>
- [44] Sjostrand, T., Mrenna, S. and P. Skands PYTHIA 6.4 Physics and Manual / T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands // JHEP. - 2006. - **Vol. 0605.** - P. 026
- [45] Lai, Hung-Liang *et al.* New parton distributions for collider physics / H-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Zh. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin, and C.-P. Yuan // Phys. Rev. D. - 2010. - **Vol. 82, No 7.** - P. 074024.
- [46] Davidson, N. *et al.* Universal Interface of TAUOLA Technical and Physics Documentation [Электронный ресурс] / N. Davidson, G. Nanava, T. Przedzinski, E. Richter-Was, and Z. Was // IFJPAN-IV-2009-10; arXiv:1002.0543 [hep-ph]. - 2010. - Режим доступа: <http://xxx.lanl.gov/abs/1002.0543>
- [47] Alwall, J. *et al.* MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation / J. Alwall, P. Demin, S. Visscher, R. Frederix, M. Herquet, *et al.* // arXiv:0706.2334 [hep-ph]; JHEP. - 2007. - **Vol. 0709.** - P. 028
- [48] Agostinelli S. *et al.* Geant4 – A simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, *et al.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2003. - **Vol. 506, No 3.** - Pp. 250-303
- [49] Allison, J. *et al.* Geant4 developments and applications / J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P.A. Dubois, *et al.* // Nuclear Science,

- IEEE Transactions on. - 2006. - **Vol. 53, No 1.** - Pp. 270-278
- [50] Chatrchyan, S. *et al.* Measurement of the differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan, ..., I. Gorbunov *et al.* (CMS Collaboration) // JHEP. - 2013. - **Vol. 12.** - P. 030
- [51] Jones, M. and Silvers, D. Angular Distributions of Muons From Drell-Yan Production / Matthew Jones and David Silvers // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2013. - CERN-CMS-AN-2013/180
- [52] Lanyov, A. *et al.* Measurements of the differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{(s)} = 7$ TeV in dimuon channel / A.Lanyov, I.Belotelov, S.Shmatov, D.Bourilkov, M. Schmitt, *et al.* // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2012. - CERN-CMS-AN-2012/063
- [53] Bodek, A. *et al.* Extracting Muon Momentum Scale Corrections for Hadron Collider Experiments / A. Bodek, A. van Dyne, J. Y. Han, W. Sakumoto, and A. Strelnikov // Eur. Phys. J. - 2012. - **Vol. C72.** - P. 2194
- [54] Bodek, A. Han, J. Improved Rochester Misalignment and Muon Scale Corrections Extracted for 2011A, 2011B CMS Data / Arie Bodek, Jiyeon Han // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2012. - CERN-CMS-AN-2012/298
- [55] Bodek, A. *et al.* Misalignment and Muon Scale Corrections Extracted from 2011A $Z \rightarrow \mu\mu$ Sample / Arie Bodek, Jiyeon Han, Willis Sakumoto // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2012. - CERN-CMS-AN-2012/062
- [56] Tropiano, A. Tracking and vertexing performance in CMS [Электронный ресурс] / Antonio Tropiano for the CMS Collaboration // CMS

- Conference report; CERN-CMS-CR-2012/384. - 2012. - Режим доступа: <https://cds.cern.ch/record/1603660>
- [57] D'Agostini, G. A multidimensional unfolding method based on Bayes theorem / G. D'Agostini // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 1995. - **Vol. 362, No 2-3.** - Pp. 487-498
- [58] Adye, T Unfolding algorithms and tests using RooUnfold [Электронный ресурс] / Tim Adye // Proceedings of the PHYSTAT 2011 Workshop, CERN, Geneva, Switzerland, January 2011, CERN-2011-006, pp 313-318; arXiv:1105.1160 [physics.data-an]. - 2011. - Режим доступа: <http://arxiv.org/abs/1105.1160>
- [59] Kubik, A. and Schmitt, M. Studies of Final State Radiation in the Drell-Yan Di-Muon Channel / Andrew Kubik and Michael Schmitt // Geneva:CERN. CMS Analysis Note. - 2011. - CERN-CMS-AN-2011/044
- [60] Nanava, G. and Was, Z. How to Use SANC to Improve the PHOTOS Monte Carlo Simulation of Bremsstrahlung in Leptonic W-Boson Decays / Nanava, G. and Was, Z. // Acta Physica Polonica B. - 2003. - **Vol. 34, No 9.** - Pp. 4561-4570
- [61] Botje, M. *et al.* The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations [Электронный ресурс] / M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, S. Forte, A. Glazov, J. Huston, R. McNulty, T. Sjostrand, R. Thorne // arXiv:1101.0538 [hep-ph]. - 2011. - Режим доступа: <http://arxiv.org/abs/1101.0538>
- [62] Alekhin, S. *et al.* The PDF4LHC Working Group Interim Report [Электронный ресурс] / S. Alekhin, S. Alioli, R. D. Ball, V. Bertone, J. Blumlein *et al.* // arXiv:1101.0536 [hep-ph]. - 2011. - Режим доступа:

<http://arxiv.org/abs/1101.0536>

- [63] Nadolsky, P. M. *et al.* Implications of CTEQ global analysis for collider observables / P. M. Nadolsky, and H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, D. Stump, W.-K. Tung and C.-P. Yuan // *Phys. Rev. D.* - 2008. - **Vol. 78, No 1.** - P. 013004
- [64] Ball, R. D. *et al.* A First Unbiased Global NLO Determination of Parton Distributions and their Uncertainties / R. D. Ball, L. Del Debbio, S. Forte, A. Guffanti, J. I. Latorre, J. Rojo, M. Ubiali // *Nuclear Physics B.* - 2010. - **Vol. 838, No 1-2.** - Pp. 136-206
- [65] Martin, A. D. and Stirling, W. J. and Thorne, R. S. and Watt, G., Parton distributions for the LHC, *Eur. Phys. J. C***63**, (2009), 189-285, [arXiv:hep-ph/0901.0002], doi:10.1140/epjc/s10052-009-1072-5;