

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

Артамонов Александр Владимирович

Исследование рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в
pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ
в эксперименте LHCb

01.04.23 – Физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН
Образцов В. Ф.

Протвино – 2019

Содержание

Введение	6
Глава 1. Эксперимент LHCb	21
§1.1. Большой адронный коллайдер	21
§1.2. Экспериментальная установка LHCb	21
§1.3. Условия набора экспериментальных данных	24
§1.4. Трековая система	27
§1.4.1. Вершинный детектор VELO	27
§1.4.2. Трековые станции TT и T1-T3	31
§1.5. Детекторы колец излучения Вавилова-Черенкова	34
§1.6. Калориметрическая система	37
§1.7. Мюонная система	41
§1.8. Математическое моделирование данных	44
§1.9. Восстановление событий	46
§1.9.1. Реконструкция треков	46
§1.9.2. Реконструкция первичных вершин	49
§1.9.3. Идентификация заряженных частиц	50
§1.9.4. Реконструкция фотонов и нейтральных пионов	52
§1.10. Триггерная система	53
Глава 2. Измерение эффективности мюонной идентификации на установке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов	58
§2.1. Отбор $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ событий	58
§2.2. Эффективность мюонной идентификации для данных, набран- ных в сеансах 2011 и 2012 годов	60

Глава 3. Измерение сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ	69
§3.1. Введение	69
§3.2. Отбор $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов	70
§3.3. Измерение сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов	72
§3.4. Систематические неопределенности	77
§3.5. Результаты измерения сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ	82
Глава 4. Измерение поляризационных параметров $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ	93
§4.1. Введение	93
§4.2. Отбор $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов	97
§4.3. Измерение поляризационных параметров	99
§4.4. Систематические неопределенности	102
§4.5. Результаты измерения поляризационных параметров $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ	106
Заключение	126
Благодарности	128
Литература	130
Приложение	147
А. Параметризация димюонного массового спектра	147
В. Таблицы сечений инклюзивного рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb	150

С.	Таблицы поляризационных параметров для $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно рожденных в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb	157
	Список иллюстраций	185
	Список таблиц	200

Аннотация

Представлены результаты измерения сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, и результаты измерения поляризационных параметров этих векторных мезонных состояний, инклюзивно образованных в протон-протонных столкновениях Большого Адронного Коллайдера (ЦЕРН, г. Женева, Швейцария) при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Для проведения этих исследований использовались данные международного эксперимента LHCb. Данные, соответствующие энергиям $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, были набраны на установке LHCb в 2011 и 2012 годах с интегральными светимостями 1 и 2 фб $^{-1}$, соответственно. Для отбора каждого Υ состояния использовался димюонный распадный канал $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Дифференциальные сечения и поляризационные параметры $\Upsilon(nS)$ мезонов измерялись как функции поперечного импульса и быстроты этих S -волновых векторных кваркониев в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

Измерены дважды дифференциальные сечения инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в протон-протонных взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Сечения образования $\Upsilon(nS)$ мезонов, а также различные отношения этих сечений были измерены как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Результаты диссертационной работы были получены на значительно более высокой статистике и с меньшей систематической неопределенностью, а также в расширенной кинематической области $\Upsilon(nS)$ мезонов, поэтому, являясь более точными измерениями, они заменяют предыдущие результаты измерений коллаборации LHCb.

Впервые проведен поляризационный анализ $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в протон-протонных взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Проведение полного углового анализа и измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(nS)$ мезонов проводилось в трёх системах: Коллинса-Сопера, Готтфрида-Джексона и спиральной системах. При этом изучались угловые распределения μ^+ в соответствующих димюонных распадах $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Было получено, что поляризационные параметры векторных состояний малы во всей исследованной кинематической области $\Upsilon(nS)$ мезонов. Полученные поляризационные результаты не согласуются с предсказаниями КХД, описывающими рождение тяжелых кваркониев в адронных взаимодействиях.

Введение

Прошло уже более 40 лет с тех пор, как было открыто первое боттомониевое состояние, $\Upsilon(1S)$ мезон [1], а изучение рождения тяжелых кваркониевых состояний — мезонов, состоящих из $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$ кварков — продолжает играть важную роль в развитии квантовой хромодинамики (quantum chromodynamics, QCD) [2]. Согласно текущему теоретическому подходу, нерелятивистской квантовой хромодинамики (nonrelativistic quantum chromodynamics, NRQCD), инклюзивное образование тяжелого кваркониевого состояния H проходит в два этапа. На первом этапе кварк-антикварковая ($Q\bar{Q}$) пара, состоящая из тяжелых $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$ кварков, пертурбативно рождается в колор-синглетном (color singlet) или колор-октетном (color octet) состоянии. Далее, на втором этапе образования H , процесс адронизации непертурбативно переводит рожденную $Q\bar{Q}$ пару в наблюдаемое бесцветное и связанное состояние H . Эти два этапа характеризуются разными энергетическими масштабами, поэтому они выделяются в явной факторизованной форме при описании рождения тяжелого кваркония H . В рамках теоретического подхода NRQCD сечение инклюзивного рождения тяжелого кваркониевого состояния H в реакции $AB \rightarrow HX$ может быть записано как [3]

$$d\sigma(AB \rightarrow HX) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_{a/A}(x_1) f_{b/B}(x_2) \sum_n d\hat{\sigma}_{ab}[n] \langle \mathcal{O}_n^H \rangle, \quad (1)$$

где в первой сумме формулы (1) производится суммирование по всем партонам сталкивающихся адронов A и B , для которых функции партонных распределений обозначаются с помощью $f_{a/A}(x_1)$ и $f_{b/B}(x_2)$. В формуле (1) величина $d\hat{\sigma}_{ab}[n]$ это партонное сечение, описывающее инклюзивное образование $Q\bar{Q}$ пары в состоянии n , которое определяется цветовой конфигурацией, спином и орбитальным угловым моментом кварк-антикварковой пары. Величи-

ны $\langle \mathcal{O}_n^H \rangle$ в формуле (1) являются NRQCD матричными элементами, которые параметризуют непертурбативный переход $Q\bar{Q}$ пары из состояния n в некоторое конечное наблюдаемое состояние, содержащее кваркониум H . Эти матричные элементы, описывающие непертурбативные переходы второго этапа, еще называют матричными элементами дальнего расстояния (long-distance matrix elements, LDME). Предполагается, что они не зависят от процессов, происходящих на первом этапе рождения H , т.е. являются универсальными. Что касается партонного сечения $d\hat{\sigma}_{ab}[n]$, то оно может быть вычислено пертурбативным образом, используя разложение по константе сильного взаимодействия α_s . Напротив, NRQCD матричные элементы, содержащие всю информацию о непертурбативных процессах (процессах адронизации состояния n), определяются всецело из экспериментальных данных.

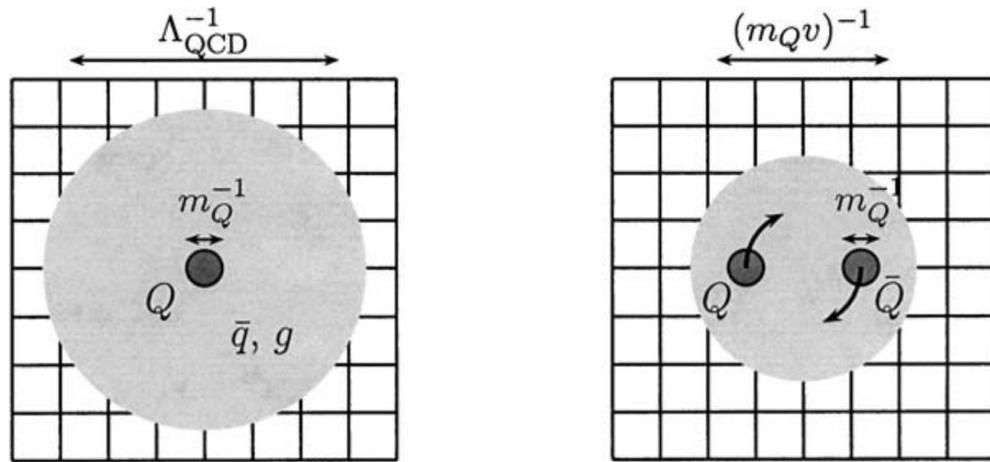


Рис. 1. Энергетические масштабы для системы (слева), состоящей из тяжелого кварка и легких степеней свободы (легкого антикварка и глюона), а также для кваркониевой системы (справа), состоящей из двух тяжелых кварка и антикварка [4].

На Рис. 1 показаны типичные энергетические масштабы для системы (слева), состоящей из одного тяжелого кварка Q и легких степеней свободы \bar{q}, g (легкого антикварка и глюона), а также для кваркониевой системы (справа), состоящей из тяжелого кварка Q и тяжелого антикварка \bar{Q} . Из

левой части Рис. 1 видно, что тяжелый кварк Q с комптоновской длиной волны порядка m_Q^{-1} окружен легкими степенями свободы (легким антикварком и глюоном), обладающими импульсом порядка Λ_{QCD} , который и определяет пространственный размер этой системы. Из правой части Рис. 1 видно, что пространственный размер кваркониевой системы $Q\bar{Q}$ определяется импульсом тяжелого кварка $m_Q v$, где v это скорость кварков в системе покоя $Q\bar{Q}$ пары. Для чармониев (боттомониев) скорость кварков составляет примерно $v \simeq 0.3$ ($v \simeq 0.1$) [5]. Поэтому QCD, описывающая тяжелые кваркониевые системы $Q\bar{Q}$, применяется в нерелятивистском режиме. Для $Q\bar{Q}$ системы иерархия энергетических масштабов выстраивается следующим образом

$$m_Q \gg m_Q v \gg m_Q v^2 \sim \Lambda_{\text{QCD}} , \quad (2)$$

которые разделяются (распутываются) с помощью так называемого факторизованного подхода, используемого в NRQCD. При образовании тяжелых кваркониев условие разделения так называемых short-distance и long-distance процессов, $(m_Q v)^{-1} \gg m_Q^{-1}$, выполняется с хорошей точностью (особенно для боттомониев). Поэтому образование связанного кваркониевого состояния H не должно быть чувствительно к деталям рождения $Q\bar{Q}$ пары, которое происходит на локальных масштабах порядка m_Q^{-1} и меньше. Именно поэтому делается предположение, что short-distance и long-distance процессы не зависят друг от друга, а LDME элементы являются универсальными непертурбативными параметрами, которые не зависят от процессов образования $Q\bar{Q}$ пары, и возможна факторизация этих двух процессов [6]. Иногда, чтобы подчеркнуть факторизованный (состоящий из двух этапов) подход в описании рождения тяжелого кваркониевого состояния H , формулу (1) записывают следующим образом [7]

$$d\sigma(A B \rightarrow H X) = \sum_n \mathcal{S}(A B \rightarrow [Q\bar{Q}]_n X) \times \mathcal{L}([Q\bar{Q}]_n \rightarrow H) , \quad (3)$$

которая называется факторизованной формулой. Величина \mathcal{S} , стоящая под знаком суммы в формуле (3), обозначает кинематически зависимый (short-distance) коэффициент, который пропорционален инклюзивному сечению партонного рождения $Q\bar{Q}$ пары в состоянии n . Не обозначено, но надо иметь в виду, что в величину \mathcal{S} , помимо сечения партонного образования $Q\bar{Q}$ пары, входят еще партонные распределения сталкивающихся адронов A и B . В формуле (3) непертурбативные эффекты, связанные с адронизацией кварк-антикварковой пары, выделены в мультипликативную (long-distance) величину \mathcal{L} для данного квантового состояния n . Отличительными особенностями NRQCD подхода являются следующие моменты: 1) кварк-антикварковая пара, рожденная на первом этапе образования, может находиться как в колор-синглетном, так и в колор-октетном цветовом состоянии; 2) спин и орбитальный угловой момент $Q\bar{Q}$ системы могут изменяться в процессе адронизации $Q\bar{Q}$ пары; 3) два этапа образования тяжелого кваркония выражаются с помощью факторизованной формулы (3). Последний момент является важным ингредиентом в NRQCD теории. При тестировании NRQCD проверяется не только возможность разложения сечения образования кваркония H по степеням α_s и v , но и возможность факторизации этого процесса с помощью формулы (3), т.е. возможность выделения двух основных этапов образования адронного состояния H [5, 8].

До середины 90-х годов прошлого века считалось, что рождение тяжелых кваркониевых состояний может быть хорошо описано в рамках квантовой хромодинамики с помощью модели цветовых синглетов (color singlet model, CSM) [9–11]. В этой модели предполагается, что квантовые числа (цветовая конфигурация, спин и орбитальный угловой момент) кварк-антикварковой пары, рожденной на первом этапе образования H , не претерпевают своего изменения и на втором этапе образования, процессе адронизации $Q\bar{Q}$ пары в наблюдаемое бесцветное состояние H . Подчеркнем, что в этом под-

ходе кварк-антикварковая пара, рожденная на первом этапе образования H , может находиться только в колор-синглетном промежуточном состоянии. Более того, в подходе CSM $Q\bar{Q}$ пара рассматривается в пределе, когда скорость кварков $v \rightarrow 0$ [5, 8]. Однако в 1995 году эксперимент E789 (Фермилаб) опубликовал свои результаты измерения сечений рождения J/ψ и $\psi(2S)$ состояний, образующихся в p -Au столкновениях при импульсе протонов 800 ГэВ/с [12]. Результаты этого эксперимента показали, что наблюдается избыточное рождение J/ψ и $\psi(2S)$ мезонных состояний по сравнению с теоретическими предсказаниями CSM. Экспериментально измеренные значения сечений рождения J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов превышали предсказания CSM в 7 и 25 раз, соответственно [12]. Поначалу это противоречие между теорией и экспериментом не воспринималось серьезной проблемой, поскольку измерение эксперимента E789 было сделано в диапазоне относительно небольших значений поперечного импульса мезонов, когда $0 < p_T < 2.625$ ГэВ/с. Считается, что в этой кинематической области доминируют непertурбативные эффекты, описание которых не адресуется CSM.

Однако следующие результаты, полученные коллаборацией CDF на Теватроне (Фермилаб), обозначили существование действительно большой проблемы [13, 14]. Коллаборация CDF провела измерение сечений рождения J/ψ и $\psi(2S)$ состояний, используя протон-антипротонные ($p\bar{p}$) столкновения при полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ и исследуя более высокие значения поперечного импульса кваркониев $5 < p_T < 20$ ГэВ/с. Результаты CDF показали, что наблюдается еще большее различие между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями CSM для сечений образования J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов, особенно для больших значений p_T . Наблюдаемые на Теватроне сечения образования J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов превосходили теоретические предсказания CSM в 6 и 50 раз, соответственно [14]. Поэтому такая большая разница между экспериментальными данными и модельными

предсказаниями была названа CDF аномалией (“the CDF $\psi(2S)$ anomaly”).

Необходимо отметить, что в работе [14] приводятся как сечения prompt рождения J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов, так и сечения этих мезонов, которые образуются от распадов адронов, содержащих b кварк. В первом случае (prompt рождение мезонов) адронные состояния могут образовываться либо напрямую, либо от распадов, протекающих за счет электромагнитных или сильных взаимодействий. Если от распадов с участием электромагнитных или сильных взаимодействий, то такие процессы называются feed-down переходами. Примерами электромагнитных feed-down переходов могут служить радиационные распады χ_c или χ_b состояний, т.е. распады типа $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$ или $\chi_b \rightarrow \Upsilon \gamma$. А примерами feed-down переходов с участием сильного взаимодействия могут служить адронные распады $\psi(2S)$ мезона, например, распад $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. В середине 90-х годов прошлого века избыточное рождение J/ψ состояний в эксперименте CDF могло спекулятивно объясняться за счет вкладов от feed-down переходов, поскольку в то время такие процессы еще не были хорошо изучены экспериментально. Но $\psi(2S)$ мезоны, почти не содержащие вклады от feed-down переходов, образуются с еще большим избытком по сравнению с теоретическим предсказанием CSM. Поэтому уже тогда было ясно, что обозначилась проблема неправильного понимания механизма образования тяжелых кваркониев.

Примерно в тоже самое время, середина 90-х годов прошлого века, была построена NRQCD теория [15], которая предложила новый теоретический подход для описания механизма рождения тяжелых кваркониев. В работах [3, 16–18] появились вычисления, которые, базируясь на этом новом теоретическом подходе, весьма успешно описывали наблюдаемые на Теватроне сечения рождения J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов. Формально говоря, это стало возможным благодаря наличию регулируемых параметров у колор-октетных членов. Помимо описания сечений, в этих работах также делалось предсказание для

поляризации¹ (спиновой выстроенности) S -волновых векторных кваркониев, таких как J/ψ , $\psi(2S)$ и $\Upsilon(nS)$ мезонов, которые напрямую рождаются в адронных взаимодействиях. Оказалось, что в рамках теоретического подхода NRQCD для S -волновых векторных кваркониев предсказывается большая поперечная поляризация для больших значений p_T этих состояний [3, 16–18]. Но эти предсказания очень сильно отличаются от экспериментально измеренных значений поляризации [2]. Эта ситуация, новое противоречие между теорией и экспериментом в физике тяжелых кваркониев, на этот раз была обозначена как “the quarkonium polarization puzzle”. Сложившаяся ситуация в физике тяжелых кваркониев осложняется еще и тем, что поляризационные результаты, полученные до 2011 года, являются неполными и противоречивыми [20]. Так, результаты измерения поляризации J/ψ мезона, полученные на Теватроне (Фермилаб) коллаборацией CDF в сеансах Run I и Run II, находятся в противоречии друг с другом [21, 22]. Противоречат друг другу также и результаты измерения поляризации $\Upsilon(1S)$ мезона, которые были получены на Теватроне (Фермилаб) коллаборациями CDF и D0 [23, 24]. Экспериментальная ситуация в поляризационной физике тяжелых кваркониев начала улучшаться после 2011 года, когда стали поступать новые результаты с Большого Адронного Коллайдера (ЦЕРН) [25–29], а также последние результаты с Теватрона (Фермилаб) [30].

В данной диссертационной работе было проведено экспериментальное исследование инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в уникальной кинематической области эксперимента LHCb.

¹ К сожаления в физике тяжелых кваркониев для характеристики спиновой выстроенности векторных мезонов используется термин “поляризация”. В этой диссертационной работе также будет использоваться термин “поляризация”, хотя необходимо иметь в виду, что это совершенно разные спиновые характеристики векторной частицы. В §4.1 приводится определение поляризации (спиновой выстроенности) векторных кваркониев. Подробное определение этих терминов можно найти, например, в [19].

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является измерение дважды дифференциальных сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, и проведение полного углового анализа² этих векторных мезонных состояний, инклюзивно рожденных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb.

Общая характеристика диссертационной работы

Диссертация состоит из двух связанных между собой экспериментальных исследований [31–34], посвященных измерению дважды дифференциальных сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов³, и измерению поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ этих векторных мезонных состояний. Для проведения этих исследований использовалась вся статистика данных 2011 и 2012 годов с интегральными светимостями 1 и 2 фб⁻¹, соответственно, набранная на установке LHCb в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответственно. Для исследования образования $\Upsilon(nS)$ состояний использовались димюонные распадные каналы $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Дифференциальные сечения и поляризационные λ -параметры $\Upsilon(nS)$ мезонов измерялись как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематическом диапазоне $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

Актуальность темы диссертации

Измерения сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -столкновениях Большого Адронного Коллайдера проводились коллаборацией LHCb на данных 2010 года, которые были набраны при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимостью 25 пб⁻¹ [35], а также на неполных данных 2012 года [36], набранных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральной светимостью 50 пб⁻¹. В данном диссертационном исследовании было проведено новое измерение сечений рождения $\Upsilon(nS)$

² Измерение трех \mathcal{P} -четных поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов. См. §4.1, где приводится определение этих λ -параметров.

³ В дальнейшем эти три мезона иногда будут обобщенно обозначаться как $\Upsilon(nS)$, а отдельное мезонное состояние как Υ .

мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [31, 33], для чего на этот раз использовалась вся статистика экспериментальных данных коллаборации LHCb, набранная в 2011 и 2012 годах с интегральными светимостями 1 и 2 fb^{-1} , соответственно. Дополнительно к этим исследованиям было принято решение провести измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(nS)$ состояний, инклюзивно рождённых в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [32, 34], также используя всю статистику данных, набранную на установке LHCb в 2011 и 2012 годах, соответственно. Проведение этого поляризационного анализа для $\Upsilon(nS)$ мезонов в уникальной кинематической области эксперимента LHCb позволит существенно улучшить экспериментальную ситуацию, которая сложилась в последнее время в физике тяжёлых кваркониев, когда наблюдается не только противоречие между теорией и экспериментом, но и противоречие между различными экспериментальными результатами [20].

Научная новизна работы

Измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного образования $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов является улучшением предыдущих двух предварительных измерений коллаборации LHCb [35, 36]. Новые результаты были получены с уменьшенными статистическими и систематическими неопределённостями, а также в расширенной кинематической области $\Upsilon(nS)$ мезонов, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Являясь более точными измерениями сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов, результаты диссертационной работы заменяют предыдущие предварительные результаты коллаборации LHCb. В данном диссертационном исследовании впервые проведено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$.

Практическая ценность работы

Результаты диссертационной работы [31–34] были получены в уникальной кинематической области эксперимента ЛНСб. Как уже отмечалось, в настоящее время не существует хорошо разработанной теории, которая могла бы одинаково успешно описать сечения рождения тяжелых кваркониев и их спиновую выстроенность. Поэтому полученные результаты послужат дальнейшему развитию физики тяжелых кваркониев и, в частности, развитию теории NRQCD, которая в настоящее время испытывает определенные трудности [29]. Эти результаты станут также хорошим экспериментальным материалом для настройки моделей, описывающих столкновение релятивистских тяжелых ионов. Полученные результаты были занесены в мировую базу данных HEPData [37, 38] для дальнейшей разработки теоретических моделей и для моделирования рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

Автор защищает

1. Измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ как функций поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.
2. Проведение полного углового анализа и измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно рождённых в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Поляризационные параметры $\Upsilon(nS)$ мезонов измерялись как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона.
3. Методику измерения эффективности мюонной идентификации на установке ЛНСб, для которой использовались экспериментальные данные

димюонного распада J/ψ мезона.

Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертации, были опубликованы в 4-х (четырёх) научных статьях:

1. R. Aaij, ..., A. Artamonov *et al.*, “Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, JHEP **11** (2015) 103;
2. R. Aaij, ..., A. Artamonov *et al.*, “Measurement of the $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, JHEP **12** (2017) 110;
3. A. Artamonov (on behalf of the LHCb collaboration), “Production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the LHCb experiment”, Phys. Part. Nuclei **48** (2017) 841;
4. A. Artamonov (on behalf of the LHCb collaboration), “ $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV by the LHCb collaboration”, J. Phys.: Conf. Ser. **938** (2017) 012001.

Во введении диссертации использовалась 1 (одна) обзорная статья, написанная диссертантом и посвященная экспериментальным результатам коллаборации LHCb:

1. A. Artamonov, “Charmonia production at LHCb”, Mod. Phys. Lett. A **28** (2013) 1330037.

Полученные результаты регулярно обсуждались и докладывались на рабочих и пленарных совещаниях международной коллаборации LHCb, а также докладывались и представлялись диссертантом на следующих международных конференциях:

1. The third annual conference on Large Hadron Collider Physics, LHCP2015 (г. Санкт-Петербург, 31 августа – 5 сентября, 2015 г.) [39]

2. Международная Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН (ОИЯИ, г. Дубна, 12 – 15 апреля, 2016 г.) [33]
3. XVII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics, DSPIN-17 (ОИЯИ, г. Дубна, 11 – 15 сентября, 2017 г.) [34]

Дополнительно, результаты, изложенные в данной диссертации, также докладывались сотрудниками коллаборации LHCb на следующих международных конференциях:

- The 6th international workshop QCD@LHC 2015 (2 доклада) (г. Лондон, Великобритания, 1 – 5 сентября, 2015 г.) [40, 41]
- The 23rd Low-x Meeting 2015 (г. Сандомирц, Польша, 1 – 5 сентября, 2015 г.) [42]
- Kruger-2016 — Workshop on Discovery Physics at the LHC (г. Мпумуланга, ЮАР, 4 – 9 декабря, 2016 г.) [43]
- Higgs Maxwell Workshop, The b-quark at 40 (г. Эдинбург, Великобритания, 8 февраля, 2017 г.) [44]
- The 12th International Workshop on Heavy Quarkonium (г. Пекин, Китай, 6 – 10 ноября, 2017 г.) [45]
- The 7th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” (г. Женева, Швейцария, 8 – 10 ноября, 2017 г.) [46]
- The Third China LHC Physics Workshop, CLHCP 2017 (г. Нанджинг, Китай, 22 – 24 декабря, 2017 г.) [47]
- Santa Fe Jets and Heavy Flavor Workshop (г. Санта Фе, США, 29 – 31 января, 2018 г.) [48]

- QCD@LHC 2018 international conference, QCD@LHC 2018 (г. Дрезден, Германия, 27 – 31 августа, 2018 г.) [49]
- The 8th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” (г. Женева, Швейцария, 17 – 19 октября, 2018 г.) [50]

Личный вклад автора

Диссертант принимал активное участие в физическом анализе данных международного эксперимента LHCb. Он внес основной вклад в экспериментальное исследование инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов [31–34]. В этих исследованиях диссертантом были измерены дважды дифференциальные сечения инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов [31, 33], и проведено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ этих векторных мезонных состояний [32, 34]. Занимаясь изучением источников систематической неопределенности, диссертант также принимал участие в анализе поляризации J/ψ мезонов, образующихся в pp-взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [29]. Диссертантом была также разработана методика измерения эффективности мюонной идентификации установки LHCb, для которой использовались экспериментальные данные димюонного распада J/ψ мезона. Полученная с помощью этой методики эффективность мюонной идентификации успешно использовалась в экспериментальных исследованиях коллаборации LHCb. Диссертационная работа основана на результатах исследований, которые были получены диссертантом в рамках научной программы эксперимента LHCb в 2013 – 2017 годах.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Ее объем составляет 205 страницы, включая 45 таблиц и 47 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 157 наименований. Текст диссертации организован

следующим образом:

1. **В первой главе** диссертации приводится краткое описание установки LHCb, а также методов обработки экспериментальных данных, получаемых в эксперименте LHCb.
2. **Во второй главе** диссертации описывается метод измерения эффективности мюонной идентификации, которая была получена на данных 2011 и 2012 годов, соответствующих pp-взаимодействиям при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответственно. Для определения эффективности мюонной идентификации использовался димюонный распад $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. В этой главе приводятся критерии отбора $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов, краткое описание используемого метода, а также полученные результаты эффективности мюонной идентификации.
3. **В третьей главе** диссертации представлено измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов, соответственно. Во введении этой главы перечисляются предыдущие экспериментальные исследования рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов на Большом Адронном Коллайдере. Далее, в этой главе приводятся критерии отбора $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов, метод измерения сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов, анализ систематических неопределенностей в измерении этих сечений, а также сами результаты измерения сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb.
4. **В четвертой главе** диссертации представлено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно рождённых в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на уста-

новке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов, соответственно. Во введении этой главы перечисляются предыдущие поляризационные исследования $\Upsilon(nS)$ мезонов, рожденных в адронных взаимодействиях. Далее, приводятся критерии отбора $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов, методика проведения полного углового анализа, анализ систематических неопределенностей при проведении поляризационного анализа, и наконец для каждого Υ мезона приводятся результаты измерения угловых коэффициентов λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , а также инвариантного параметра $\tilde{\lambda}$, полученные как функции быстроты и поперечного импульса соответствующего Υ мезона.

5. **В заключении** кратко перечислены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1

Эксперимент LHCb

§1.1. Большой адронный коллайдер

Большой Адронный Коллайдер (БАК) это крупнейший в мире ускоритель на встречных пучках протонов (и/или ионов), который может сталкивать пучки протонов с самой большой в мире энергией¹. В 2009 году полная энергия двух сталкивающихся протонов в системе их центра масс составляла $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ, в 2010 и 2011 годах эта энергия составляла $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а в 2012 году — $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Начиная с 2015 года полная энергия сталкивающихся протонов была поднята до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Ускорительный комплекс БАК расположен на Французско-Швейцарской границе, на окраине города Женева, и залегает на глубине 100 метров от поверхности Земли. Пучки протонов, циркулирующие по кольцу длиной 26659 м, сталкиваются в четырех основных точках пересечений: IP1, IP2, IP5 и IP8. В этих четырех точках расположены основные экспериментальные установки БАК: ATLAS, ALICE, CMS и LHCb, соответственно (см. Рис. 1.1). Пучки протонов, циркулирующие в БАК, представляют из себя пространственно разделенные сгустки (так называемые банчи) частиц, порядка 10^{11} протонов в каждом банче, которые затем сталкиваются в указанных выше точках пересечений.

§1.2. Экспериментальная установка LHCb

Детектор LHCb является многоцелевой экспериментальной установкой, построенной для исследования частиц, содержащих с- и b-кварки. LHCb является одной из четырех основных экспериментальных установок ускорителя.

¹ Энергии частиц в космических лучах могут достигать больших значений [51].

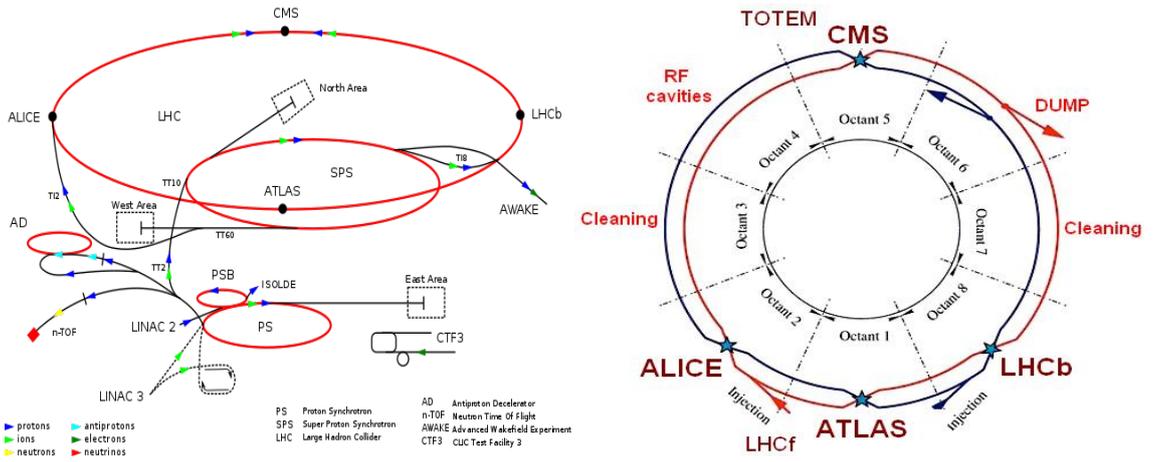


Рис. 1.1. Общая схема ускорительного комплекса ЦЕРН (слева) [52] и общая схема БАК с местами расположения четырех основных экспериментов (справа) [53].

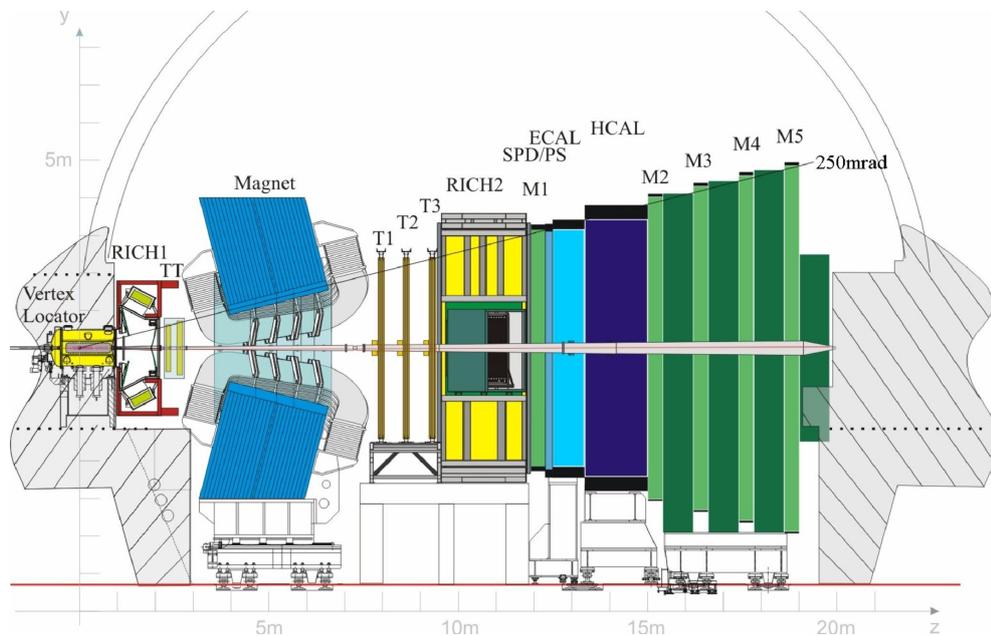


Рис. 1.2. Общая схема экспериментальной установки ЛНСб [54].

тельного комплекса БАК. Исходно ЛНСб задумывался как эксперимент, направленный на поиски непрямого проявления Новой Физики в процессах, нарушающих CP -симметрию, а также в редких распадах очарованных и прелестных частиц. Детектор ЛНСб является одноплечевым спектрометром (см. Рис. 1.2), покрывающим уникальный для БАК диапазон по псевдобыстро-
те $1.8 < \eta < 4.9$, где сечение рождения $b\bar{b}$ -кварковой пары доминирует.

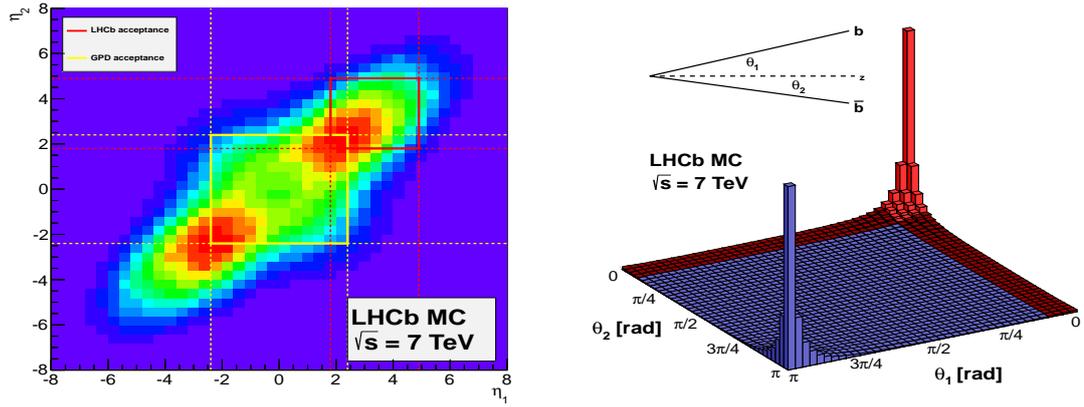


Рис. 1.3. Корреляция образования $b\bar{b}$ -кварковой пары в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, представленная в переменных псевдобыстроты (слева) и угла (справа) для каждого кварка (Монте-Карло моделирование).

Этот диапазон псевдобыстроты соответствует угловому покрытию установки от 15 мрад до 300 (250) мрад в горизонтальной (вертикальной) плоскости. Рис. 1.3 показывает корреляцию образования $b\bar{b}$ -кварковой пары (представленную в переменных псевдобыстроты и угла), которая образуется в pp -взаимодействиях при полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Из этого рисунка видно, что большинство $b\bar{b}$ -кварковых пар летят после своего рождения либо вперед, либо назад. Поэтому, несмотря на относительно небольшой телесный угол покрытия (около 2%), установка ЛHCb регистрирует около 25% $b\bar{b}$ -кварковых пар (это также соответствует регистрации 27% b - или \bar{b} кварков), образующихся в pp -столкновениях при полных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [36, 55].

Экспериментальная установка ЛHCb состоит из следующего набора детекторных элементов (см. Рис. 1.2): 1) дипольный спектрометрический магнит (теплый) с интегралом поля около 4 Т·м, отклоняющий заряженные частицы в горизонтальной плоскости; 2) трековые станции, расположенная до и после дипольного магнита (станции TT, T1, T2 и T3); 3) два детектора регистрации колец излучения Вавилова-Черенкова, размещенные до и после

трековых станций (детекторы RICH1 и RICH2); 4) кремниевый микрополосковый вершинный детектор (детектор VELO), окружающий номинальную точку pp-столкновений и являющийся важной частью трековой системы; 5) калориметрическая система, расположенная после детектора RICH2 и состоящая из детектора сцинтилляционных пластин (SPD), предливневого детектора (PS), электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров; 6) мюонная система, расположенная в конце установки после калориметрической системы (мюонные станции M1-M5, станция M1 расположена перед калориметрической системой). Большинство детекторных систем установки LHCb состоят из двух половин, которые могут раздвигаться в горизонтальном направлении. Это было сделано для технической поддержки этих систем, а также для доступа к вакуумной камере коллайдера.

§1.3. Условия набора экспериментальных данных

В 2011 году энергия каждого протонного пучка в БАК составляла 3.5 ТэВ, а в 2012 году — 4 ТэВ. По проекту пересечение коллайдерных банчей в БАК должно осуществляться с тактовой частотой 40 МГц, что соответствует 25 нс (или 7.5 м) разделению банчей [56]. Однако в 2011 и 2012 годах структура банчей была устроена таким образом, что наименьшее временное разделение банчей составляло около 50 нс [56]. По проекту каждый протонный пучок должен был иметь 2808 банчей [57]. В 2011 (2012) году количество банчей в каждом протонном пучке БАК было доведено лишь до 1296 (1374) [56]. Чтобы компенсировать уменьшение количества банчей, было принято решение об увеличении среднего числа видимых взаимодействий на каждое столкновение двух банчей, μ_{vis} . Величина μ_{vis} очень важный параметр успешной работы эксперимента LHCb. На Рис. 1.4 (сверху) показано, какие значения принимал этот параметр в течение 2010–2012 годов. Пунктирная линия

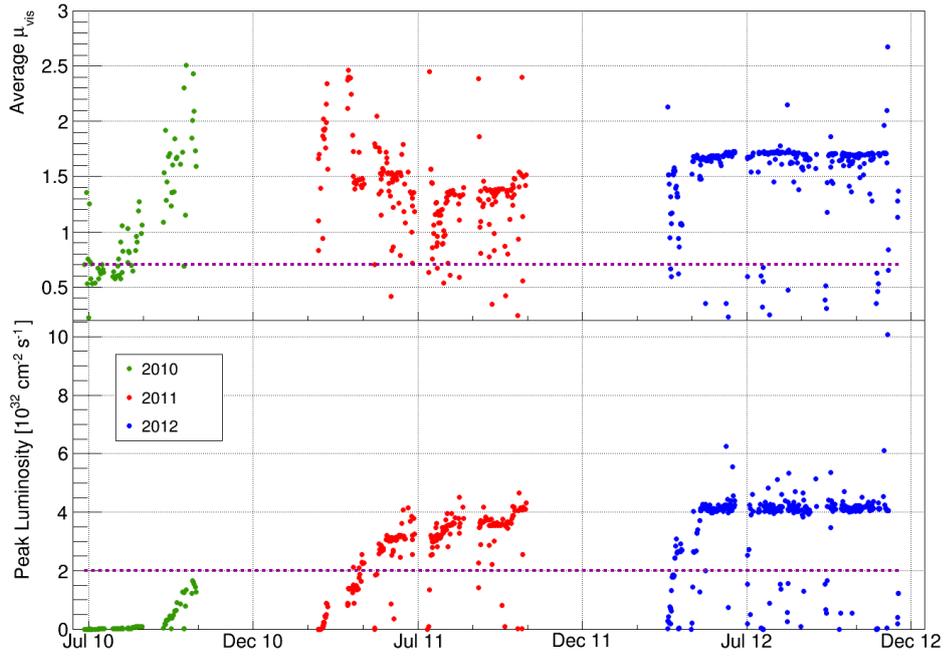


Рис. 1.4. Среднее число видимых взаимодействий на каждое столкновение двух банчей μ_{vis} (верхний график) и светимость (нижний график) на ЛНСб в 2010–2012 годах [58]. Пунктирные линии показывают проектные значения этих величин.

на верхнем графике Рис. 1.4 показывает значение μ_{vis} , под которое проектировался эксперимент. Сеансы 2010–2012 годов показали, что успешная работа эксперимента ЛНСб возможна даже для $\mu_{vis} > 1.5$.

Еще одной особенностью эксперимента ЛНСб является светимость протонных пучков в точке столкновений IP8. Это также очень важный параметр, который напрямую связан с количеством наблюдаемых сигнальных событий. По проекту светимость должна была составлять $2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, тогда как в 2011 года она равнялась в среднем $3.5 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а в 2012 году — $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (см. нижний график Рис. 1.4). Интегральные значения светимости на ЛНСб в 2010–2012 годах показаны на Рис. 1.5 (справа). Светимость в эксперименте ЛНСб меньше светимости, достигаемой в БАК и потребляемой экспериментами CMS и ATLAS. На Рис. 1.5 (слева) показана зависимость

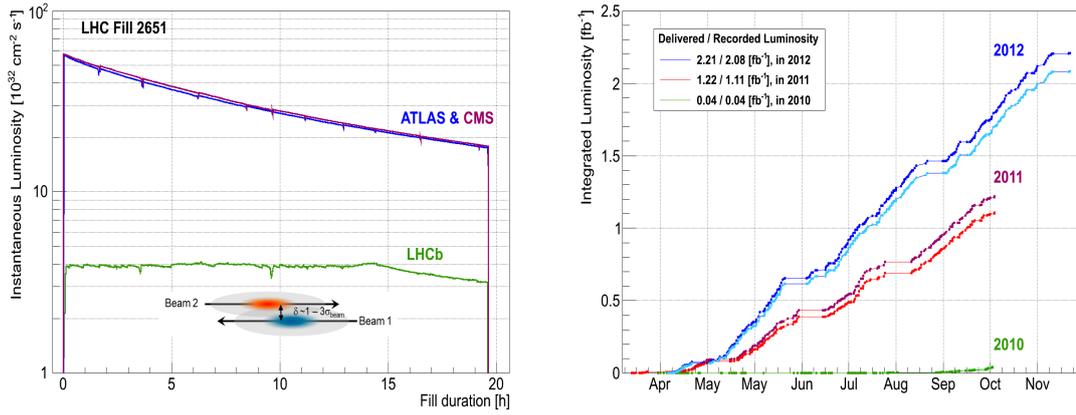


Рис. 1.5. Зависимость светимости от времени (слева) на установках ЛHCб, CMS и ATLAS в одном из периодов работы БАК [58]. Интегральные значения светимости (справа) на ЛHCб в течение 2010–2012 годов [58].

светимости от времени, которая реализовывалась на установках ЛHCб, CMS и ATLAS в одном из периодов наполнения БАК. Из этого рисунка видно стандартное экспоненциальное падение светимости на установках CMS и ATLAS, и почти ее постоянное значение на установке ЛHCб. Такая “полочка” светимости достигалась на ЛHCб специальной процедурой магнитно-оптической системы БАК в точке взаимодействия IP8. В среднем вариация светимости в точке IP8 не превышала 5% за одно наполнение БАК. Постоянное значение светимости в эксперименте ЛHCб позволяет поддерживать одну и ту же триггерную конфигурацию на протяжении одного периода наполнения БАК, а также уменьшить систематические неопределенности, связанные с изменением загруженности детектора.

Чтобы уменьшить асимметрию “лево-право” регистрации положительно и отрицательно заряженных частиц в детекторе ЛHCб, направление поля в дипольном магните менялось на противоположное примерно два раза в месяц. Это изменение направления поля приводило к разным углам пересечений пучков протонов в точке их столкновений IP8. В 2010 и 2011 годах пучки протонов, которые сталкивались в IP8 при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, пересекались

в горизонтальной плоскости под углом пересечения, изменяющимся от 40 мкрад до 1040 мкрад (вариация для обоих полярностей магнита). В 2012 году пучки протонов, сталкивающиеся в IP8 при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, пересекались в вертикальной плоскости. Вариация углов пересечений пучков протонов для двух полярностей дипольного магнита составляла ± 470 мкрад (± 200 мкрад) в горизонтальной (вертикальной) плоскости.

§1.4. Трековая система

Трековая система установки LHCb состоит из вершинного детектора VELO (VErtex LOcator), окружающего область столкновения пучковых протонов (точку столкновений IP8), и четырех плоскостных трековых станций: одна трековая станция ТТ (Tracker Turicensis) расположена перед дипольным магнитом, а три оставшиеся станции Т1-Т3 расположенные после магнита (см. общую схему установки LHCb на Рис. 1.2). Трековые устройства VELO и ТТ полностью используют технологию кремниевых микрополосковых детекторов, тогда как в станциях Т1-Т3 кремниевые микрополосковые детекторы используются только в регионе, близком к пучковой трубе, детекторы ИТ (Inner Tracker), а во внешнем регионе трековых станций Т1-Т3 используются цилиндрические дрейфовые трубки, детекторы ОТ (Outer Tracker). Измерения, проводимые трековой системой, позволяют восстановить траектории заряженных частиц, проходящих через установку LHCb. А по искривлению траекторий заряженных частицы в поле дипольного магнита определяются импульсы этих частиц.

§1.4.1. Вершинный детектор VELO

Вершинный детектор VELO является одним из самых важных элементов экспериментальной установки LHCb, обеспечивающий успешное выполне-

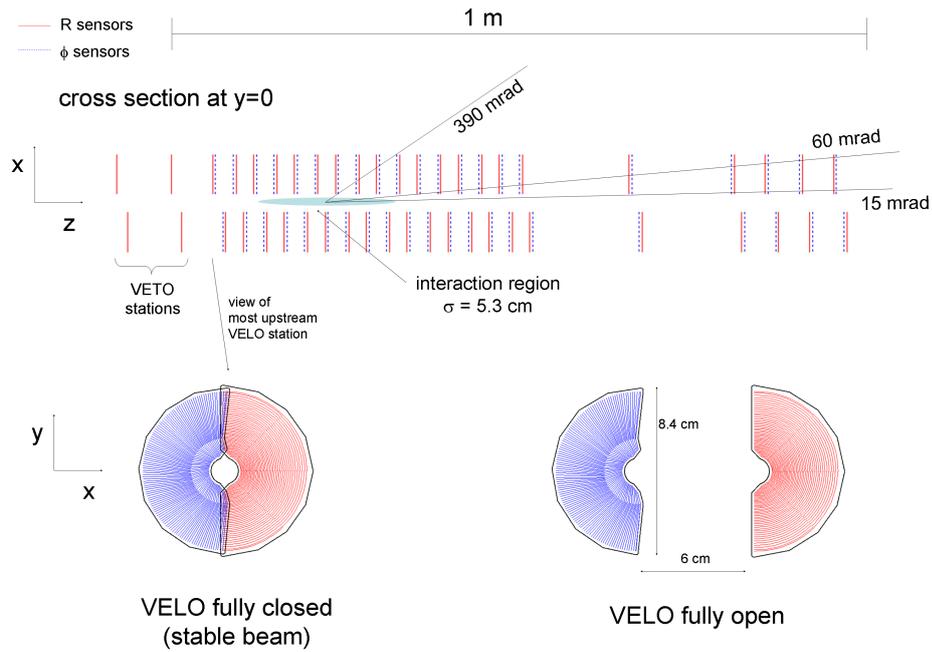


Рис. 1.6. Схематичный вид сенсорных плоскостей вершинного детектора VELO (сверху) и передний фронт одной из сенсорных плоскостей, изображенной в закрытом и открытом режимах работы VELO (снизу) [59].

ние физической программы эксперимента. Задачами этого детектора являются: 1) точное определение координат pp-взаимодействий (первичных вершин), 2) точное определение вершин распадов адронов, содержащих тяжелые кварки (вторичных вершин), а также 3) точное определение прицельных параметров заряженных частиц по отношению к первичным вершинам. Детектор VELO (см. Рис. 1.6) расположен вокруг области взаимодействия пучковых протонов и состоит из 21 кремниевого модуля, расположенных вдоль оси пучков БАК и обеспечивающих сенсорное измерение полярных координат (r, ϕ) , а также z координаты местом расположения измеряемого модуля. Каждый из этих модулей (см. Рис. 1.6) состоит из двух частично перекрывающихся кремниевых пластин, имеющих форму полудиска с внешним радиусом активной области 42 мм и внутренним радиусом неактивной области 8.2 мм.

Каждая из этих пластин имеет две сенсорные поверхности, одна из которых измеряет радиальную r координату, другая — азимутальную ϕ координату. Полупроводниковые сенсоры радиального измерения одного полудиска разбиты на четыре независимых по азимуту области (по 45° каждая), а сенсоры азимутального измерения — на две независимые по радиусу области (внутреннюю и внешнюю). Это было сделано для уменьшения загрузки одной сенсорной микрополоски. Расстояние между полупроводниковыми микрополосками изменяется от 40 мкм (38 мкм) до 102 мкм (97 мкм) для радиальных (азимутальных) измерений в направлении от меньшего радиуса к большему. Толщина сенсорных микрополосок составляет 300 мкм.

Во время инжекции БАК поперечный размер протонных пучков увеличивается. Чтобы уменьшить радиационное повреждение модулей VELO, каждый из полудисков раздвигается на расстояние 3 см от оси пучков БАК (режим открытого детектора VELO). После завершения инжекции БАК и стабилизации протонных пучков полудиски сдвигаются, оставляя расстояние в 7 мм от ближайшей сенсорной микрополоски до оси пучков (рабочий режим закрытого детектора VELO).

Детектор VELO покрывает угловой диапазон² от 15 мрад до 300 мрад ($1.6 < \eta < 4.9$), что соответствует примерно 2% телесного угла. Модули детектора расположены вдоль оси z таким образом, что полная длина всего детектора составляет около 1 м (см. Рис. 1.6). Из 21 кремниевого модуля 6 модулей расположены в номинальной области взаимодействия пучков, чья продольная длина составляет $|z| < 10.6$ см. Оставшиеся модули расположены вне зоны взаимодействия пучков. Такое расположение модулей было сделано для того, чтобы трек, вылетевший из номинальной области взаимодействия пучков под углом 300 мрад, пересекал бы минимум 3 модуля вершинного

² Без учета первых двух VELO станций (VETO stations), который покрывают отрицательный диапазон псевдобыстроты.

детектора.

Дополнительно к основным 21 модулям вершинного детектора имеется также еще две плоскости кремниевых сенсоров, называемых *pile-up veto system*, измеряющих только радиальную координату и расположенных в самом начале по оси z детектора VELO. На Рис. 1.6 они обозначены как VETO stations. Эти две плоскости регистрируют треки, летящие в обратном направлении оси z , т.е. треки, летящие от основных элементов установки ЛНСб. Эти veto плоскости подсчитывают количество видимых pp-столкновений (количество первичных вершин) на каждое пересечение банчей БАК, т.е. каждые 25 нс. События с большим количеством первичных вершин отбрасываются из дальнейшего рассмотрения на аппаратном уровне. Это одно из требований триггера нулевого уровня (см. далее).

Сенсорные модули вершинного детектора помещены в специальные тонкостенные гофрированные боксы (RF фольга) толщиной 0.3 мм, поддерживающих вторичный вакуум 2×10^{-7} мбар. Сами же боксы помещены в ускорительную камеру БАК с вакуумом 5×10^{-9} (во время циркуляции пучков БАК). Система охлаждения вершинного детектора поддерживает температуру кремниевых модулей на значении $(-7 \pm 2)^\circ\text{C}$.

Для однородной заселенности треков по азимутальной координате и псевдобыстроте в пределах $1.6 < \eta < 4.9$ средняя радиационная длина вершинного детектора VELO составила 17.5% от X_0 [59]. Максимальный вклад в радиационную длину, около 40%, приходится на RF фольгу [59]. Пространственное разрешение первичных вершин в детекторе VELO, полученное на событиях с 25 треками, составляет 13 мкм в поперечной плоскости и 71 мкм вдоль оси пучков [60]. Разрешение по прицельному параметру, σ_{IP} , вычисленное с помощью вершинного детектора, получилось меньшим 35 мкм для заряженных частиц с поперечным импульсом больше 1 ГэВ/с [60].

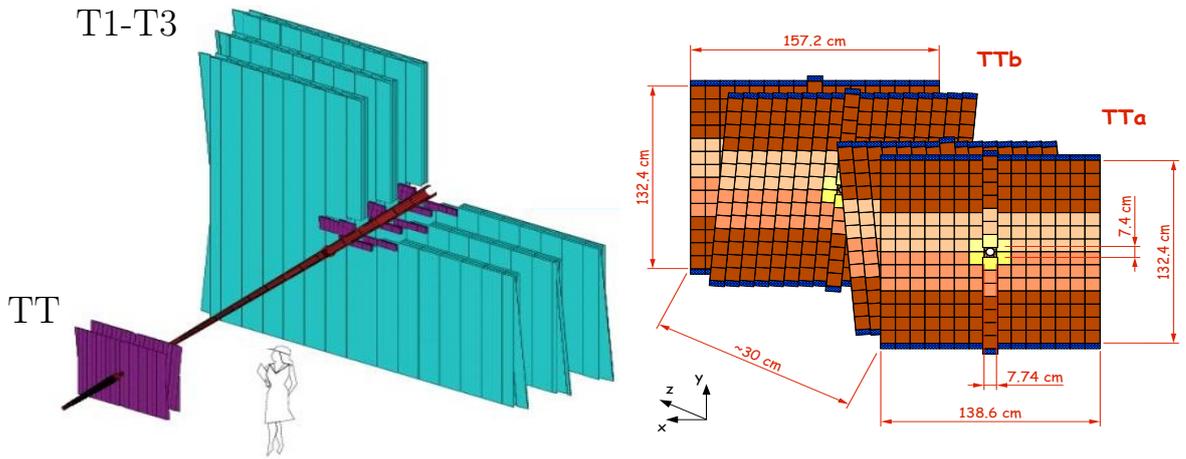


Рис. 1.7. Схематичное расположение трековых станций ТТ и Т1-Т3 (слева) и схематичный вид четырёх плоскостей трековой станции ТТ (справа). В трековых станциях Т1-Т3 фиолетовым цветом изображены станции внутреннего трекера ИТ, а голубым цветом — станции внешнего трекера ОТ.

§1.4.2. Трековые станции ТТ и Т1-Т3

Четыре трековых станции ТТ, Т1, Т2 и Т3, первая из которых (ТТ) расположена перед дипольным магнитом, а оставшиеся три (Т1-Т3) — после магнита, используются для реконструкции траекторий заряженных частиц, проходящих через спектрометр ЛНСб. На Рис. 1.7 (слева) показано схематичное расположение трековых станций ТТ и Т1-Т3 вдоль пучковой оси, а также относительные размеры этих станций. На Рис. 1.7 (справа) показан схематичный вид четырёх плоскостей станции ТТ, а также размеры этих плоскостей.

Для измерения координат в трековой станции ТТ используется технология полупроводниковых микрополосковых детекторов. Станция состоит из четырех измерительных плоскостей с топологией измерения $x - u - v - x$. Первая и последняя плоскости проводят измерение координаты x , т.е. имеют вертикальные измерительные слои. А во второй и третьей плоскостях вертикальные измерительные слои повернуты на стерео угол -5° и $+5^\circ$, со-

ответственно. Эти четыре измерительные плоскости выставлены вдоль оси пучков БАК как две пары двух плоскостей, т.е. как (x, u) и (v, x) . Расстояние между измерительными плоскостями u и v составляет примерно 27 см. Ширина станции ТТ равна примерно 150 см, а высота — 130 см. Размеры повернутых плоскостей немного другие. Активная площадь всей станции ТТ составляет примерно 8.4 м². Каждая четверть одной измерительной плоскости построена из 8 измерительных вертикальных модулей. Дополнительно в каждой плоскости имеется еще один вертикальный модуль, разделяющий две соседние по горизонтали четверти. Каждый вертикальный модуль включает в себя 7 полупроводниковых измерительных сектора. Семь секторов могут быть 3-х типов — L, M и K сектора. У модулей, которые расположены вдали от пучковой камеры коллайдера, 7 секторов разбиты по схеме 4-3. У модулей же, которые расположены близко к пучкам, разбиение на секторы сделано по схеме 4-2-1. Каждый сектор представляет из себя полупроводниковый измерительный прибор с микрополосками толщиной 500 мкм. Ширина каждого сектора равна 9.64 см, а высота — 9.44 см. Количество микрополосок в секторе равно 512, а расстояние между соседними микрополосками составляет 183 мкм. Более подробное описание трекового детектора ТТ можно найти в [54, 59]. В среднем радиационная длина трековой станции ТТ составляет около 4% от X_0 [59].

Аналогичные полупроводниковые технологии используются во внутренней части (Inner Tracker, IT) трековых станций Т1-Т3. Расположение трековой системы IT представлено на Рис. 1.7 (слева) фиолетовым цветом. Детектор расположен в зоне, близкой к пучковой камере коллайдера, и имеет крестообразную форму. Регион, покрываемый системой IT, составляет примерно 120 см в ширину и 40 см в высоту. Это составляет примерно 1.3% от поперечных размеров трековых станций Т1-Т3, однако около 20% всех заряженных частиц, которые пролетают через Т1-Т3, попадают в детекторы IT

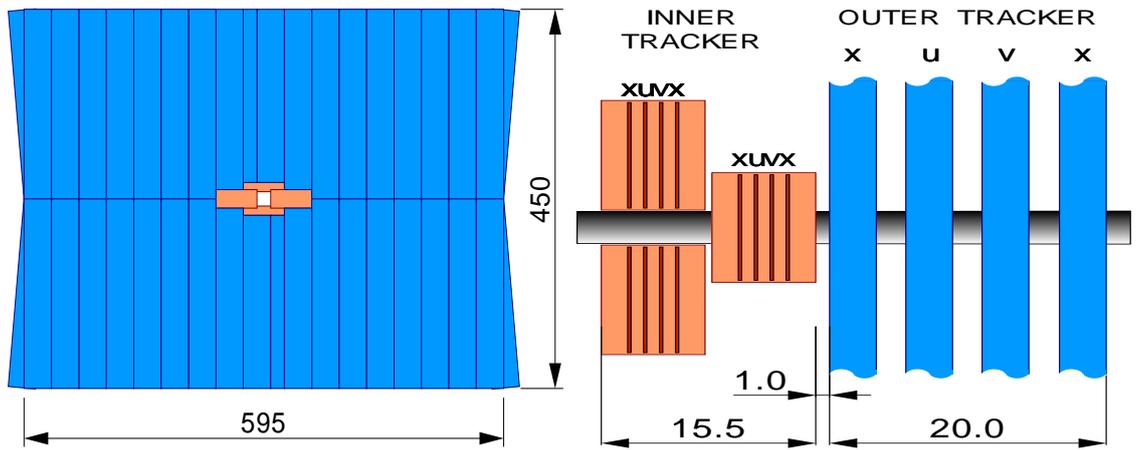


Рис. 1.8. Фронтальный вид (изображение слева) и вид сверху (изображение справа) одной из станций трековых станций Т1-Т3. Голубым цветом изображен внешний трекер ОТ, коричневым цветом — внутренний трекер ИТ.

[61]. Как видно из Рис. 1.8, трековая система ИТ (каждой станции системы Т1-Т3) состоит из двух горизонтальных и двух вертикальных боксов, которые образуют форму креста. В каждом боксе имеется 4 измерительных плоскости с топологией, аналогичной топологии станции ТТ, т.е. $x - u - v - x$ с аналогичными стерео углами. Измерительная активная область детектора ИТ составляет примерно 4 м^2 . Как и в детекторе ТТ, основным измерительным устройством в системе ИТ является полупроводниковый сектор, размер которого составляет 7.6 см в ширину и 11 см в длину. Количество полупроводниковых микрополос в каждом секторе составляет 384, а расстояние между микрополосками равно 198 мкм. В среднем радиационная длина системы ИТ составляет около 3.5% от X_0 [59].

Внешняя часть (Outer Tracker, ОТ) трековых станций Т1-Т3 (см. Рис. 1.8) образуется цилиндрическими дрейфовыми трубками (straw tubes), каждая из которых имеет диаметр 4.9 мм. Каждая станция системы Т1-Т3 имеет 4 измерительных плоскости с уже упомянутой выше топологией $x - u - v - x$ с аналогичными стерео углами, т.е. $\pm 5^\circ$. Каждая измерительная плоскость представляет собой модуль, состоящий из двух слоев дрейфовых трубок, упо-

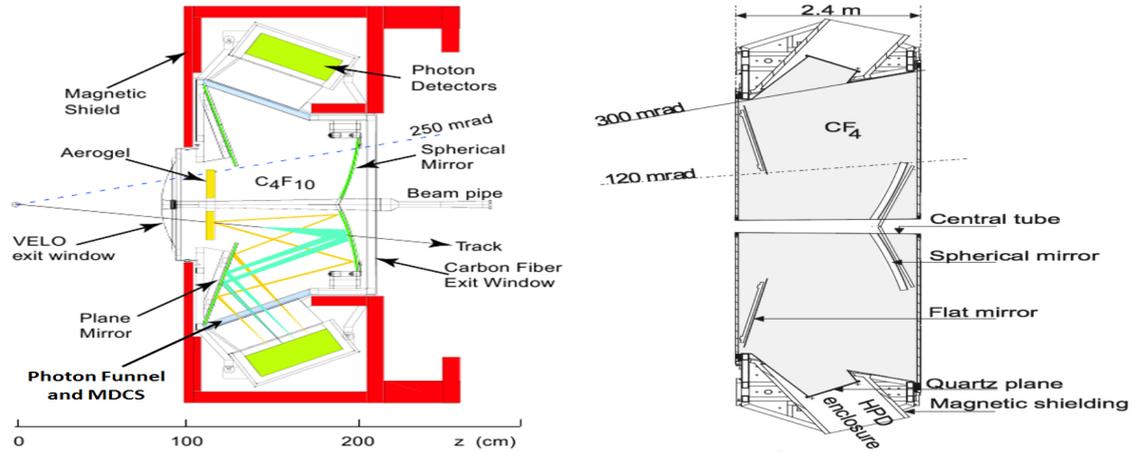


Рис. 1.9. Детекторы колец излучения Вавилова-Черенкова RICH1 (слева) и RICH2 (справа). RICH1 представлен в плоскости (y, z) , а RICH2 — в плоскости (x, z) .

рядоченных ступенчатым образом. Трубки наполнены газовой смесью, состоящей из 70% аргона, 28.5% CO_2 и 1.5% O_2 . Эта смесь обеспечивает время дрейфа меньше 50 нс. Пространственное разрешение внешней системы ОТ составляет около 250 мкм. В среднем общее количество материала в системе ОТ составляет около 9.6% от радиационной длины.

§1.5. Детекторы колец излучения Вавилова-Черенкова

Детекторы колец излучения Вавилова-Черенкова, детекторы RICH1 и RICH2, предназначены для идентификации заряженных частиц. Для этого они используют свечение Вавилова-Черенкова, возникающего, когда заряженные частицы движутся в веществе со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе. Так называемый Черенковский свет излучается в конусе, осью которого является направления движения заряженной частицы, а угол раствора конуса определяется по формуле $\cos \theta_C = c'/v$, где v — скорость заряженной частицы, $c' = c/n$ — фазовая скорость света в данном веществе, а n — показатель преломления вещества. Измеряя угол θ_C и зная показатель преломления среды n , можно определить скорость частицы. Затем,

зная импульс частицы, полученный после реконструкции трека (к которому приписана рассматриваемая частица), можно определить массу частицы. Были выбраны два детектора идентификации частиц RICH1 и RICH2, чтобы покрыть как можно больший диапазон импульса. При большом полярном угле вылета частицы ее импульсный спектр мягче, чем при малом полярном угле.

Передний детектор RICH1, расположенный до дипольного магнита, между вершинным детектором VELO и трековой станцией TT, предназначен для идентификации частиц с импульсом от 1 до 60 ГэВ/с. Угловой аксептанс RICH1 покрывает почти полный аксептанс всего детектора LHCb и простирается от ± 25 мрад до ± 300 (± 250) мрад по горизонтали (вертикали). По z -координате детектор расположен в пределах $990 < z < 2165$ мм. На Рис. 1.9 (слева) показан схематичный вид устройства RICH1. У детектора RICH1 имеется два вещества (радиатора) излучения — это газ C_4F_{10} с показателем преломления³ $n = 1.0014$ и аэрогель с показателем преломления $n = 1.03$. Эффективная длина радиатора C_4F_{10} составляет около 95 см, толщина аэрогеля равна 5 см. На Рис. 1.10 (слева) показана зависимость угла θ_C от значений импульса разных частиц в радиаторе C_4F_{10} и аэрогели. Общая радиационная длина RICH1, включая радиаторы, составляет $8\% X_0$.

Угловой аксептанс детектора RICH2, расположенного за дипольным магнитом, сразу за трековыми станциями T1-T3, простирается от ± 15 мрад до ± 120 (± 100) мрад по горизонтали (вертикали). Этим детектором идентифицируются заряженные частицы с более высокими значениями импульса, примерно от 15 до 100 ГэВ/с. Передняя плоскость детектора расположена при $z = 9500$ мм, а задняя плоскость устройства отстоит от нее на расстоянии

³ Показатель преломления радиатора зависит от температуры, давления и состава газовой смеси, поэтому n меняется со временем. Эти величины, характеризующие n , записываются во время набора данных, чтобы затем в дальнейшем использоваться при калибровке показателя преломления n [58, 62, 63].

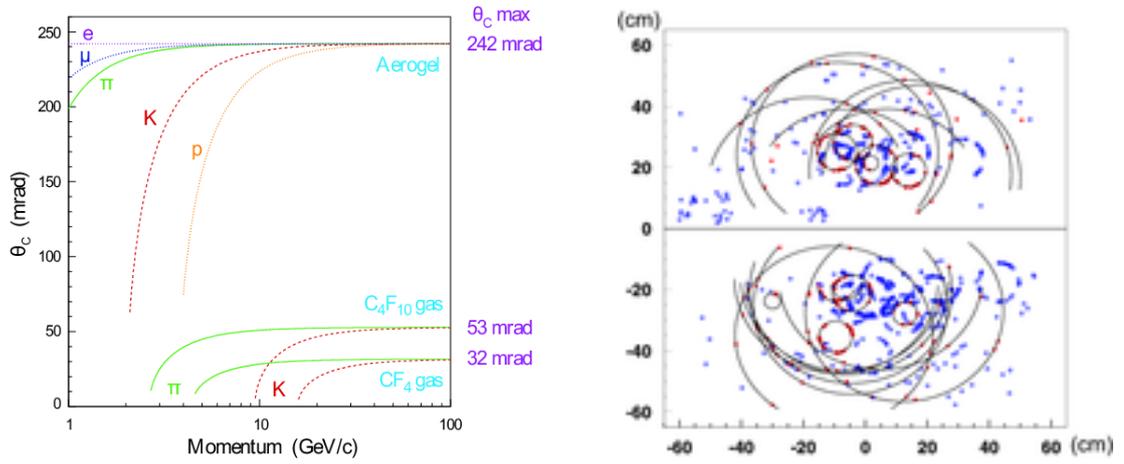


Рис. 1.10. Зависимость угла θ_C от значений импульса разных частиц в разных радиаторах (слева) и пример одного события в двух матрицах детектора RICH1 (справа).

2332 мм. На Рис. 1.9 (справа) показана схема детектора RICH2. У детектора RICH2 только одно вещество излучения — газ CF_4 с показателем преломления $n = 1.0005$. Эффективная длина радиатора CF_4 составляет около 180 см. На Рис. 1.10 (слева) показана зависимость угла θ_C от значений импульса разных частиц в радиаторе CF_4 . Общая радиационная длина детектора RICH2, включая газовый радиатор, составляет около $0.15\% X_0$.

Чтобы уменьшить радиационные длины детекторов RICH1 и RICH2, фотодетекторы этих устройств были вынесены из активной зоны прохождения заряженных частиц (из аксептанса детектора LHCb). Черенковский свет поступает к фотодетекторам через оптические системы сферических и плоских зеркал. У RICH1 фотодетекторы были вынесены в вертикальном направлении, у RICH2 — в горизонтальном. В качестве фотодетекторов используются так называемые гибридные фотонные детекторы (Hybrid Photon Detectors, HPD), которые регистрируют Черенковские фотоны в диапазоне длин 200 – 600 нм. Сами фотодетекторы HPD окружены внешней железной защитой, не допускающей проникновения магнитного поля, не превышающего 50 мТ.

На Рис. 1.10 (справа) показан пример одного события, зарегистрирован-

ного на двух матрицах детектора RICH1 в форме колец Черенковского света. Средняя эффективность идентификации каонов, полученная с помощью системы детекторов RICH на диапазоне импульсов 2 – 100 ГэВ/с, составляет около 95 %. При этом вероятность ошибочной идентификации пионов как каонов составляет около 10 % [58]. При ужесточении критериев идентификации можно получить вероятность ошибочной идентификации пионов как каонов на уровне 3 %. Потеря каонов при этом ужесточении составляет около 10 % [58]. Средняя эффективность идентификации протонов, полученная с помощью системы детекторов RICH, составляет около 90 %. При этом вероятности ошибочной идентификации пионов и каонов как протонов составляет около 10 % [58].

§1.6. Калориметрическая система

После детектора RICH2 расположена калориметрическая система LHCb. Она состоит из ячеистого сцинтилляционного гороскопа (scintillator pad detector, SPD), предливневого детектора (preshower detector, PS), электромагнитного калориметра (ECAL) и адронного калориметра (HCAL), см. Рис. 1.2. У калориметрической системы несколько основных функций — идентификация электронов, фотонов и адронов, а также измерение их энергий и координат в соответствующих калориметрических детекторах. Помимо этого калориметрическая система обеспечивает также принятие решения одного из триггеров нулевого уровня, вырабатываемого, когда поперечная энергия одной из регистрируемых частиц превосходит определенную пороговую энергию.

Детекторы SPD и PS представляют из себя почти одинаковые плоскости прямоугольных сцинтилляционных пластин, размеры которых проекционно совпадают с размерами ячеек электромагнитного калориметра ECAL, располагающегося позади них. Размеры пластин в детекторах SPD и PS так-

же отличаются друг от друга из-за проекционных требований, примерно на 0.45%. Активные области SPD и PS составляют примерно 7.6 м в ширину и 6.2 м в высоту, а расстояние между двумя сцинтилляционными плоскостями равно 56 мм. Между детекторами SPD и PS расположен свинцовый поглотитель толщиной 15 мм, соответствующий $2.5 X_0$. Детектор SPD, расположенный в самом начале калориметрической системы, служит для отделения заряженных частиц от нейтральных. Так, фотоны, в отличие от электронов и заряженных адронов, проходя SPD, не оставляют в детекторе ионизационное излучение. С другой стороны, при прохождении фотонов и электронов (но не заряженных адронов) в свинцовом поглотителе возникает электромагнитный ливень, который регистрируется предливневым детектором PS и калориметром ECAL. Все это, наряду с другими признаками, позволяет успешно отделять друг от друга фотоны, электроны и адроны⁴. Дополнительно ко всему этому, множественность заряженных частиц, регистрируемая SPD, является одним из критериев отбора события в триггере нулевого уровня. В 2011 и 2012 годах количество хитов в SPD не должно было превышать значение 900 для димьюонного триггера, и 600 — для всех остальных триггеров.

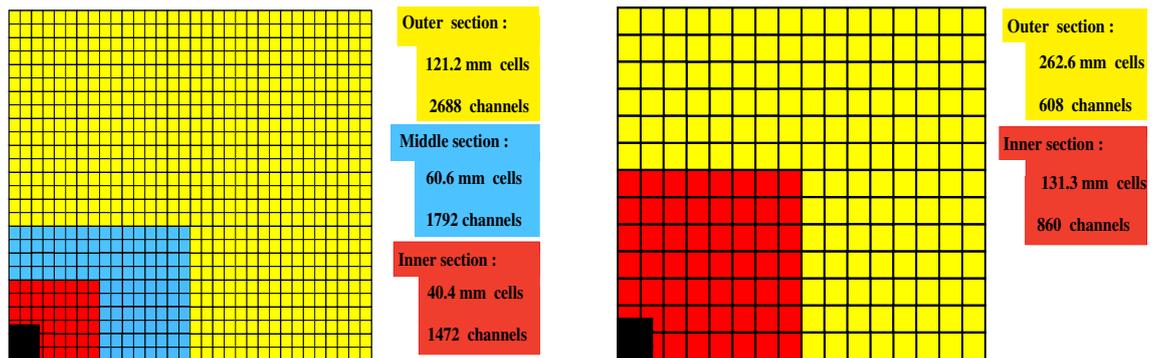


Рис. 1.11. Иллюстрация разделения детекторов ECAL (слева) и HCAL (справа) на зоны разной поперечной сегментации [64]. Показаны квадранты детекторов.

Электромагнитный калориметр ECAL представляет из себя ячеистую

⁴ Полная идентификация частиц осуществляется работой нескольких детекторов установки LHCb.

структуру, построенную из калориметрических модулей. Калориметр расположен на расстоянии 12.5 м от номинальной точки взаимодействия IP8 и имеет угловые размеры своей активной части, простирающейся от $\theta_{x,y} = 25$ мрад до $\theta_x = 300$ мрад и $\theta_y = 250$ мрад, т.е. пространственные размеры ЕСАL составляют 6.3 м в высоту и 7.8 м в ширину. В продольном же направлении ЕСАL занимает 83.5 см. Калориметрические модули изготовлены по технологии типа шашлык, т.е. состоят из череды слоев свинцового поглотителя и сцинтиллятора (расположенных перпендикулярно оси z), пронизанных спектросмещающими (WLS) оптическими волокнами. Каждый такой слой построен из свинцовой пластины толщиной 2 мм, тонкой белой бумаги типа TYVEK толщиной 120 $\mu\text{м}$ и сцинтилляционной пластины толщиной 4 мм. Количество таких слоев равно 66 с общим продольным размером, равным 42 см, что соответствует $25 X_0$ ($1.1 \lambda_I$). Радиус Мольера такой системы слоев равен 3.5 см. Поэтому минимальный поперечный размер одного модуля был выбран равным $4.04 \times 4.04 \text{ см}^2$. Поскольку плотность потока частиц на поверхности калориметра имеет ступенчатую функцию и изменяется на два порядка при удалении от оси пучков, калориметр ЕСАL разделен на три секции: внутреннюю, среднюю и внешнюю (см. Рис. 1.11). Во внутренней секции размер одного модуля калориметра равен $4.04 \times 4.04 \text{ см}^2$, в средней секции — $6.06 \times 6.06 \text{ см}^2$, а во внешней — $12.12 \times 12.12 \text{ см}^2$. Энергетическое разрешение ЕСАL, измеренное с помощью электронов на тестовом пучке, составило [59, 65]

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{ЕСАL}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} = \frac{(9.0 \pm 0.5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.8)\% \oplus \frac{(9.0 \pm 0.5)\%}{E}, \quad (1.1)$$

где E измеряется в ГэВ, а символ \oplus означает квадратичное суммирование. Эти измерения показали также, что средний световой выход модуля ЕСАL равен 3000 ф.э./ГэВ [65]. Массовое разрешение B мезонов, измеренное для радиационных распадов $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ и $B^0 \rightarrow \phi\gamma$, получилось равным ~ 93

МэВ/с², где основной вклад в это значение приходилось от энергетическое разрешение ЕСАЛ [58, 65]. Что касается разрешения по массе для нейтральных мезонов, то для π^0 с малой поперечной энергией такое разрешение составляет около 8 МэВ/с² [65]. У таких пионов оба фотона хорошо разделяются. Для π^0 с большим импульсом, и для всех нейтральных пионов с поперечным импульсом больше 2 ГэВ/с, оба фотона образуют пересекающиеся кластера. Для такого случая имеется специальный алгоритм разделения кластеров. Массовое разрешения для π^0 с большим импульсом, когда оба фотона образуют пересекающиеся кластера, составляет около 30 МэВ/с², и около 20 МэВ/с², когда фотоны образуют отдельные кластера [58, 65].

После электромагнитного калориметра расположен адронный калориметр HСAL, который находится на расстоянии $z = 13.33$ м от номинальной точки взаимодействия протонов. Размер HСAL составляет 6.8 м в высоту, 8.4 м в ширину и 1.655 м в продольном направлении. Детектор HСAL имеет ячеистую структуру, которая в отличие от ЕСАЛ, разделена только на две зоны: внутреннюю и внешнюю (см. Рис. 1.11). Внутри каждой ячейки расположены модули HСAL, которые во внутренней зоне обладают поперечным размером 13.13×13.13 см², а во внешней зоне — 26.26×26.26 см². Поперечные размеры HСAL модулей больше соответствующих размеров ЕСАЛ модулей, но поперечные границы HСAL модулей всегда соответствуют границам ЕСАЛ модулей. Модуль HСAL сделан из железных (в качестве поглотителя) и сцинтилляторных (в качестве активного материала) пластин. Характерной особенностью модуля HСAL является расположение в нём этих пластин — они расположены вдоль оси пучков БАК, а не поперек как у модулей ЕСАЛ, см. [59]. Продольный размер одного HСAL модуля равен примерно 120 см (без учета фотоумножителей), что соответствует $5.6 \lambda_L$. Измеренное энерге-

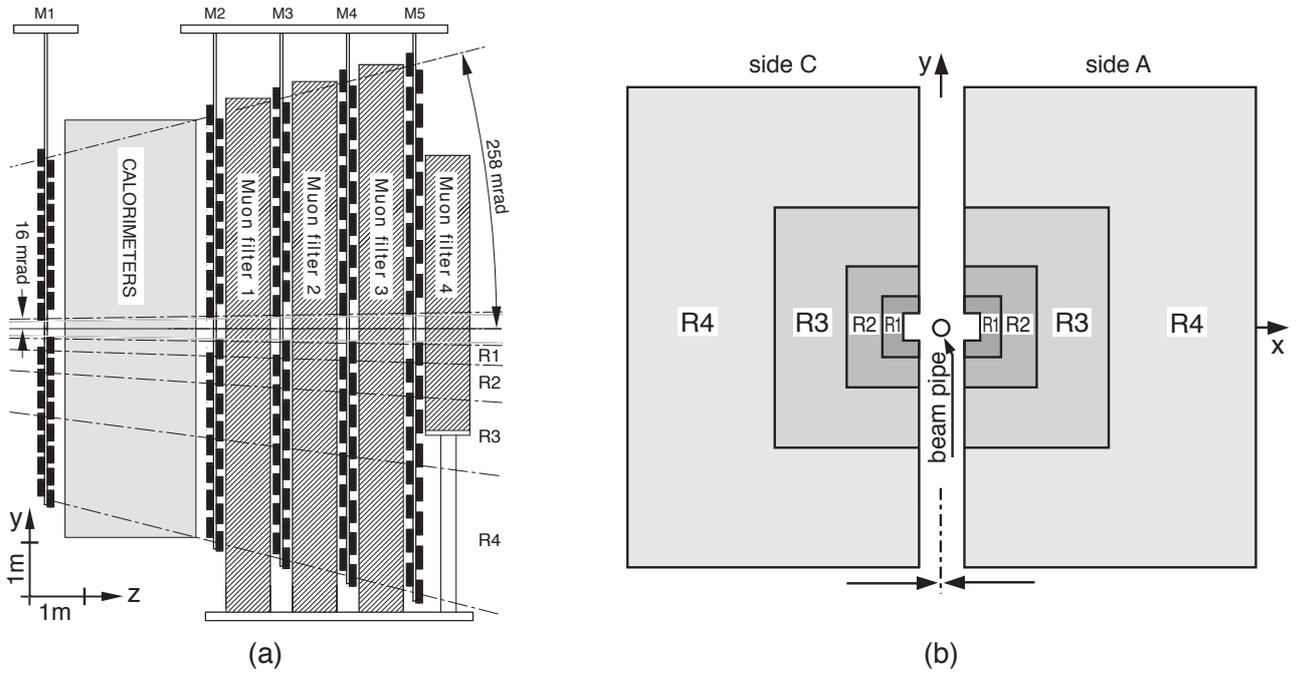


Рис. 1.12. (а) Схематичный вид мюонной системы [66]. (б) Фронтальный вид одной из станций мюонной системы, содержащей 4 региона R1–R4 [66].

тическое разрешение HCAL составило [65]

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{HCAL} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%, \quad (1.2)$$

где E в ГэВ. Эти измерения также показали, что средний световой выход модуля HCAL равен 105 ф.э./ГэВ [65].

§1.7. Мюонная система

Основная задача мюонной системы состоит в том, чтобы обеспечить триггер нулевого уровня быстрой информацией о наличии мюона с большим поперечным импульсом p_T (триггерная линия $L0_{\mu on}$, см. §1.10), а также обеспечить высокую эффективность мюонной идентификации в триггере высокого уровня и в физическом анализе данных. Мюонная система, показанная на Рис. 1.12 (см. также Рис. 1.2), состоит из пяти станций M1–M5, имеющих

прямоугольную форму и расположенных вдоль пучковой оси z . Геометрия всех пяти станций обладает проективной формой, построенной относительно номинальной точки взаимодействия пучков IP8. Станции M2-M5 расположены позади калориметрической системы и чередуются железными поглотителями, каждый из которых обладает толщиной 80 см. Общая измерительная площадь всей мюонной системы составляет около 435 м². Станция M1 расположена перед системой калориметров, которая служит поглотителем для последующих станций M2-M5. Минимальный импульс, которым должен обладать мюон, чтобы пройти все пять станций с общей толщиной поглотителей, равной примерно 20 ядерным длинам взаимодействия λ_I (включая калориметрическую систему), равен примерно 6 ГэВ/с.

Измерение поперечного импульса мюонов p_T производится мюонными станциями самостоятельно с точностью $\sim 35\%$ без учета первой станции M1, и с точностью $\sim 25\%$ с учетом M1 [66]. Как видно из Рис. 1.12 (b), каждая мюонная станция разбита на четыре измерительных региона (R1-R4), каждый из которых представляет из себя сложную систему многопроволочных пропорциональных камер (multi-wire proportional chambers, MWPC). Регионы R1-R4 сегментированы в масштабе 1:2:4:8. Лишь только в регионе R1 первой станции M1 используются в качестве трекового детектора газовые электронные умножители (gas electron multiplier, GEM). Система MWPC состоит из набора пропорциональных камер, размеры которых зависят от того, в каком регионе (R1-R4) они расположены.

Рис. 1.13 показывает региональную сегментацию одного из квадрантов станции M1, а также относительные размеры логических зон, на которые еще дополнительно разбит каждый регион. Например, регион R1 станции M1 (M1R1) разбит на 24 зоны по горизонтали и 8 зон по вертикали. Каждая такая зона имеет размер 1 см по горизонтали и 2.5 см по вертикали. Размеры других зон зависят от того, в какой станции они находятся и в каком

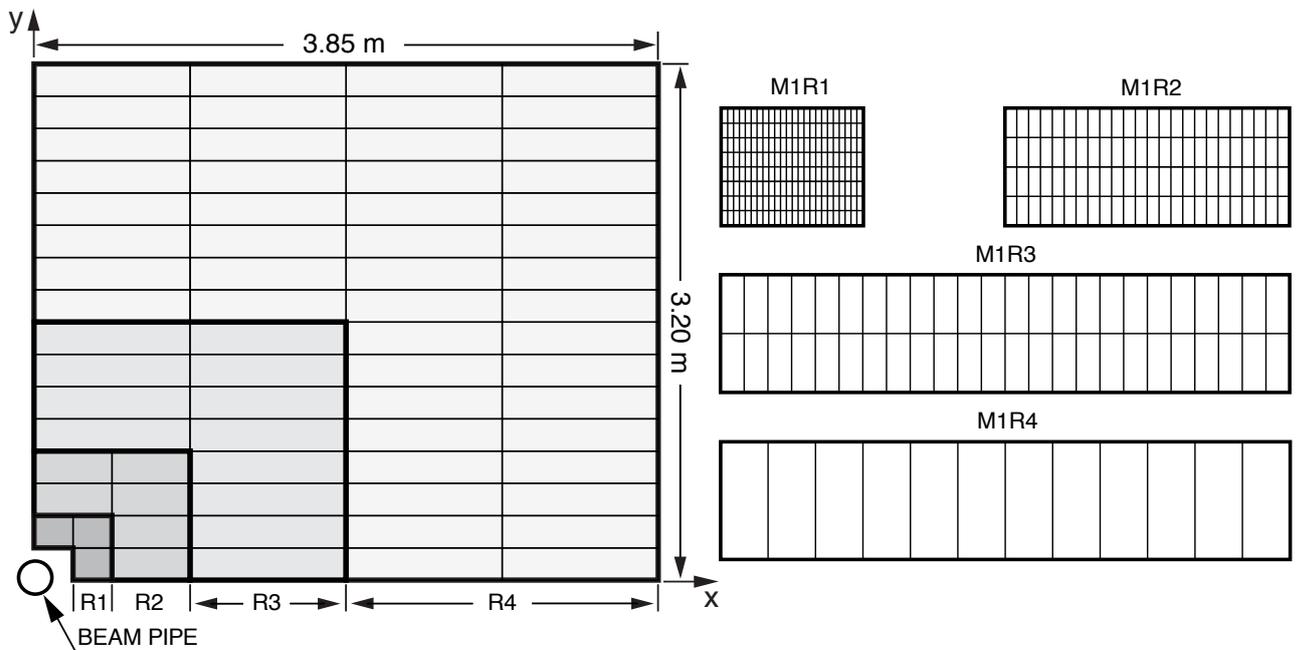


Рис. 1.13. Фронтальный вид квадранта мюонной станции (слева) и логическое разбиение одного из квадрантов станции M1 (справа) [66].

регионе. Подробности можно найти в Таблице 6.5 [59]. Во всех пропорциональных камерах мюонных станций проволоочки натянуты вертикально с шагом 2 мм. Таким образом пространственное разрешение по горизонтали (т.е. в плоскости отклонения дипольного магнита) определяется именно этим шагом, а пространственное разрешение по вертикали определяется вертикальным размером вышеупомянутой зоны. В станциях M2-M5 камеры состоят из четырех симметрично расположенных вдоль пучка измерительных плоскостей проволоочек. Каждая такая плоскость со своей газовой камерой (gas gap), продольная толщина которой равна 5 мм. Первые две и последние две плоскости проволоочек заИЛИны. А в станции M1 всего только две измерительных плоскости. Каждая камера станций обдувается газовой смесью, состоящей из Ar/CO₂/CF₄ смешанных в пропорции 40:55:5 (45:15:40) для системы камер MWPC (GEM).

Эффективность работы каждой станции более 99%, а временное разре-

шение около 5 нс [66]. В среднем эффективность мюонной идентификации, обеспечиваемая мюонной системой, составляет $(97.3 \pm 1.2)\%$, а вероятность ошибочной идентификации пионов как мюонов и каонов как мюонов равна $(2.35 \pm 0.04)\%$ и $(1.67 \pm 0.06)\%$, соответственно [67].

§1.8. Математическое моделирование данных

Почти всё программное обеспечение, используемое для анализа данных в эксперименте LHCb, выполняет свою работу в рамках объектно ориентированного подхода GAUDI [68]. Различные программные приложения выполняют разные поставленные задачи. В целом можно выделить следующие основные задачи программного обеспечения LHCb:

- 1) **Моделирование pp-взаимодействий.** Эта задача осуществлялась в данной диссертационной работе с помощью программы PYTHIA 6.4 [69] с конфигурационными настройками эксперимента LHCb [70]. На выходе этой программы получались частицы, рожденные в результате pp-столкновений и представленные соответствующими 4-импульсами. Распад и временная эволюция образованных частиц осуществлялись с помощью программы EVTGEN [71]. При этом излучение фотонов в конечном состоянии учитывалось с помощью программы PHOTOS [72]. Моделирование образования тяжелых кваркониев проводилось на основе механизмов образований цветковых синглетов и цветковых октетов [70, 73]. Образование $\Upsilon(nS)$ мезонов моделировалось без поляризации этих частиц в начальном состоянии.
- 2) **Моделирование работы детектора LHCb.** Эволюция частиц в детекторе (взаимодействие частиц с материалом детектора; трассировка частиц в детекторе, включая прохождение заряженных частиц в

магнитном поле; распады нестабильных частиц и т.д.), а также моделирование отклика детектора выполнялись с помощью пакета программ GEANT4 [74, 75] (см. также [76]).

- 3) **Оцифровка** отклика экспериментальной установки LHCb моделировалась с помощью программы BOOLE [77]. Её работа заключалась в симуляции отклика детекторов установки и в моделировании поведения соответствующей электроники.
- 4) **Моделирование триггерных решений**, описанных в [78] (см. также §1.10), включало в себя симуляцию триггера нулевого уровня (триггер L0) и триггера высокого уровня (триггер HLT). Поскольку при физическом наборе данных этот этап работы протекает в реальном времени, часто его называют online реконструкцией [79].
- 5) **Offline реконструкция** событий проводилась с помощью программы BRUNEL [80]. Её основная задача состояла в реконструкции треков от заряженных частиц, реконструкции событий в калориметрах и идентификации частиц.
- 6) **Физический анализ** включал в себя окончательный отбор интересных событий и их физический анализ. Отбор событий (или их предварительный отбор, т.е. так называемый стрипинг событий) обычно проводится с помощью программы DaVinci [81]. В зависимости от того, какая информация содержится во входных файлах, полный (или микро) DST формат данных, можно заново сделать реконструкцию события. Для получения результатов, представленных в данной диссертации, использовались также программы Bender [82] (для отбора событий) и Ostar [83] (для физического анализа).

Перечисленные выше пункты 1-4 это этапы, на которых проходило моделирование экспериментальных данных. Математическое моделирование экспериментальных данных проводилось методом Монте-Карло. На выходе пунктов 1-4 образовывались так называемые Монте-Карло данные, записанные в файлы в том же самом формате, что и экспериментальные данные. Одни и те же программы, перечисленные в пунктах 5-6, применялись как на экспериментальных, так и на Монте-Карло данных.

§1.9. Восстановление событий

Реконструкция событий в спектрометре LHCb включает в себя реконструкцию треков, реконструкцию первичных вершин, реконструкцию и идентификацию фотонов, а также идентификацию заряженных частиц.

§1.9.1. Реконструкция треков

Программа реконструкции треков находит все треки рассматриваемого события благодаря зарегистрированным хитам в трековых детекторах VELO, TT и T1-T3 (IT и OT). Локальная коллекция хитов образует трековые сегменты. Поскольку магнитное поле в местах расположений трековых детекторов небольшое (см. Рис. 1.14), эти трековые сегменты представляют из себя почти прямые линии. Как известно траектория заряженной частицы, движущейся в постоянном магнитном поле, характеризуется пятью параметрами для данного значения длины (или координаты z) траектории⁵. Поэтому в силу спецификации установки LHCb (классический спектрометр с дипольным магнитом и измерительной трековой системой до и после магнита) в качестве вектора состояния траектории было выбрано следующее представление

⁵ Движение заряженной частицы в магнитном поле описывается векторным дифференциальным уравнением второго порядка.

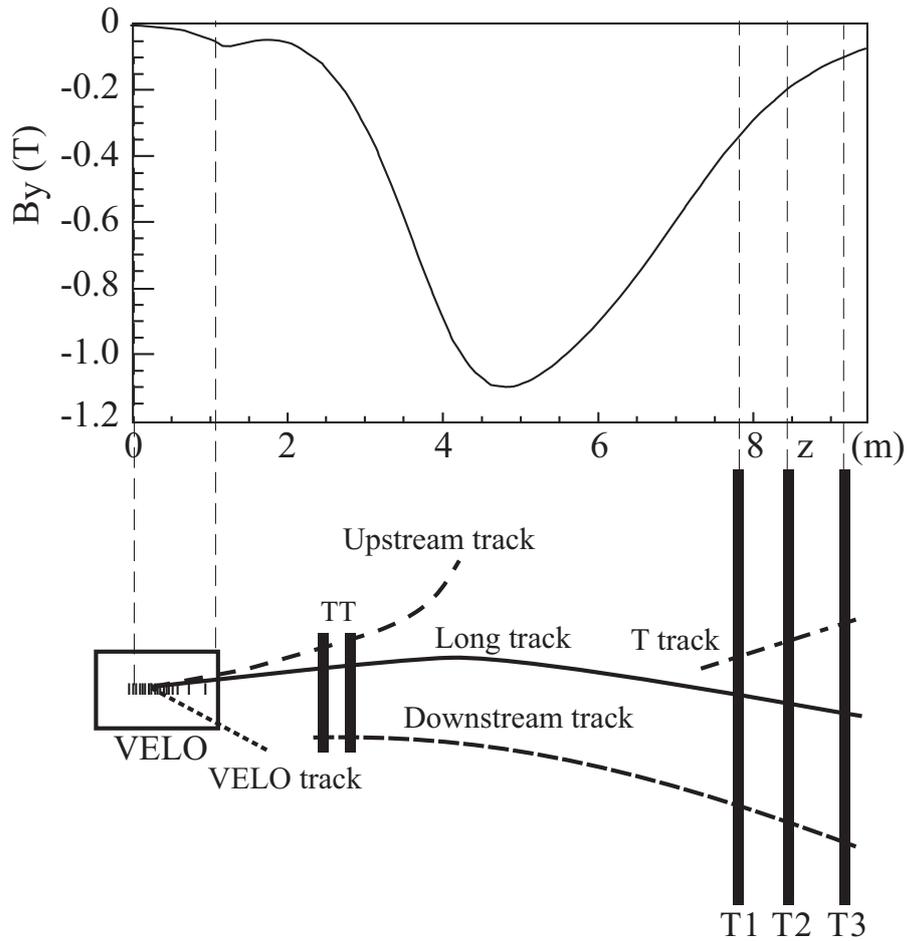


Рис. 1.14. Схематическая иллюстрация треков разного типа [59]: long (длинные), upstream (ближние), downstream (дальние), VELO и T треки. Сверху показана зависимость B_y компоненты магнитного поля от координаты z .

$(x, y, dx/dz, dy/dz, q/p)$, где $x, y, dx/dz, dy/dz, q/p$ — это, соответственно, две координаты, два тангенциальных направления и обратное значение импульса со знаком заряда частицы, определяемые для данного значения координаты z . Всевозможные траектории образуются, перебирая детекторные хиты в трековой системе. Треки в спектрометре LHCb подразделяются на следующие классы: 1) VELO треки, 2) ближние (upstream) треки, 3) T треки, 4) длинные (long) треки и 5) дальние (downstream) треки (см. Рис. 1.14). В зависимости от класса трека применяется тот или иной алгоритм реконструкции траектории заряженной частицы. Сначала программа реконструкции пыта-

ется восстановить длинный (long) трек. Для этого рассматривают трековые сегменты (как кандидаты в рассматриваемый трек) в вершинном детекторе VELO и станциях T1-T3. В детекторе VELO трековые сегменты параметризуются прямыми линиями, а в станциях T1-T3 — параболой. Так как магнитным поле в T1-T3 уже нельзя пренебрегать. В программе реконструкции для длинных треков применяются два алгоритма реконструкции траекторий — прямой и обратный. В прямом алгоритме реконструкция треков осуществляется от VELO к T1-T3, а в обратном — наоборот. После того, как находятся все длинные (long) треки, из оставшихся трековых сегментов начинается поиск ближних (upstream) и дальних (downstream) треков. Ближние треки обычно формируются частицами с малым значением импульса, поэтому они вымываются из акцептанса LHCb дипольным магнитом. Класс дальних треков обычно формируется такими частицами как K_s и Λ . Под конец из оставшихся треков осуществляется поиск VELO и T треков. В общем случае VELO треки это треки, которые не попали в акцептанса спектрометра LHCb, а T треки — это треки от заряженных частиц, которые образуются во вторичных взаимодействиях. После того, как находятся все траектории, к ним применяется фильтр Кальмана [84, 85], который, учитывая геометрию спектрометра, осуществляет процедуру перефитирования треков с учетом многократного рассеяния и энергетических потерь dE/dx при прохождении заряженной частицы через вещество. На выходе из программы реконструкции каждый трек обеспечивается вектором состояния $(x, y, dx/dz, dy/dz, q/p)$ и ковариационной матрицей этих параметров. Качество реконструированного трека, полученного после фита, характеризуется χ^2 и распределениями *pull* значений для трековых параметров.

В сеансах 2011 и 2012 годов трековая система установки LHCb обеспечивала измерение импульса p заряженных частиц с неопределенностью, которая изменялась от 0.5% при малых значений импульса до 1.0% при 200 ГэВ/с.

Эффективность восстановления длинных треков, т.е. треков, проходящих через весь спектрометр, составила в среднем более 96%.

§1.9.2. Реконструкция первичных вершин

Поиск и реконструкция первичных вершин осуществлялись, используя следующую итеративную процедуру. Для каждого трека, измеренного с помощью вершинного детектора VELO (это длинный, передний или VELO трек), определяется его z координата в точке, наиболее близкой к пучковой линии. Полученные z координаты треков образуют распределение, с помощью которого определяют пики (кандидаты в первичные вершины) и треки, принадлежащие этим пикам. Треки, ассоциированные с выбранным пиком, используются для проведения вершинного фита. Затем из этого набора треков исключаются те треки, у которых значение χ^2 прицельного параметра по отношению к определенной первичной вершине > 225 (это условие для первой итерации). Далее, оставшиеся треки используются в новом вершинном фите и снова удаляются те треки, у которых значением χ^2 прицельного параметра > 9 (это условие применяется также на всех последующих итерациях). Эта процедура повторяется итеративно до тех пор, пока не останется по крайней мере 6 треков, образующих первичную вершину. Найденная таким образом первичная вершина сохраняется, а треки, ассоциированные с ней, удаляются из дальнейшего рассмотрения при поиске новой первичной вершины (для данного события). Если в результате такой процедуры не удастся найти ни одной первичной вершины, то в качестве единственной первичной вершины для данного события принимается та, которая была определена из выше указанного распределения z координат. В 2011 и 2012 годах минимальное расстояние трека к первичной вершине, так называемый импакт параметр, имело разрешение, равное $(15 + 29/p_T)$ мкм, где p_T это поперечная компонента импульса,

измеренная в ГэВ/с.

§1.9.3. Идентификация заряженных частиц

Идентификация заряженных частиц осуществляется с помощью информации, которая поступает от двух детекторов RICH, а также калориметрической и мюонной систем. Эта информация обрабатывается и комбинируется, чтобы вынести оптимальное решение для идентификации долгоживущих заряженных частиц (e , μ , π , K или p).

Идентификация электронов осуществляется в основном, используя импульс и энергию электронов, которые измеряются в трековой системе и электромагнитном калориметре, соответственно. При этом идентификация заряда электрона выполняется детекторами SPD и PS. Отношение энергии электрона к его импульсу имеет распределение, сосредоточенное возле единицы. Дополнительная информация по идентификации e приходит также от детекторов RICH1 и RICH2.

Идентификация мюонов осуществляется с помощью мюонной системы и включает в себя следующую процедуру. Хорошо реконструированные треки с импульсом $p > 3$ ГэВ/с экстраполируются в станции мюонной системы. Экстраполированные треки должны быть в акцептансе станций M2-M5. В каждой мюонной станции вокруг каждого экстраполированного трека (fields of interest, FOI) проводится поиск хитов. При этом параметризация области поиска, FOI, где проводится поиск хитов, зависит от местоположения экстраполированной точки и импульса заряженной частицы. Трек рассматривается как мюонный кандидат (выработка триггерного решения $IsMuon$), если имеется минимальное число станций (от 2 до 4), в которых были найдены хиты в соответствующих областях поиска FOI. Минимальное количество мюонных станций, в которых должны быть найдены хиты, зависит от импульса ча-

стицы, см. Таблицу 1.1. Два детектора RICH помогают улучшить качество идентификации мюонов.

Импульсный диапазон	Мюонные станции
$3 \text{ GeV}/c < p < 6 \text{ GeV}/c$	M2 & M3
$6 \text{ GeV}/c < p < 10 \text{ GeV}/c$	M2 & M3 & (M4 or M5)
$p > 10 \text{ GeV}/c$	M2 & M3 & M4 & M5

Таблица 1.1. Выработка триггерного решения $1s\mu\text{on}$ в мюонной системе как функция значения импульса трека [54, 86].

Идентификация заряженных адронов осуществляется с помощью двух детекторов RICH1 и RICH2. При этом используется дополнительная информация, приходящая от трековой и калориметрической систем. Заряженные частицы, пересекающие радиаторы детекторов RICH1 и RICH2, излучают свечение Вавилова-Черенкова, которое регистрируется фотодетекторами в виде колец. Для каждого трека строится функция правдоподобия, которая сравнивает одно из наблюдаемых колец, ассоциированное с рассматриваемым треком, с кольцом, ожидаемым для разных массовых гипотез рассматриваемой частицы. На выходе программы реконструкции каждый трек снабжается функцией правдоподобия для разных массовых гипотез, но текущим значением функции правдоподобия является то, которое максимально для данного трека.

Как уже отмечалось, при идентификации заряженных частиц используется информация, поступающая от двух детекторов RICH, калориметрической и мюонной систем. Для окончательной идентификации частиц применяется комбинированный подход, который учитывает всю информацию, приходящую от этих детекторов [54, 58]. При этом используются два независимых подхода. В первом подходе строится комбинированная функция правдоподобия, состоящая из функций правдоподобий, поступающих от соответ-

ствующих детекторных систем. Выражаются эти комбинированные функции правдоподобия следующим образом:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(e) &= \mathcal{L}^{\text{RICH}}(e) \times \mathcal{L}^{\text{CALO}}(e) \times \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\text{non } \mu) \\ \mathcal{L}(\mu) &= \mathcal{L}^{\text{RICH}}(\mu) \times \mathcal{L}^{\text{CALO}}(\text{non } e) \times \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\mu) \\ \mathcal{L}(h) &= \mathcal{L}^{\text{RICH}}(h) \times \mathcal{L}^{\text{CALO}}(\text{non } e) \times \mathcal{L}^{\text{MUON}}(\text{non } \mu),\end{aligned}\quad (1.3)$$

где величины $\mathcal{L}^{\text{RICH}}$, $\mathcal{L}^{\text{CALO}}$ и $\mathcal{L}^{\text{MUON}}$ это функции правдоподобия для той или иной массовой гипотезы, полученные в RICH, калориметрической и мюонной системах, соответственно, а символ h означает адрон. Чтобы сделать выбор в пользу какой-то массовой гипотезы, в offline анализе работают, например, со следующей величиной

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi} = \ln \mathcal{L}(X) - \ln \mathcal{L}(\pi) = \ln \mathcal{L}(X) / \ln \mathcal{L}(\pi), \quad (1.4)$$

где символ X означает электронную, мюонную, каонную или протонную массовую гипотезу. Величина $\Delta \ln \mathcal{L}_{X\pi}$ является мерой вероятности массовой гипотезы X для данного трека по отношению к пионной массовой гипотезе. Делая кат на эту величину, отбирают ту или иную массовую гипотезу. Во втором комбинированном подходе для идентификации частиц учитывается корреляция между различными детекторами установки LHCb, а также некоторая другая дополнительная информация. Все это делается, используя мультивариационную технику [58, 87], которая на выходе выдает вероятность той или иной массовой гипотезы. Разрешение по углу излучения Вавилова-Черенкова составило 1.618 ± 0.002 мрад для газа C_4F_{10} в RICH1, и 0.68 ± 0.02 мрад для газа CF_4 в RICH2 [58].

§1.9.4. Реконструкция фотонов и нейтральных пионов

Реконструкция и идентификация фотонов осуществляется с помощью электромагнитного калориметра ECAL, а также детекторов SPD и PS, сто-

ящих перед ним. Фотон определяется как нейтральный кластер в ECAL, с которым не ассоциирован ни один заряженный трек. Это обеспечивается экстраполяцией реконструированных треков на переднюю плоскость электромагнитного калориметра. Для этого строится специальный функционал, который определяет разность между рассматриваемыми треками и кластерами в ECAL [54]. Дополнительно, детектор SPD помогает разделить электромагнитный ливень в ECAL на электронную и фотонную компоненты. Энергия фотона определяется из полной кластерной энергии в ECAL и энергии, оставленной в предливневом детекторе PS. Массовое разрешение радиационного распада $B^0 \rightarrow K^{*0}(K^+\pi^-)\gamma$, в котором доминирует энергетическое разрешение ECAL, составило $\sim 93 \text{ МэВ}/c^2$ [58, 65]. Что касается нейтральных пионов, то они делятся на те π^0 , которые формируются из двух хорошо разделяемых фотонов, и те пионы, которые образованы из не хорошо разделяемых фотонов. Первый класс нейтральных пионов формируются в основном из π^0 , обладающих малым значением поперечного импульса. Второй класс нейтральных пионов образуется в основном из π^0 , у которых поперечный импульс больше $2 \text{ ГэВ}/c$. Здесь мы не будем подробно останавливаться на нейтральных частицах, поскольку они не использовались в данной диссертационной работе. Отметим лишь, что массовое разрешение распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ составило $20 \text{ МэВ}/c^2$ ($30 \text{ МэВ}/c^2$) для хорошо (не хорошо) разделяемых фотонов [58, 65].

§1.10. Триггерная система

Триггерная система экспериментальной установки LHCb состоит из двух уровней: триггер нулевого уровня (Level-0, L0) и триггер высокого уровня (High Level Trigger, HLT). Триггер нулевого уровня L0 вырабатывается специально сделанной для этого электроникой на основе информации, поступаю-

щей от вершинного детектора VЕLO, калориметрической и мюонной систем. Триггер высокого уровня HLT осуществляется с помощью программного приложения, написанного на С++ и запущенного параллельно на большом количестве логических узлов компьютерной мультипроцессорной фермы. В сеансе 2011 (2012) года использовалось около 26000 (29000) логических узлов. Работа триггера L0 синхронизирована с работой Большого Адронного Коллайдера, на котором, как уже отмечалось в §1.3, пересечение всех коллайдерных банчей осуществляется с тактовой частотой 40 МГц, что соответствует 25 нс разделению этих банчей. В 2011 году структура банчей БАК была устроена таким образом, что минимальное разделение между банчами составляло 50 нс, а реальная частота пересечения наполненных банчей составляла около 11 МГц [56]. Техническая задача триггера L0 состоит в том, чтобы сократить частоту пересечения всех банчей, т.е. номинальную частоту 40 МГц, до частоты 1.1 МГц, на которой детектор LHCb зачитывался в 2011 и 2012 годах. Реализация этой программы осуществляется разделением триггера L0 на 3 независимых триггера: калориметрический L0, мюонный L0 и pile-up L0.

Калориметрический триггер L0 формируется всей калориметрической системой, состоящей из детекторов SPD, PS, ECAL и HCAL (см. §1.6). Эта система детекторов проверяет наличие максимальной поперечной энергии кластера E_T , образованного адронным (L0Hadron), электронным (L0Electron) и фотонным (L0Photon) кандидатами в соответствующих калориметрах. Кластерные энергии кандидатов E_T сравниваются с пороговыми значениями, и событие удерживается триггером L0, если хотя бы у одного кандидата значение E_T выше своего порога, см. Таблицу 1.2.

Мюонный триггер L0 формируется мюонными станциями M1-M5 (см. §1.7). Каждый квадрант мюонной системы связан со своим мюонным процессором L0 и таким образом, чтобы не было обмена информацией между 4 мюонными процессорами L0. В каждом квадранте происходит поиск и иден-

	2011	2012
одионочный мюон	1.48 ГэВ/с	1.76 ГэВ/с
димюон $p_{T1} \times p_{T2}$	$(1.296 \text{ ГэВ/с})^2$	$(1.6 \text{ ГэВ/с})^2$
адрон	3.5 ГэВ	3.7 ГэВ
электрон	2.5 ГэВ	3 ГэВ
фотон	2.5 ГэВ	3 ГэВ

Таблица 1.2. Пороговые значения для триггера L0 в 2011 и 2012 годах [88].

тификация двух мюонных треков с наибольшими поперечными импульсами относительно оси z установки LHCb. В первых двух станциях мюонной системы, M1 и M2, поперечный импульс трека p_T может быть восстановлен с точностью $\sim 25\%$. Это значение было получено относительно мюонных треков, реконструированных offline. Мюонный триггер L0 всей мюонной системы выставлялся в 2011 (2012) году сработавшим на один мюонный кандидат (триггер L0Muon), если поперечный импульс кандидата был больше 1.48 (1.76) ГэВ/с [88], см. Таблицу 1.2. Ди-мюонный триггер L0 выставлялся в 2011 (2012) году сработавшим на два мюонных кандидата (триггер L0DiMuon), если произведение поперечных импульсов двух кандидатов было больше 1.68 (2.56) $(\text{ГэВ/с})^2$ [88], см. Таблицу 1.2.

Триггер pile-up L0 подсчитывает количество первичных вершин для данного события. В 2011 и 2012 годах это осуществлялось с помощью первых двух сенсорных модулей (pile-up модули) вершинного детектора VELO (см. §1.4.1). Для определения первичных вершин эти два полупроводниковых модуля работали с заряженными треками, летящими в обратном направлении по отношению к детектору LHCb. Триггер pile-up L0 отбирал события с небольшим количеством видимых pp-взаимодействий⁶. Рис. 1.4 показывает

⁶ Технически видимое взаимодействие определяется как взаимодействие, при котором по крайней

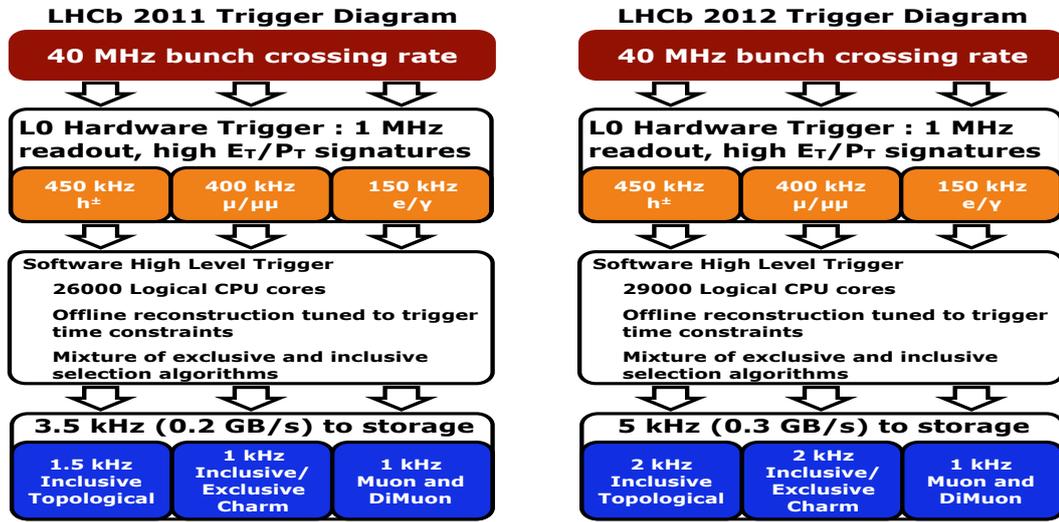


Рис. 1.15. Триггерная схема в эксперименте LHCb в 2011 и 2012 годах.

распределение видимых pp-взаимодействий в 2010–2012 годах. Дополнительно к этому pile-up условию, детектор SPD подсчитывал количество заряженных треков (т.е. количество хитов в SPD) и выставлял вето на событие, если это количество превосходило 900 для триггера L0DiMuon и 600 для всех других триггеров L0.

В 2011 и 2012 годах выходной поток событий, создаваемый триггером L0 во время набора данных, составлял примерно⁷ 400 кГц для мюонного триггера (L0Muon и L0DiMuon), 450 кГц для адронного триггера (L0Hadron) и 150 кГц для фотонного и электронного триггеров (L0Photon и L0Electron), см. Рис. 1.15.

Триггер высокого уровняHLT состоит из двух уровней: HLT1 и HLT2. На первом уровне HLT1 выполняется частичная реконструкция событий, отобранных триггером L0. В 2011 (2012) году на выходе из HLT1 формировался поток событий с частотой около 43 (80) кГц [56, 88]. На втором уровне триггера HLT2 выполнялась полная реконструкция события и формировался в 2011 (2012) году выходной поток данных с частотой около 3.5 (5) кГц,

мере два трека реконструируются в вершинном детекторе VELO и при этом оба эти трека указывают на область взаимодействия IP8.

⁷ Точные значения частот можно найти в работах [56, 88].

который затем записывался на систему хранения данных. Одной из удобных особенностей триггера HLT является его гибкость, поскольку он всецело выполняется программным образом. Здесь мы не будем подробно останавливаться на работе триггера HLT, поскольку это свелось бы к подробному описанию программных алгоритмов, работающих с разными триггерными линиями (L0Muon, L0DiMuon, L0Hadron, L0Photon и L0Electron). Отдельно лишь отметим, что для анализа $\Upsilon(nS)$ мезонов использовался триггер HLT, который требовал присутствие в событии двух хорошо реконструируемых треков с $p_T > 0.5$ ГэВ/с и $p > 6$ ГэВ/с. Событие оставлялось (для данной димюонной линии) только тогда, когда эта пара идентифицировалась как два противоположно заряженных мюона с общей вершиной и эффективной массой $m_{\mu^+\mu^-} > 4.7$ ГэВ/с². Эти условия определялись в триггерных линиях Hlt1DiMuonHighMass и Hlt2DiMuonB.

Глава 2

Измерение эффективности мюонной идентификации на установке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов

§2.1. Отбор $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ событий

Эффективность мюонной идентификации определялась на экспериментальных данных с помощью димюонного распадного канала $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для этого использовался весь набор данных 2011 и 2012 годов, соответствующих pp-взаимодействиям при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. В измерении эффективности применялась техника мечения мюонов [89].

Для отбора событий $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ применялись следующие условия отбора. Требовалось, чтобы кандидаты в $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ событие выполняли условия триггера нулевого уровня L0DiMuon. Этот триггер требует, чтобы произведение поперечных импульсов двух распадных мюонов, $p_{T\mu_1} \times p_{T\mu_2}$, было больше $1.68 (2.56) \text{ ГэВ}^2/c^2$, а количество хитов в детекторе SPD было меньше 900. Все условия отбора кандидатов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ приведены в Таблице 2.1. Эти условия включают в себя: требование на качество реконструированного трека, используя величину $\chi_{\text{tr}}^2/\text{ndf}$; требование на расстояние Кульбака-Лайблера Δ_{KL} ; требование на псевдобыстроту мюона η^μ ; требования на значение импульса мюона p^μ и на значение его поперечного импульса p_T^μ ; требование на значение поперечного импульса $\mu^+\mu^-$ пары; требование на переменную IsMuon; требование на абсолютные значения координат первичной вершины $|z_{PV}|$, $|y_{PV}|$ и $|x_{PV}|$; требование на качество вершинного фита $\mu^+\mu^-$ пары путем использования вероятности \mathcal{P}_{vx} от χ^2 , полученной после фитирования

вершины; требование на величину $\chi_{\text{fit}}^2/\text{ndf}$, которая была получена после дополнительного вершинного фитирования с условием, чтобы вершина $\mu^+\mu^-$ пары совпадала с первичной вершиной [90]; и, наконец, требование на массу $\mu^+\mu^-$ пары.

Таблица 2.1. Условия отбора кандидатов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Переменная	Значение / Диапазон
$\chi_{\text{tr}}^2/\text{ndf}$	< 3
Δ_{KL}	> 5000
η^μ	(2.0, 4.9)
p^μ [ГэВ/с]	> 10
p_{T}^μ [ГэВ/с]	> 1
$p_{\text{T}}^{\mu^+\mu^-}$ [ГэВ/с]	> 2.0
basic muon ID	IsMuon
$ x_{\text{PV}} $ [мм]	< 1
$ y_{\text{PV}} $ [мм]	< 1
$ z_{\text{PV}} $ [см]	< 15
\mathcal{P}_{vx} [%]	> 0.5
$\chi_{\text{fit}}^2/\text{ndf}$	< 5
$m_{\mu^+\mu^-}$ [ГэВ/с ²]	(3.0, 3.2)

Таблица 2.2 приводит дополнительные условия отбора, связанные с мюонной идентификацией, чья эффективность подлежала определению. Эти условия отбора включают в себя: требование на вероятность ложных треков \mathcal{P}_{gh} , требование на разницу логарифмов максимального правдоподобия между мюонной и пионной гипотезами трека $\Delta \log \mathcal{L}_{\mu/\pi}$ и требование на вероятность мюонной идентификации \mathcal{P}_μ . Если кандидаты в событие $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ удовлетворяют всем критериям отбора, приведенным в Таблице 2.1, и один

Таблица 2.2. Дополнительные условия отбора, связанные с мюонной идентификацией.

Переменная	Значение
\mathcal{P}_{gh}	< 0.3
$\Delta \log \mathcal{L}_{\mu/\pi}$	> 0
\mathcal{P}_{μ}	> 0.5

распадный мюон (меченный мюон) удовлетворяет критериям отбора Таблицы 2.2, а второй распадный мюон (исследуемый мюон) не удовлетворяет требованиям Таблицы 2.2, то такой второй (исследуемый) мюон будет называться *rejected* мюон. Если выполняются условия отбора, приведенные в Таблице 2.1, и второй (исследуемый) мюон¹ удовлетворяет критериям отбора Таблицы 2.2, то такой мюон будет называться *accepted* мюон.

§2.2. Эффективность мюонной идентификации для данных, набранных в сеансах 2011 и 2012 годов

Эффективность мюонной идентификации определялась с помощью следующих выражений

$$\varepsilon^{\mu^+} = \left[1 + \frac{\mathcal{N}_{\text{rej}}^{\mu^+}}{\mathcal{N}_{\text{acc}}^{\mu^+}} \right]^{-1}, \quad (2.1a)$$

$$\varepsilon^{\mu^-} = \left[1 + \frac{\mathcal{N}_{\text{rej}}^{\mu^-}}{\mathcal{N}_{\text{acc}}^{\mu^-}} \right]^{-1}, \quad (2.1b)$$

где величина $\mathcal{N}_{\text{acc}}^{\mu^+}$ ($\mathcal{N}_{\text{rej}}^{\mu^+}$) является числом сигнальных кандидатов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, которая определялась для каждого кинематического бина положительного мюона ($\eta^{\mu}, p_{\text{T}}^{\mu}$) с помощью фитирования массового распределения $\mu^+ \mu^-$ пары, требуя, чтобы исследуемый мюон (в данном случае μ^+) классифициро-

¹ Вместе с первым (меченным) мюоном.

вался как *accepted* (*rejected*). Аналогичным образом по формуле (2.1b) определялась эффективность идентификации отрицательных мюонов ε^{μ^-} . Эффективности ε^{μ^+} и ε^{μ^-} определялись как функции кинематического бина (η^μ, p_T^μ) исследуемого мюона (μ^+ или μ^- , соответственно).

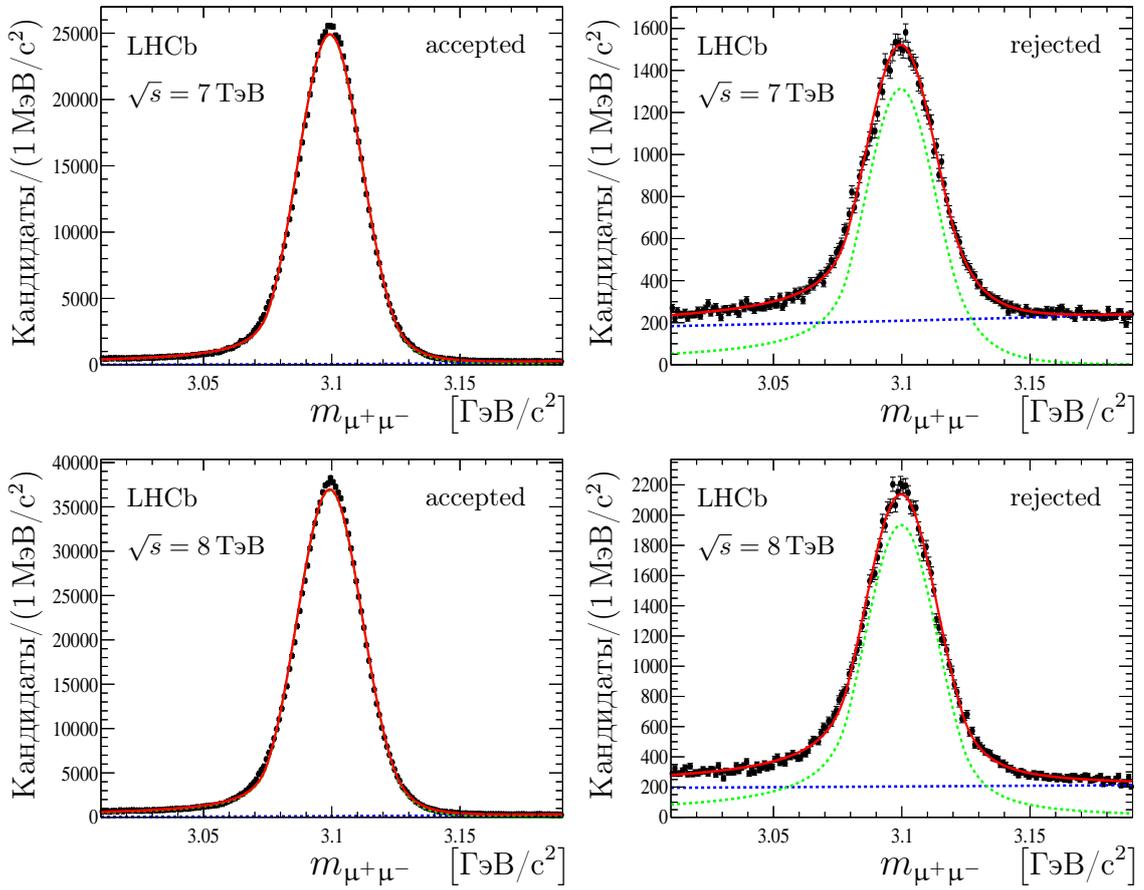


Рис. 2.1. Распределения димюонных масс, полученные для $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов, когда исследуемый положительный мюон, классифицированный как *accepted* (слева) и *rejected* (справа), находился в кинематическом диапазоне $2.0 < p_T^\mu < 2.5$ ГэВ/с и $3.0 < \eta^\mu < 3.25$. Верхний (нижний) ряд соответствует данным 2011 (2012) года и магнитной поляризации “вверх”. Красная кривая показывает результаты фита спектра димюонных масс (см. текст). Сигнальная и фоновая компоненты димюонного спектра обозначены зеленой кривой и синей линией, соответственно.

Димюонные массовые распределения отобранных $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов фитировались с помощью двухсторонней функции Crystal Ball [91–93]

для описания сигнальной компоненты и с помощью экспоненциальной функции для описания фоновой компоненты. У функции Crystal Ball параметр левого хвоста n_L (см. Приложение А) был фиксирован на нулевом значении. На Рис. 2.1 показаны спектры димюонных масс, полученные для отобранных $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов, используя данные 2011 и 2012 годов с магнитной поляризованностью “вверх”. Слева (справа) показаны димюонные массовые распределения, полученные для исследуемого положительного мюона, классифицированного как *accepted* (*rejected*). Массовое разрешение в этом кинематическом диапазоне исследуемого μ^+ равно примерно $12.6 \text{ МэВ}/c^2$ для обоих наборов данных.

Для каждого набора данных, т.е. для данных 2011 и 2012 годов, были получены эффективности мюонной идентификации ε^{μ^+} и ε^{μ^-} , каждая из которых определялась отдельно для магнитной поляризованности “вверх” и магнитной поляризованности “вниз”. На Рис. 2.2 и 2.3 показана эффективность $\varepsilon^{\mu^+}(\eta^\mu, p_T^\mu)$, определенная на данных 2011 и 2012 годов, соответственно, которые были набраны при магнитном поле, направленном вверх. На каждом из этих рисунков представлена одна гистограмма, но при изображении она разбита на две части для улучшения визуального восприятия. На этих рисунках отображаются также кривые, представленные черным, синем, магента, зеленым и красным цветами, которые соответствуют следующим значениям импульса мюона — 10, 200, 300, 400 и 500 ГэВ/с, соответственно. Аналогичные распределения эффективности мюонной идентификации были получены для μ^+ с магнитным полем, направленным вниз, а также для μ^- для разных поляризованностей магнита и разных наборов данных. Т.е. всего было получено 8 гистограмм: четыре гистограммы $\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+}$, $\varepsilon_{\text{up}}^{\mu^+}$, $\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^-}$, $\varepsilon_{\text{up}}^{\mu^-}$ для данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$) и четыре подобных гистограмм для данных 2012 года ($\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$). Индекс up (down) у эффективности $\varepsilon^\mu(\eta^\mu, p_T^\mu)$ означает, что магнитное поле было направлено вверх (вниз). В дальнейшем, при непосредственном обращении к этим гисто-

граммам, т.е. при определении эффективности мюонной идентификации как функции (η^μ, p_T^μ) , производилась интерполяция значений эффективности в разных бинах (η^μ, p_T^μ) . Т.е. сглаживался эффект конечного размера бина.

Чтобы получить представление о том, какая асимметрия мюонной идентификации была у детектора LHCb во время сеансов 2011 и 2012 годов, были получены и рассмотрены следующие величины. Была введена относительная разность эффективности мюонной идентификации, измеренная для магнитной полярности “вверх” и “вниз”, и которая определялась как

$$\delta_{\text{down,up}}^+ = 2 \times \frac{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} - \varepsilon_{\text{up}}^{\mu^+}}{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} + \varepsilon_{\text{up}}^{\mu^+}}. \quad (2.2)$$

Эта относительная разность представлена на Рис. 2.4. Слева (справа) показана разность $\delta_{\text{down,up}}^+$, полученная на данных 2011 (2012) года. Аналогично была получена относительная разность $\delta_{\text{down,up}}^-$ для отрицательного мюона. Эти величины показывают асимметрию эффективности мюонной идентификации, связанную с изменением полярности магнита.

Аналогичным образом была вычислена асимметрия $\varepsilon^\mu(\eta^\mu, p_T^\mu)$, связанная с разным зарядом мюонов для одной рассматриваемой полярности магнита. Эта величина определялась как

$$\delta_{\text{down}}^\pm = 2 \times \frac{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} - \varepsilon_{\text{down}}^{\mu^-}}{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} + \varepsilon_{\text{down}}^{\mu^-}}, \quad (2.3)$$

которая представлена на Рис. 2.5. На этом рисунке показан случай, соответствующий магнитной полярности “вниз”.

Также была получена относительная разность эффективности мюонной идентификации для μ^+ (магнитная полярность “вниз”) и μ^- (магнитная полярность “вверх”), которая определялась по формуле

$$\delta_{\text{down,up}}^\pm = 2 \times \frac{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} - \varepsilon_{\text{up}}^{\mu^-}}{\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+} + \varepsilon_{\text{up}}^{\mu^-}}. \quad (2.4)$$

Эта относительная разность эффективности представлена на Рис. 2.6.

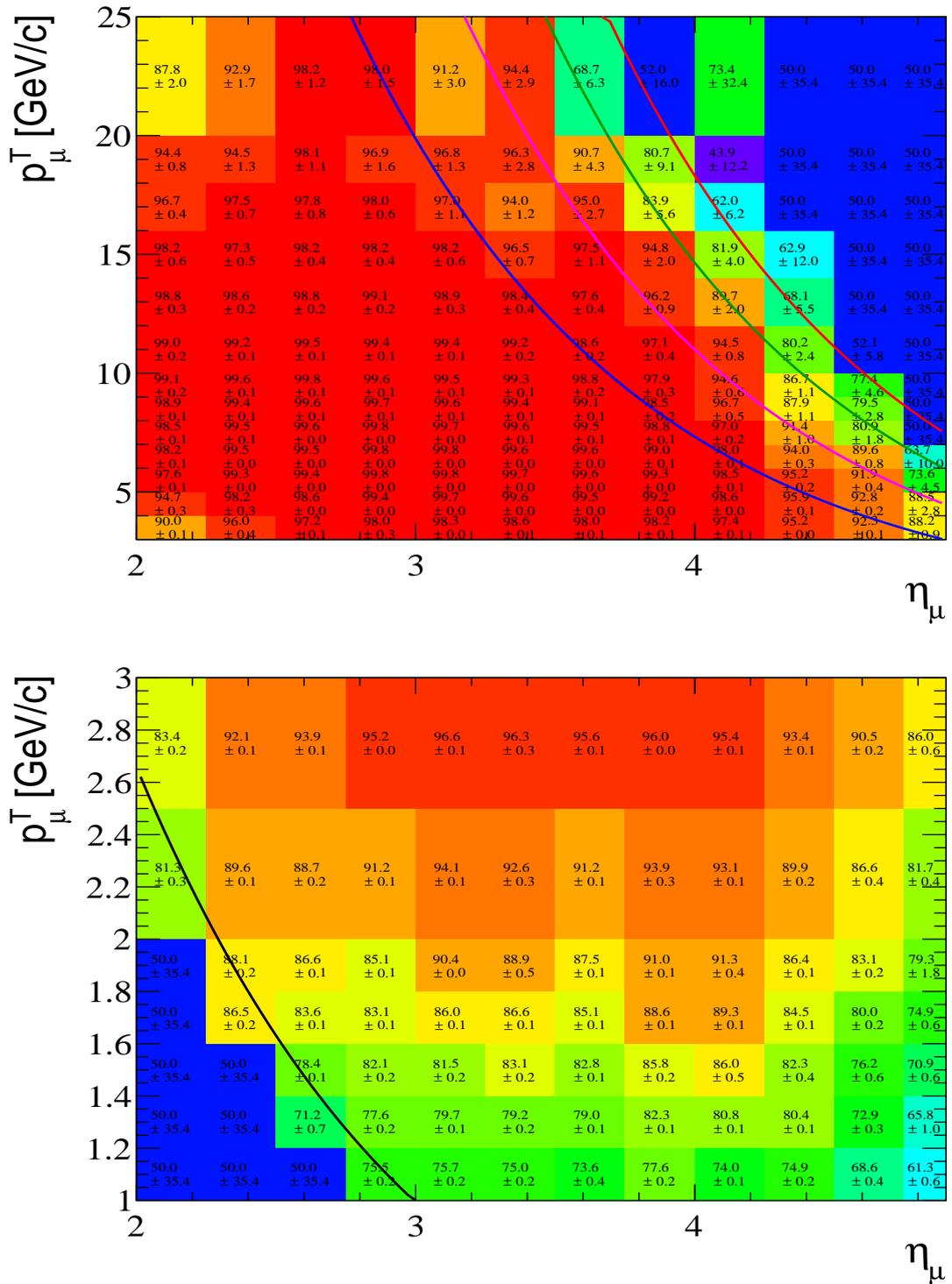


Рис. 2.2. Эффективность мюонной идентификации, [%], определенная для μ^+ на данных 2011 года при магнитном поле, направленном вверх.

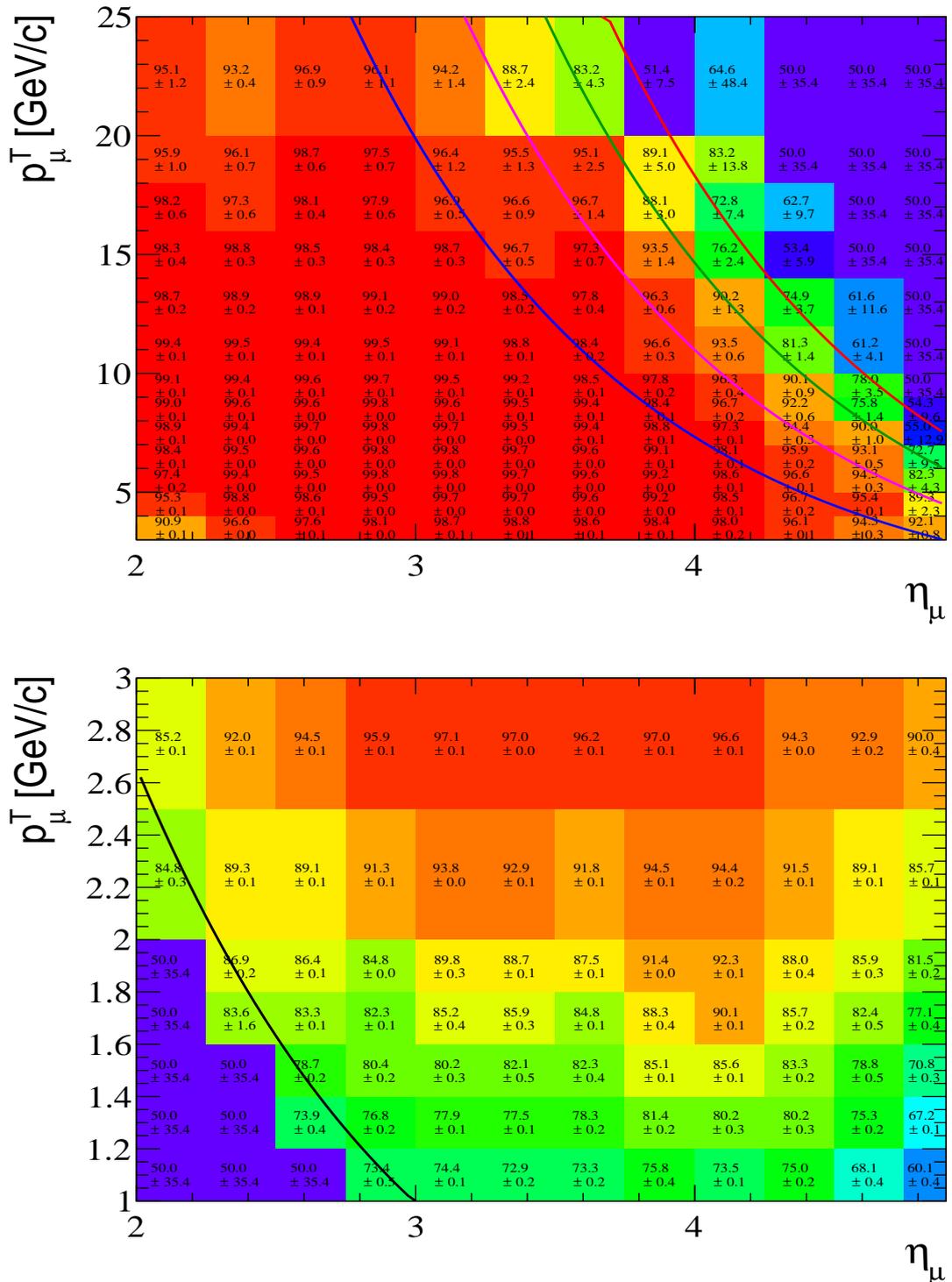


Рис. 2.3. Эффективность мюонной идентификации, [%], определенная для μ^+ на данных 2012 года при магнитном поле, направленном вверх.

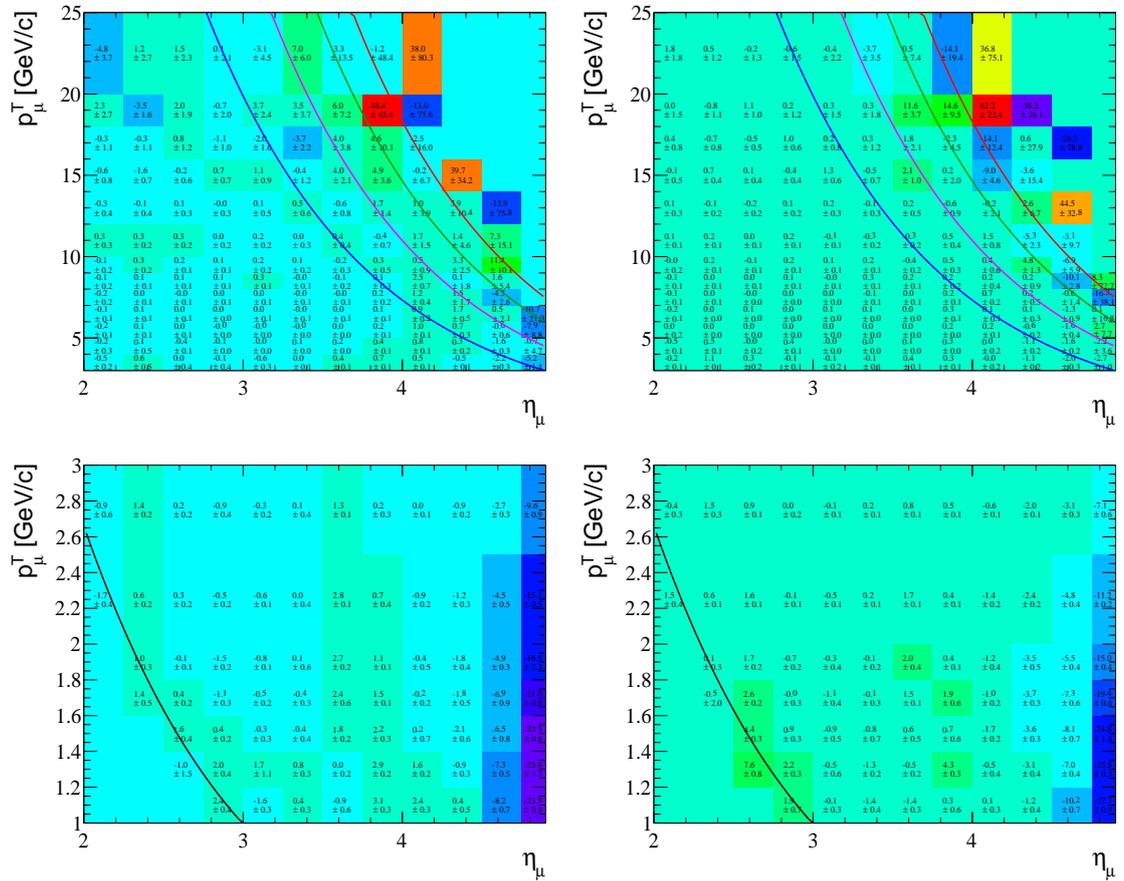


Рис. 2.4. Относительная разность эффективности мюонной идентификации, [%], определенная по формуле (2.2) для магнитных полярностей “вверх” и “вниз”, используя данные 2011 года (левый столбец) и данные 2012 года (правый столбец). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами.

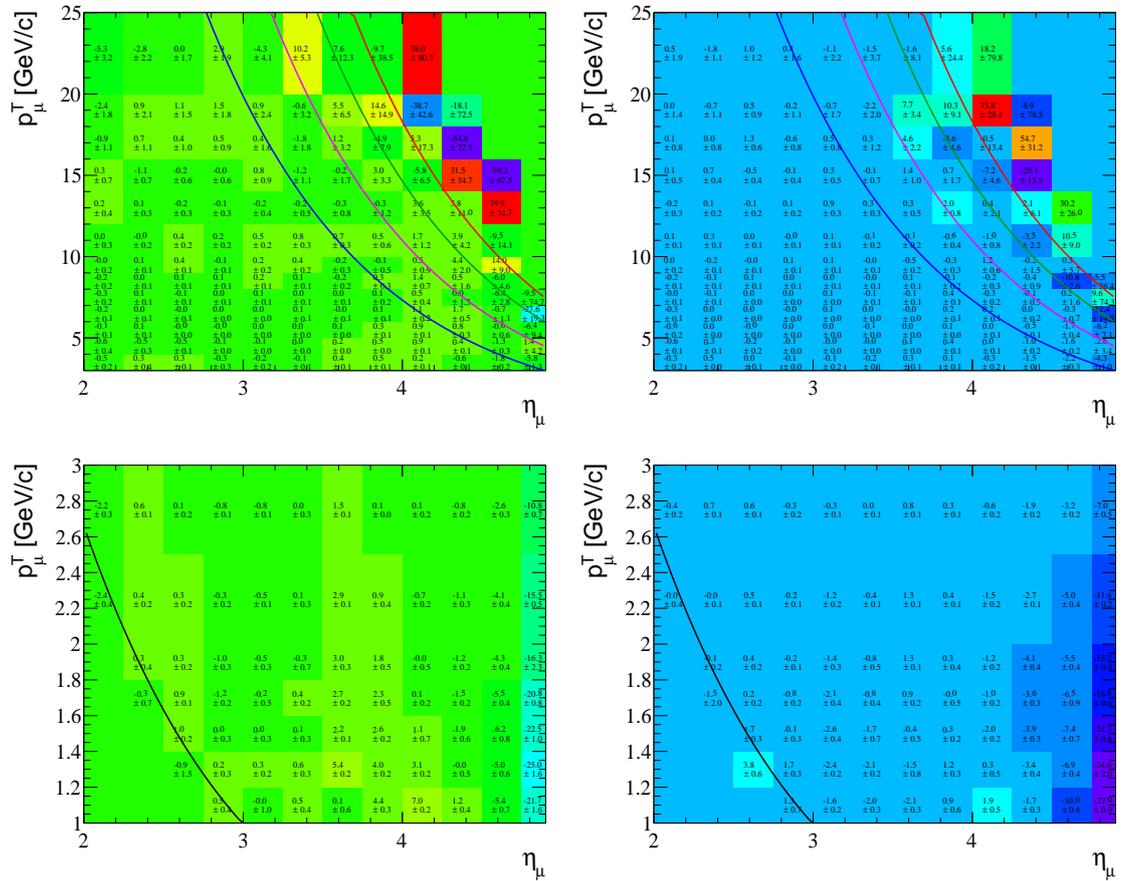


Рис. 2.5. Асимметрия эффективности мюонной идентификации, [%], связанная с разными зарядами мюонов, определенная по формуле (2.3) для магнитной полярности “вверх”, используя данные 2011 года (левый столбец) и данные 2012 года (правый столбец). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами.

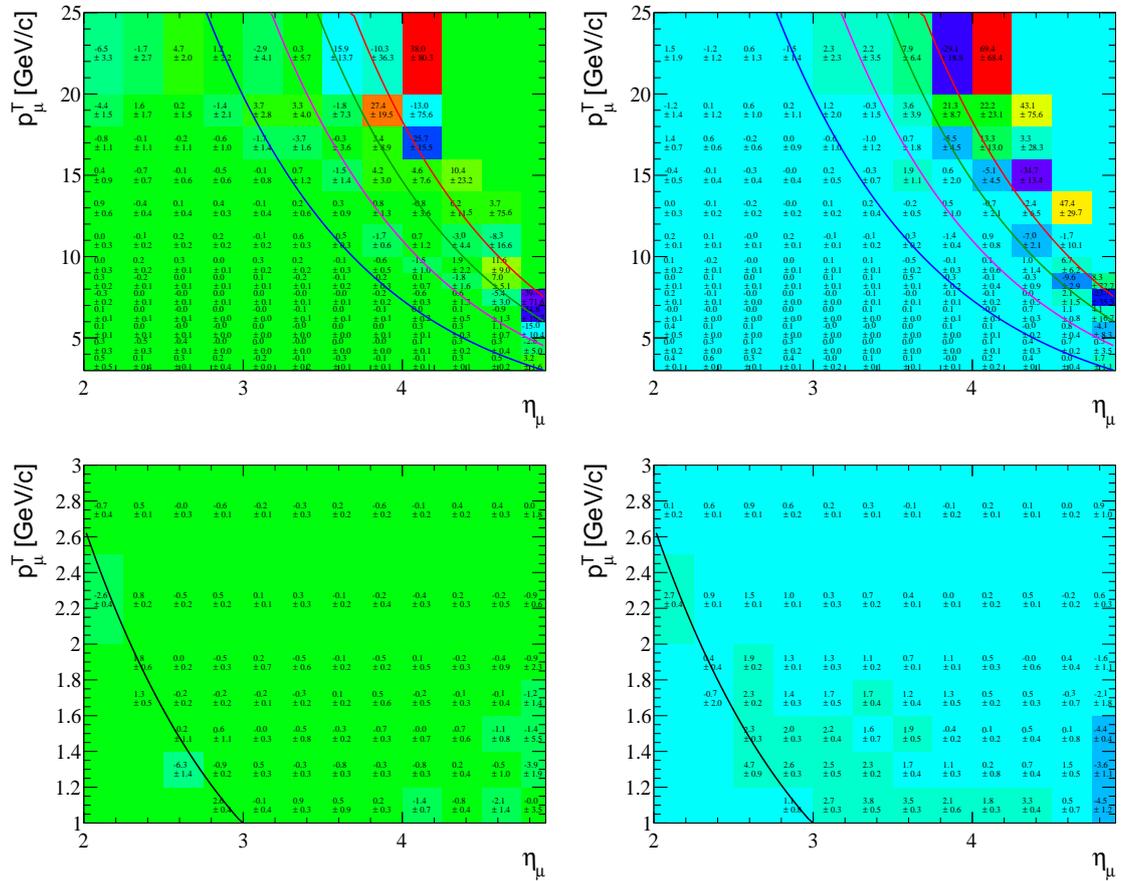


Рис. 2.6. Относительная разность эффективности мюонной идентификации, [%], для μ^+ (магнитная полярность “вниз”) и μ^- (магнитная полярность “вверх”), определенная по формуле (2.4) на данных 2011 и 2012 годов (левый и правый столбцы, соответственно). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами.

Глава 3

Измерение сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ

§3.1. Введение

До 2015 года изучение $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно рождающихся в pp-столкновениях Большого Адронного Коллайдера, было проведено уже на всех основных экспериментальных установках коллайдера — ALICE [94], ATLAS [95], CMS [96, 97] и LHCb [35, 36, 89]. В этих экспериментах образование $\Upsilon(nS)$ мезонов было исследовано при разных энергиях ($\sqrt{s} = 2.76, 7$ и 8 ТэВ) и в разных кинематических областях. В частности, в измерениях коллаборации LHCb использовались данные 2010 года [35], набранные при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимости 25 пб⁻¹, а также неполные данные 2012 года [36], набранные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральной светимости 50 пб⁻¹. В этих исследованиях¹ были измерены дифференциальные сечения образования $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные как функции быстроты и поперечного импульса соответствующего мезона. В обоих измерениях коллаборации LHCb кинематические диапазоны быстроты и поперечного импульса $\Upsilon(nS)$ мезонов определялись интервалами $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ и $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, соответственно. В данном диссертационном исследовании было проведено новое измерение сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, используя на этот раз всю статистику эксперименталь-

¹ Необходимо также отметить работы [98–101], посвященные исследованиям $\Upsilon(nS)$ мезонов, рождающимся в pp-взаимодействиях, и работы [102–104], посвященные $\Upsilon(nS)$, рождающимся в pA взаимодействиях.

ных данных, набранную в 2011 и 2012 годах, соответственно [31, 33]. Объем анализируемых данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответствует интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Это позволило получить результаты с улучшенной статистической точностью и уменьшенной систематической погрешностью, а также в расширенной кинематической области $\Upsilon(nS)$ мезонов, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

§3.2. Отбор $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов

Отбор $\Upsilon(nS)$ кандидатов, распадающихся на два мюона, можно разделить на два основных этапа — online и offline селекцию. Online селекция происходит при наборе экспериментальных данных и осуществляется, используя различные триггерные условия или, как их еще называют в LHCb, триггерные линии. Триггерные линии, которые применялись для димюонных кандидатов при наборе данных в 2011 и 2012 годах, сводились к следующим условиям. В триггере нулевого уровня использовалась димюонная триггерная линия L0DiMuon. В этой линии стояло требование, чтобы произведение поперечных импульсов двух мюонных кандидатов, $p_{T\mu_1} \times p_{T\mu_2}$, было больше 1.68 (2.56) ГэВ²/с² для данных 2011 (2012) года, а количество хитов в детекторе SPD не превосходило 900. В триггере высокого уровня использовались триггерные линии Hlt1DiMuonHighMass и Hlt2DiMuonV. В этих линиях требовалось присутствие в событии двух хорошо реконструируемых треков с хитами в мюонной системе, а также требовалось, чтобы для треков выполнялись следующие кинематические условия $p_T > 0.5$ ГэВ/с и $p > 6$ ГэВ/с. Дополнительно, на каждое событие накладывалось условие, требующее, чтобы была идентифицирована пара противоположно заряженных мюонов с общей вершиной и эффективной массой $m_{\mu^+\mu^-} > 4.7$ ГэВ/с².

Что касается offline селекции $\Upsilon(nS)$ кандидатов, то она состоит из сле-

Таблица 3.1. Условия отбора кандидатов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Переменная	Значение/Диапазон
$\chi_{\text{tr}}^2/\text{ndf}$	< 3
Δ_{KL}	> 5000
p	[ГэВ/с] (10, 400)
p_{T}	[ГэВ/с] (1, 25)
η	(2.0, 4.5)
\mathcal{P}_{vx}	[%] > 0.5
ρ_{PV}	[мм] < 10
$ z_{\text{PV}} $	[см] < 50
$\chi_{\text{fit}}^2/\text{ndf}$	< 5
basic muon ID	IsMuon
$\Delta \log \mathcal{L}_{\mu/\pi}$	> 0
\mathcal{P}_{μ}	> 0.5
\mathcal{P}_{gh}	< 0.3
$m_{\mu^+\mu^-}$	[ГэВ/с ²] (8.5, 12.5)

дующих критериев отбора (см. Таблицу 3.1). Отбираются $\Upsilon(nS)$ мезоны, распадающиеся на мюонную пару $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и попадающие в кинематический диапазон $p_{\text{T}}^{\Upsilon} < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^{\Upsilon} < 4.5$. Хорошее качество реконструированных треков обеспечивается условием $\chi_{\text{tr}}^2/\text{ndf} < 3$. Чтобы подавить клоновые частицы, возникающие после реконструкции треков, требуется, чтобы расстояние Куллбака-Лайблера было больше 5000 [105]. Далее, на треки накладываются следующие кинематические условия: импульс и поперечный импульс трека находятся в диапазонах $10 < p < 400$ ГэВ/с и $1 < p_{\text{T}} < 25$ ГэВ/с, соответственно, а псевдобыстрота в области $2.0 < \eta < 4.5$. Далее, требуется, чтобы мюоны от распада $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ происходили из общей вершины (χ_{vx}^2 вероят-

ность, \mathcal{P}_{vx} , больше 0.5). Требовалось также, чтобы первичная вершина PV, ассоциированная с димюонным кандидатом $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$, находилась в номинальной области pp взаимодействий: $\rho_{PV} < 10$ мм и $|z_{PV}| < 50$ см, где ρ_{PV} — поперечный радиус первичной вершины, определяемый как $\rho_{PV}^2 = x_{PV}^2 + y_{PV}^2$, а z_{PV} это z координата рассматриваемой первичной вершины. Дополнительно, требовалось, чтобы вершина распада совпадала с одной из первичных вершин pp взаимодействий (условие $\chi_{\text{fit}}^2/\text{ndf} < 5$). Последнее условие применяется после выполнения глобального вершинного фита с упомянутым выше констрейном на вершину распада $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ [90]. Что касается идентификации мюонов, то требовалось, чтобы: 1) переменная `IsMuon` была выставлена в истинное значение; 2) разница логарифмов функций максимального правдоподобия между мюонной и пионной гипотезами была больше нуля ($\Delta \log \mathcal{L}_{\mu/\pi} > 0$) и 3) вероятность мюонной идентификации была больше 0.5 ($\mathcal{P}_{\mu} > 0.5$). Также требовалось, чтобы вероятность неверной реконструкции трека была меньше 0.3 ($\mathcal{P}_{\text{gh}} < 0.3$). Наконец требовалось, чтобы димюонная масса находилась в диапазоне $8.5 < m_{\mu^+\mu^-} < 12.5$ ГэВ/ c^2 .

§3.3. Измерение сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов

Дважды дифференциальное сечение образования Υ мезона, распадающегося на пару мюонов, определяется по следующей формуле

$$\mathcal{B}_{\Upsilon} \times \frac{d^2}{dp_T^{\Upsilon} dy^{\Upsilon}} \sigma(\text{pp} \rightarrow \Upsilon X) \equiv \frac{1}{\Delta p_T^{\Upsilon} \Delta y^{\Upsilon}} \sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{1}{\Delta p_T^{\Upsilon} \Delta y^{\Upsilon}} \frac{N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}}{\mathcal{L}}, \quad (3.1)$$

где \mathcal{B}_{Υ} это относительная вероятность распада Υ мезона на два мюона; Δy^{Υ} и Δp_T^{Υ} — ширины бинов по быстрой и поперечному импульсу, соответственно; $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}$ — сечение образования Υ мезона, распадающегося на пару мюонов, для рассматриваемого кинематического бина $(p_T^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$; $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}$ — поправленное на эффективность количество отобранных кандидатов $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$

в рассматриваемом бине $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$; \mathcal{L} — интегральная светимость. Поскольку неопределенность величины \mathcal{B}_Υ для $\Upsilon(1S)$ мезона составляет около 2%, а для $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов — около 9% и 10%, соответственно, то эти неопределенности должны будут переноситься в качестве систематических на общие неопределенности соответствующих сечений. Чтобы избежать таких относительно больших неопределенностей² в окончательных результатах сечений для $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, формула (3.1) определяет сечение образования Υ мезона, который распадается на два мюона, по аналогии с предыдущими анализами LHCb [35, 36, 89] и других экспериментов.

Большая часть теоретических и экспериментальных неопределенностей исчезает, если рассматривать отношение дифференциальных сечений (3.1), измеренных для разных Υ мезонов, но для одной и той же энергии сталкивающихся пучков \sqrt{s}

$$\mathcal{R}_{i,j} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}} = \frac{N_{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}. \quad (3.2)$$

Еще одной полезной величиной является отношение сечений $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, которые измеряются при разных энергиях \sqrt{s} , но для одного и того же Υ мезона

$$\mathcal{R}_{8/7} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \Big|_{\sqrt{s}=8 \text{ ТэВ}}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \Big|_{\sqrt{s}=7 \text{ ТэВ}}}, \quad (3.3)$$

т.е. величина $\mathcal{R}_{8/7}$ представляет собой эволюцию сечения $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ при увеличении полной энергии сталкивающихся протонов \sqrt{s} .

Для определения величины $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ применяются два метода, которые используют безбиновый расширенный метод максимального правдоподобия. В первом методе используется подход работы [89], основанный на применении техники *sPlot* анализа [106]. В этом подходе поправленное на эффективность

² См. §3.4, чтобы сравнить эти неопределенности с другими систематическими неопределенностями.

количество $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов вычисляется по формуле

$$N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} = \sum_i \frac{w_i^{\Upsilon}}{\varepsilon_i^{\text{tot}}}, \quad (3.4)$$

где w_i^{Υ} это вес i -го димюонного кандидата быть $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ событием, а $\varepsilon_i^{\text{tot}}$ — полная эффективность i -го димюонного кандидата. Вес w_i^{Υ} в формуле (3.4) получается для каждого Υ состояния после фитирования спектра димюонных масс (см. далее). Затем, применяя к результатам этого фита технику *sPlot* анализа [106], получают w_i^{Υ} . Что касается второго метода определения величины $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, то суть этого метода сводится к тому, что каждому димюонному кандидату приписывается вес, равный обратной величине полной эффективности $1/\varepsilon_i^{\text{tot}}$, а затем проводится упоминавшееся выше безбиновое фитирование, использующее расширенный метод максимального правдоподобия [107, 108]. Параметрами фита в этом подходе являются сами величины $N_{\Upsilon(1S)}$, $N_{\Upsilon(2S)}$ и $N_{\Upsilon(3S)}$. Окончательные результаты, приведенные в данном диссертационном исследовании, были получены с помощью второго метода фитирования. Первый метод фитирования использовался в качестве проверки и оценки систематической неопределенности (см. §3.4). На Рис. 3.1 показаны поправленные на эффективность димюонные массовые распределения, полученные для событий, которые были отобраны в кинематическом диапазоне $3 < p_{\Upsilon}^{\Upsilon} < 4 \text{ ГэВ}/c$ и $3.0 < y^{\Upsilon} < 3.5$, для данных, соответствующих энергиям $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. На этом рисунке показаны также результаты фитирования спектра димюонных масс. Модель фитирования состоит из суммы трёх двухсторонних функций Crystal Ball [91–93], которые используются для описания $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ сигналов, а также состоит из произведения экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна второго порядка для описания фона. Более подробное описание модели фитирования димюонного массового спектра можно найти в Приложении А. Разрешение димюонного массового спектра в точке номинальной массы $\Upsilon(1S)$ мезона из-

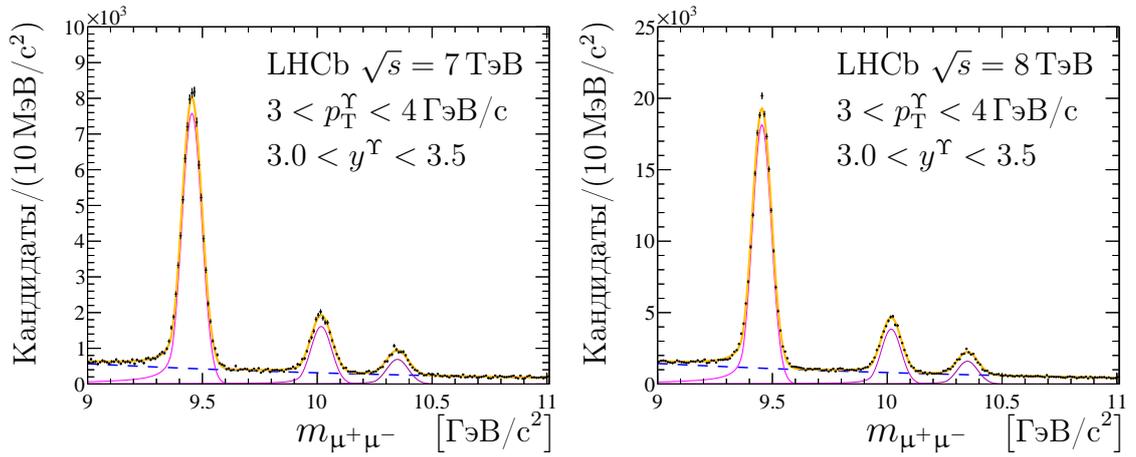


Рис. 3.1. Поправленные на эффективность спектры димюонных масс, полученные для событий, отобранных в кинематическом диапазоне $3 < p_T^\Upsilon < 4 \text{ ГэВ}/c$ и $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$, для данных, соответствующих энергиям $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (слева) и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ (справа). Оранжевые кривые показывают результаты фита спектра димюонных масс (см. текст). Три пика, показанные с помощью фиолетовой кривой, соответствуют $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам (слева направо). Фоновая компонента димюонного спектра обозначена синей прерывистой линией.

менялось от $33 \text{ МэВ}/c^2$ (в области малых значений p_T^Υ и y^Υ) до $90 \text{ МэВ}/c^2$ (в области больших значений p_T^Υ и y^Υ). В среднем разрешение по массе в точке номинальной массы $\Upsilon(1S)$ мезона составило около $42 \text{ МэВ}/c^2$.

Полная эффективность ε^{tot} регистрации каждого $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидата определяется следующим образом

$$\varepsilon^{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{rec\&sel}} \times \varepsilon^{\text{trg}} \times \varepsilon^{\mu\text{ID}} \times \varepsilon^{\text{is}\mu}, \quad (3.5)$$

где $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ это эффективность реконструкции и селекции, ε^{trg} — триггерная эффективность, а $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ и $\varepsilon^{\text{is}\mu}$ это эффективности, связанные с мюонной идентификацией. Величина $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ связана с эффективностью выполнения условий отбора мюонной идентификации (см. Главу 2 и там Таблицу 2.2). Она определялась, используя большой объём экспериментальных данных, содержащих $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ события. Величина $\varepsilon^{\text{is}\mu}$ связана с эффективностью мюонной

Таблица 3.2. Поправленные на эффективность количества $\Upsilon(nS)$ кандидатов, полученные в полном кинематическом регионе $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, используя данные 2011 и 2012 годов. Приведенные неопределенности являются только статистическими.

	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	$\sqrt{s} = 8$ ТэВ
$N_{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$(2639.8 \pm 3.7) \times 10^3$	$(6563.1 \pm 6.3) \times 10^3$
$N_{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$(667.3 \pm 2.2) \times 10^3$	$(1674.3 \pm 3.5) \times 10^3$
$N_{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$(328.8 \pm 1.5) \times 10^3$	$(786.6 \pm 2.6) \times 10^3$

идентификации, которая выполняется с помощью переменной **IsMuon**. Эта эффективность определялась на Монте-Карло событиях. Наряду с $\varepsilon^{\text{is}\mu}$ эффективности $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} также определялись на Монте-Карло событиях. Далее, эффективности $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и $\varepsilon^{\text{is}\mu}$, полученные на Монте-Карло событиях, поправляются двумя корректирующими коэффициентами κ^{trk} и $\kappa^{\text{is}\mu}$, соответственно. Коэффициент κ^{trk} поправляет эффективность реконструкции треков [109], а коэффициент $\kappa^{\text{is}\mu}$ делает поправку эффективности срабатывания переменной **IsMuon** [110]. Среднее значение полной эффективности $\langle \varepsilon^{\text{tot}} \rangle$, полученной для $\Upsilon(nS)$ мезонов, составляет около 30%. Эффективность ε^{tot} достигает своего максимального значения $\sim 45\%$ для региона $15 < p_T^\Upsilon < 20$ ГэВ/с и $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$, и падает до 10% в регионе больших p_T^Υ и y^Υ .

В Таблице 3.2 приводятся поправленные на эффективность количества $\Upsilon(nS)$ кандидатов, которые были получены после суммирования количества кандидатов по всем кинематическим бинам $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$. Представленные в Таблице 3.2 количества $\Upsilon(nS)$ кандидатов соответствуют интегральному кинематическому региону $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, и энергиям $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Таблица 3.3. Диапазоны изменения относительных систематических неопределенностей (в %) дифференциальных сечений, их отношений, интегральных сечений и отношений $\mathcal{R}_{8/7}$, полученные для разных источников систематики. Приведённые диапазоны отражают зависимость систематических неопределенностей от кинематических бинов (p_T, y) .

Источник	$\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$\mathcal{R}_{i,j}$	$\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$\mathcal{R}_{8/7}$
Модель димюонного фита	0.1 – 4.8	0.1 – 2.9	0.1	—
Коррекция эффективности	0.2 – 0.6	0.1 – 1.1	0.4	—
Неопределенность эффективности	0.2 – 0.3	—	0.2	0.3
Мюонная идентификация	0.3 – 0.5	—	0.3	0.2
Согласие МК данных				
Радиационные хвосты	1.0	—	1.0	—
Эффективность селекции	1.0	0.5	1.0	0.5
Трековая эффективность	$0.5 \oplus (2 \times 0.4)$	—	$0.5 \oplus (2 \times 0.4)$	—
Триггерная эффективность	2.0	—	2.0	1.0
Светимость	$1.7 (\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ})$	—	$1.7 (\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ})$	1.4
	$1.2 (\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ})$	—	$1.2 (\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ})$	

§3.4. Систематические неопределенности

В Таблице 3.3 представлены диапазоны изменения систематических неопределенностей, которые были посчитаны для дифференциальных и интегральных сечений, а также их отношений, определяемых формулами (3.2) и (3.3). В этой таблице систематические неопределенности выражены в процентах по отношению к соответствующим статистическим неопределенностям.

Систематическая неопределенность, связанная с процедурой фитирования димюонного массового спектра, изучалась путем вариации массового диапазона, а также вариаций сигнальной и фоновой параметризаций. Вариация массового диапазона сводилась к изменению верхнего массового предела от 12.5 до 11.5 ГэВ/c². Вариация фоновой параметризации заключалась в из-

менении порядка полиномиальной функции Бернштейна от нуля до трёх. Вариация сигнальной параметризации включала в себя изменение параметров, описывающих боковые части сигнальных компонент, а также устранение констрейнов, накладываемых на средние значения $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ сигналов (см. Приложение А). Полученная после таких вариаций максимальная относительная разность количества сигнальных событий принималась за систематическую неопределенность, связанную с процедурой фитирования димюонного массового распределения.

Как уже отмечалось в §3.3, для определения количества $\Upsilon(nS)$ событий применялись два метода измерения. В первом методе для определения величины $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ используется подход [89], основанный на применении техники *sPlot* анализа [106]. Во втором методе используется расширенный метод максимального правдоподобия, который применяется к поправленным на эффективность димюонным кандидатам. В этом методе параметрами фита являются также сами величины $N_{\Upsilon(1S)}$, $N_{\Upsilon(2S)}$ и $N_{\Upsilon(3S)}$. Полученная разность между этими двумя методами рассматривается как систематическая неопределенность, связанная с коррекцией эффективности ε^{tot} .

Эффективность реконструкции и селекции $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$, а также триггерная эффективность ε^{trg} , входящие в выражение (3.5), получались, используя Монте-Карло (МК) события. Из-за того, что выборки этих МК событий имеют конечный размер, возникают систематические неопределенности, связанные с эффективностями $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} . Чтобы оценить эти систематические неопределенности, применялась процедура генерации большого числа псевдоэкспериментов. Эта процедура включает в себя генерацию ансамблей псевдоданных со случайным значением определенной величины (в данном случае эффективностей $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg}), распределенной по нормальному закону. Полученная таким образом вариация количества сигнальных событий бралась как систематическая неопределенность, связанная с неопределенностями эффек-

тивностей $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} , т.е. с конечным размером МК событий.

Подобным образом получалась также систематическая неопределенность, связанная с эффективностью мюонной идентификации, которая определялась на данных, используя распад $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (см. Главу 2). Неопределённости в эффективностях $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^+)$ и $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^-)$ переносились на измеряемое количество сигнальных событий, и полученная таким образом вариация количества Υ событий рассматривалась как систематическая неопределенность, связанная с мюонной идентификацией.

Была также учтена систематическая неопределенность, связанная с энергетическими потерями, которые возникают из-за тормозного излучения мюонов. В работе [36] была сделана оценка влияния возможного неправильного моделирования тормозного излучения на спектр димюонных масс. Сравнение радиационного хвоста в данных и МК событиях привело к необходимости учета в сечениях дополнительной систематической неопределенности (около 1%), связанной с этим эффектом [36].

Хорошее согласие между данными и МК событиями наблюдается для всех переменных, которые использовались для отбора $\Upsilon(nS)$ кандидатов. Было получено, что те небольшие разницы, которые наблюдаются в переменных отбора, изменили бы результаты измерения сечений (посредством влияния на эффективность селекции) меньше, чем на 1.0%. Верхнее значение этой величины было взято, как консервативная оценка систематической неопределенности, связанной с расхождением данных и МК событий.

При реконструкции треков и идентификации мюонов может возникнуть небольшая разница в соответствующих эффективностях между данными и МК событиями. Чтобы скорректировать МК события, вводятся два упоминавшихся выше корректирующих коэффициента κ^{trk} и $\kappa^{\text{is}\mu}$, которые поправляют эффективность реконструкции треков [109] и эффективность срабатывания переменной `IsMuon` [110]. Как уже описывалось в Главе 2, эффективность мю-

онной идентификации определялась на данных, тогда как эффективность временной IsMuon определялась на МК событиях. Поэтому вводятся поправки на эффективность срабатывания IsMuon . Неопределенности, связанные с этими поправочными коэффициентами, κ^{trk} и κ^{ismu} , переносились на измеренные значения сечений, используя процедуру генерации псевдоэкспериментов. Было получено, что систематическая неопределенность, связанная с этими двумя поправочными коэффициентами, составляет 0.5% от статистической неопределенности. Дополнительно вводилась еще одна систематическая неопределенность, которая составляла 0.4% на каждый трек [31].

При отборе $\Upsilon(nS)$ мезонов требовалось выполнение димюонного триггерного условия L0DiMuon (см. §1.10). Эффективность выполнения этого триггерного условия проверялась на данных и МК событиях, используя одноюонное триггерное условие L0OneMuon [111]. Сравнение данных и МК событий выполнялось в кинематических бинах $\Upsilon(1S)$ мезона $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$. Было получено, что максимальная разность между данными и МК событиями в работе триггерного условия L0DiMuon составляет не более 2.0%. Это значение принималось за систематическую неопределенность, связанную с выполнением димюонного триггерного условия L0DiMuon .

Измерение светимости \mathcal{L} проводилось в течение специально отведенных для этого периодов времени, используя два метода — метод Ван дер Меера [112] и метод изображения пучок-газ [113, 114]. Для данных 2011 (2012) года абсолютная светимость была определена с точностью 1.7% (1.2%) [114–116]. Отношение абсолютных светимостей для данных 2011 и 2012 годов известно с неопределенностью 1.4%.

Измерение сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов проводится, используя данные pp-взаимодействий при полных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Точность определения энергии протонов с энергией 4 ТэВ составила 0.65% [117]. Это же значение энергетической неопределенности было приписа-

но³ пучкам протонов с энергией 3.5 ТэВ. Предполагаю линейную зависимость сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -взаимодействиях при переходе от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, было получено, что точность определения этих сечений из-за энергетической неопределенности пучков составила 1.4% (1.2%) для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ ($\sqrt{s} = 8$ ТэВ).

Эффективности регистрации $\Upsilon(nS)$ мезонов могут зависеть от поляризационных λ -параметров этих S -волновых векторных кваркониев. Поляризационные λ -параметры для $\Upsilon(nS)$ мезонов, образующихся в pp -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, были измерены коллаборацией CMS для больших значений поперечного импульса $10 < p_T^\Upsilon < 50$ ГэВ/с и центральных диапазонов быстрой $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ [25]. На момент проведения данного диссертационного исследования были известны только эти поляризационные результаты, полученные на БАК. В своих исследованиях коллаборация CMS не нашла большой продольной или поперечной спиновой выстроенности у $\Upsilon(nS)$ мезонов в упомянутой выше кинематической области⁴. Поэтому систематическая неопределенность сечений, связанная со спиновой выстроенностью $\Upsilon(nS)$ мезонов, не входила в окончательное значение полной систематической неопределенности. Но было получено, что, если учитывать этот источник систематики, то для значения $\lambda_\vartheta = 0.2$ интегральные значения сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов увеличиваются в среднем на 3% в кинематической области эксперимента LHCb. Наблюдается также локальный рост сечений (около 6%) в области малых поперечных импульсов ($p_T^\Upsilon < 3$ GeV/c),

³ Для протонов с энергией 3.5 ТэВ измерения энергетической точности не проводилось, поэтому делалась экстраполяция энергетической неопределенности, которая была получена для протонов с энергией 450 ГэВ. Полученная таким образом неопределенность составила 0.1% для протонов с энергией 3.5 ТэВ [117]. Однако было решено взять более консервативное значение энергетической неопределенности 0.65%, полученное для протонов с энергией 4 ТэВ.

⁴ В измерениях коллаборации CMS было получено, что значения параметра λ_ϑ для $\Upsilon(1S)$ мезона в НХ системе находятся в интервале $0 \lesssim \lambda_\vartheta \lesssim 0.2$ [25].

и в области малых ($y^\Upsilon < 2.5$) и больших ($y^\Upsilon > 4.0$) быстрот. Дальнейшие исследования коллаборации LHCb показали, что предположение о малых значениях спиновой выстроенности было оправданным (см. Главу 4, посвященную поляризационным исследованиям $\Upsilon(nS)$ мезонов).

Полная систематическая неопределенность для каждого бина $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ является квадратичной суммой индивидуальных компонент систематики, описанных выше. Для интегральных сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов систематические неопределенности оцениваются с учетом корреляций между бинами $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$. Некоторые систематические неопределенности значительно уменьшаются или совсем исчезают при измерении отношений $\mathcal{R}_{i,j}$ и $\mathcal{R}_{8/7}$, что показано в Таблице 3.3.

§3.5. Результаты измерения сечений рождения $\Upsilon(nS)$

мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ

На Рис. 3.2 показаны дважды дифференциальные сечения инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, и распадающихся затем на два мюона. Соответствующие значения сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, полученные для каждого рассмотренного бина $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$, представлены в Таблицах 2, 4 и 6 для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а также в Таблицах 3, 5 и 7 для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Следующий Рис. 3.3 показывает измеренные дифференциальные сечения (3.1), проинтегрированные по быстрой в интервале $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, и полученные как функции поперечного импульса соответствующего Υ мезона. На Рис. 3.3 показаны также параметризации полученных дифференциальных сечений, использующие в качестве фитирующей модели функцию Цаллиса

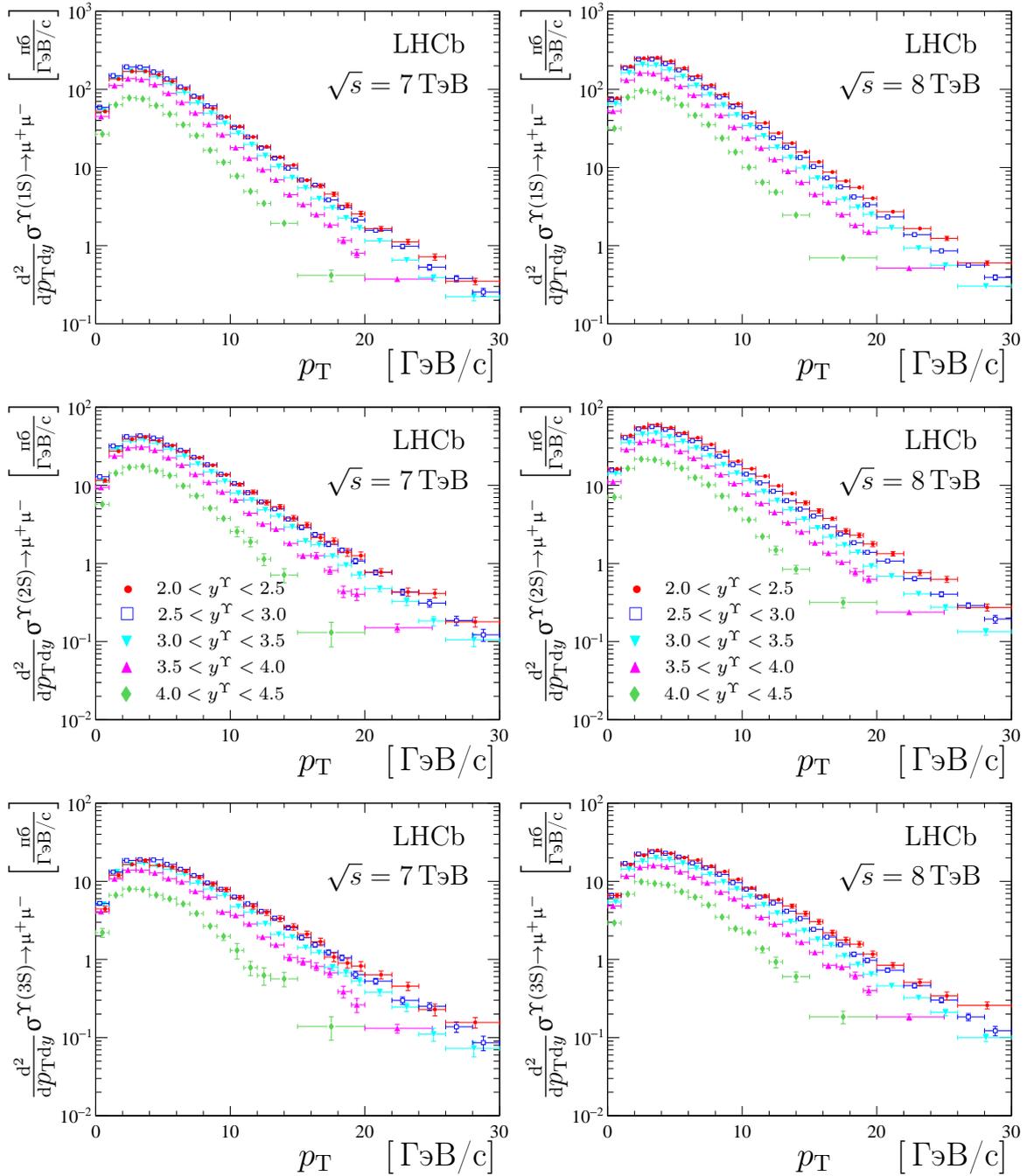


Рис. 3.2. Дважды дифференциальные сечения $\frac{d^2}{dp_T dy} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены сверху вниз), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (показаны слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (показаны справа). Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Интервалы по быстройте $2.0 < y^\Upsilon < 2.5$, $2.5 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$, $3.5 < y^\Upsilon < 4.0$ и $4.0 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов, голубых треугольников (направленных вниз), маджента треугольников (направленных вверх) и зеленых ромбов, соответственно. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия.

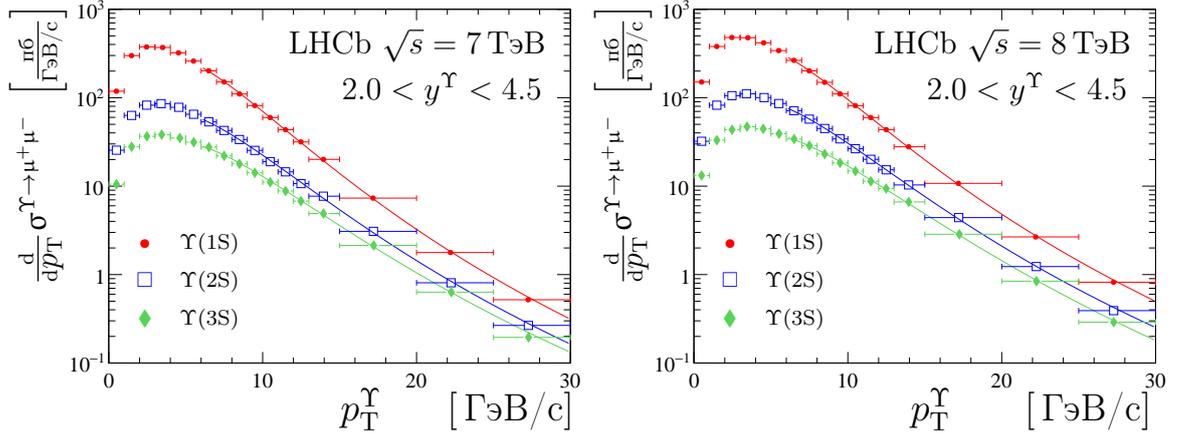


Рис. 3.3. Дифференциальные сечения $\frac{d}{dp_T^\Upsilon} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, измеренные в полном диапазоне по быстрой $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Кривые показывают результаты фита, полученные с помощью функции Цаллиса в диапазоне $6 < p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c. Точки расположены в бинах согласно уравнению (6) работы [118].

[119], определяемую как

$$\frac{d\sigma}{p_T^\Upsilon dp_T^\Upsilon} \propto \left(1 + \frac{E_T^{\text{kin}}}{nT}\right)^{-n}, \quad (3.6)$$

где величина $E_T^{\text{kin}} \equiv \sqrt{m_\Upsilon^2 + (p_T^\Upsilon)^2} - m_\Upsilon$ это поперечная кинетическая энергия рассматриваемого Υ мезона, m_Υ — табличное значение массы соответствующего Υ мезона [120], T это так называемый температурный параметр, а n — степенной параметр. В параметризации (3.6) параметры n и T это свободные параметры фитирования. Одной из особенностей функции Цаллиса является то, что при больших p_T^Υ она ведет себя асимптотически как $\propto (p_T^\Upsilon)^{-n}$, что ожидается для жестких процессов рассеяния. Функция Цаллиса успешно применялась для фитирования p_T -спектров разных частиц (легких и тяжелых) в широком кинематическом диапазоне разных процессов [121–124]. В данном исследовании фитирование дифференциальных сечений проводилось с помощью функции Цаллиса в интервале $6 < p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c. Качество фити-

Таблица 3.4. Значения параметров n и T , полученные после фитирования дифференциальных сечений функцией Цаллиса (3.6) в интервале $6 < p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$.

	\sqrt{s}	T [ГэВ]	n
$\Upsilon(1S)$	7 ТэВ	1.19 ± 0.04	8.01 ± 0.33
	8 ТэВ	1.20 ± 0.04	7.71 ± 0.27
$\Upsilon(2S)$	7 ТэВ	1.33 ± 0.05	7.57 ± 0.41
	8 ТэВ	1.37 ± 0.05	7.53 ± 0.34
$\Upsilon(3S)$	7 ТэВ	1.53 ± 0.07	7.85 ± 0.56
	8 ТэВ	1.63 ± 0.06	8.23 ± 0.51

рования было хорошим для всех трех мезонов. В Таблице 3.4 представлены значения параметров n и T , полученные после фитирования дифференциальных сечений. Из этой таблицы видно, что параметр n близок к 8 во всех случаях, что совместимо с асимптотическим поведением p_T -распределений кваркониев в рамках модели цветовых синглетов [9–11, 125, 126]. Что касается температурного параметра T , то он показывает небольшую зависимость от \sqrt{s} и увеличивается с ростом массы Υ состояния.

Рис. 3.4 показывает измеренные дифференциальные сечения (3.1), проинтегрированные по поперечному импульсу в диапазоне $p_T^\Upsilon < 30 \text{ GeV}/c$, полученные как функции быстроты соответствующего Υ мезона. На Рис. 3.4 изображены также кривые, полученные после фитирования полученных дифференциальных сечений. Функция, параметризующая эти распределения, определялась согласно модели цветовых октетов [128, 129], которая предсказывает только форму распределений по скорости в диапазоне $2.5 < y^\Upsilon < 4.0$. Пунктирные линии кривых — это экстраполяции функций (полученных после фитирования) на исследуемый интервал быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Качество фитирования распределений на Рис. 3.4 было хорошим для всех трех Υ мезонов.

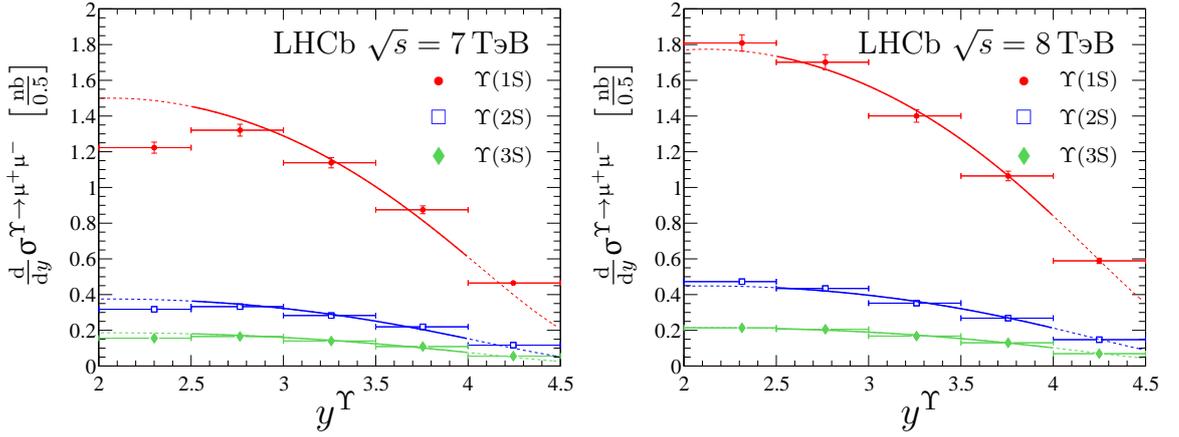


Рис. 3.4. Дифференциальные сечения $\frac{d}{dy}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$, измеренные в диапазоне поперечного импульса $p_T^\Upsilon < 30 \text{ GeV}/c$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (слева) и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ (справа). Сплошные линии показывают результаты фита, полученные с помощью предсказаний модели цветовых октетов [127–129], примененной для диапазона по быстроте $2.5 < y^\Upsilon < 4.0$. Прерывистые линии показывают экстраполяцию предсказаний модели цветовых октетов [127–129], сделанную для полного диапазона по быстроте $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Точки расположены в бинах согласно уравнению (6) работы [118].

Интегральные сечения образования $\Upsilon(nS)$ состояний, помноженные на соответствующие относительные вероятности распадов этих мезонов на два мюона, представлены в Таблице 3.5. Эти сечения были получены как для полного кинематического диапазона $p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$ и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, так и для сокращенного диапазона, когда $p_T^\Upsilon < 15 \text{ ГэВ}/c$ и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Сокращенный кинематический диапазон рассматривается, чтобы можно было сравнивать результаты этой работы с предыдущими предварительными результатами коллаборации ЛНСб [35, 36]. В этой и последующих таблицах первая неопределенность это статистическая неопределенность, а вторая — систематическая.

Как уже отмечалось, эволюция сечений $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ при увеличении \sqrt{s}

Таблица 3.5. Интегральные сечения $\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ (в пб), измеренные на полном, $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

	$p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с		$p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с	
	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	$\sqrt{s} = 8$ ТэВ	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	$\sqrt{s} = 8$ ТэВ
$\sigma^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$2510 \pm 3 \pm 80$	$3280 \pm 3 \pm 100$	$2460 \pm 3 \pm 80$	$3210 \pm 3 \pm 90$
$\sigma^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$635 \pm 2 \pm 20$	$837 \pm 2 \pm 25$	$614 \pm 2 \pm 20$	$807 \pm 2 \pm 24$
$\sigma^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$313 \pm 2 \pm 10$	$393 \pm 1 \pm 12$	$298 \pm 1 \pm 10$	$373 \pm 1 \pm 11$

Таблица 3.6. Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$, определенные в полном, $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

	$p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с	$p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с
$\Upsilon(1S)$	$1.307 \pm 0.002 \pm 0.025$	$1.304 \pm 0.002 \pm 0.024$
$\Upsilon(2S)$	$1.319 \pm 0.005 \pm 0.025$	$1.315 \pm 0.005 \pm 0.024$
$\Upsilon(3S)$	$1.258 \pm 0.007 \pm 0.024$	$1.254 \pm 0.007 \pm 0.023$

исследуется с помощью величины $\mathcal{R}_{8/7}$, определенной выражением (3.3). Отношения интегральных сечений, выраженные величиной $\mathcal{R}_{8/7}$, представлены в Таблице 3.6. Для сравнения с предыдущими результатами ЛНСб интегральные значения сечений определялись как для полного кинематического диапазона, когда $p_T < 30$ ГэВ/с, так и для сокращенного, когда $p_T < 15$ ГэВ/с. Новые результаты, полученные для интервала $p_T < 15$ ГэВ/с, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными в предыдущих измерениях коллаборации ЛНСб [35, 36], подтверждая 30% рост сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при переходе от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

На Рис. 3.5 (слева) показано отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, представленное как функция поперечного импульса Υ мезона, полученное после интегрирования (3.3) в интервале $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Из этого рисунка видно, что $\Upsilon(nS)$ мезоны, рож-

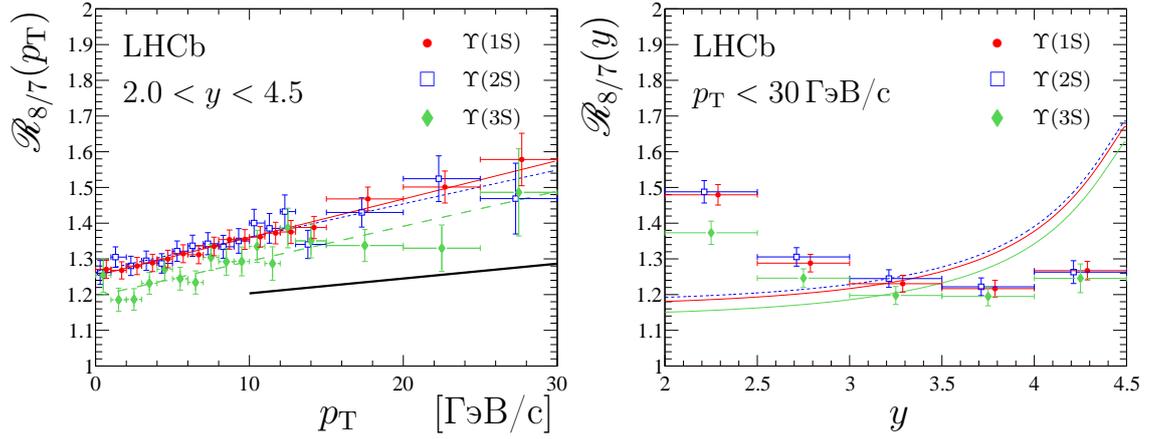


Рис. 3.5. Отношения дифференциальных сечений $\frac{d}{dp_T}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (слева) и $\frac{d}{dy}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (справа), измеренных при $\sqrt{s} = 8$ и 7 ТэВ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно). На левом рисунке показаны результаты фита, полученные с помощью линейной функции. Красная сплошная, синяя точечно пунктирная и зеленая штриховая линии относятся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно. На том же левом рисунке черная сплошная линия показывает предсказания нерелятивистской КХД модели, вычисленные в приближении NLO [130]. На правом рисунке красные, синие и зеленые кривые линии, относящиеся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно, показывают предсказания модели цветных октетов [127–129], сделанные с учетом нормировок, полученных после фитирования данных на рисунке 3.4. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия.

денные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, являются более жесткими по p_T^{Υ} , чем эти же мезоны, рожденные при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Отношения $\mathcal{R}_{8/7}$, полученные как функции p_T , фитировались с помощью линейной функции. После фитирования получились следующие значения наклонов⁵ для линейных функций: 10.8 ± 0.6 для $\Upsilon(1S)$, 9.5 ± 1.2 для $\Upsilon(2S)$ и 9.8 ± 1.6 для $\Upsilon(3S)$. Полученные линейные функции сравниваются с предсказаниями нерелятивистской КХД модели [130] (из-за неразличимости эти предсказания для $\Upsilon(nS)$ мезонов отображаются на ри-

⁵ Единица измерения наклонов $10^{-3}/(\text{ГэВ}/c)$

сунке одной черной сплошной линией), которые были посчитаны в NLO приближении для исследуемого интервала быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Большинство неопределенностей в модельном предсказании для $\mathcal{R}_{8/7}$ как функции p_T^Υ исчезают, остаются только неопределенности, связанные с колор-октетными матричными элементами длинного расстояния (CO LDME). Видно, что предсказания нерелятивистской КХД модели [130] не различаются для разных $\Upsilon(nS)$ мезонов. Также видно, что наклон теоретического предсказания меньше экспериментально измеренных наклонов.

Отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, проинтегрированное на интервале $p_T < 30$ ГэВ/с, представлено как функция быстроты на Рис. 3.5 (справа). Это отношение сравнивается с теоретическим предсказанием, сделанным в рамках модели цветных октетов [128, 129]. Из этого рисунка видно, что наблюдаемое в эксперименте поведение отношений $\mathcal{R}_{8/7}$ как функций быстроты не совпадает с поведением, которое предсказывается моделью цветных октетов [128, 129]. Необходимо отметить, что подобное поведение дифференциальных сечений — более значительный рост сечений с увеличением \sqrt{s} для малых значений быстроты, чем для больших — также наблюдается в образовании адронов с открытой прелестью [121]. Тогда как теоретические расчеты модели FONLL [131–133] предсказывают для адронов с открытой прелестью другую зависимость от быстроты — более значительный рост сечений с увеличением \sqrt{s} для больших значений быстроты.

На Рис. 3.6 представлены отношения $\mathcal{R}_{i,j}$, см. формулу (3.2), полученные как функции p_T^Υ для разных бинов быстроты y^Υ . На верхней половине Рис. 3.7 представлены эти же отношения $\mathcal{R}_{i,j}$, полученные как функции p_T^Υ , но уже для всего рассмотренного диапазона быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. На нижней половине Рис. 3.7 представлены отношения $\mathcal{R}_{i,j}$, полученные как функции y^Υ после интегрирования по p_T^Υ в диапазоне $p_T < 30$ ГэВ/с. Эти отношения $\mathcal{R}_{i,j}$ показывают небольшую зависимость от быстроты, а также увеличение

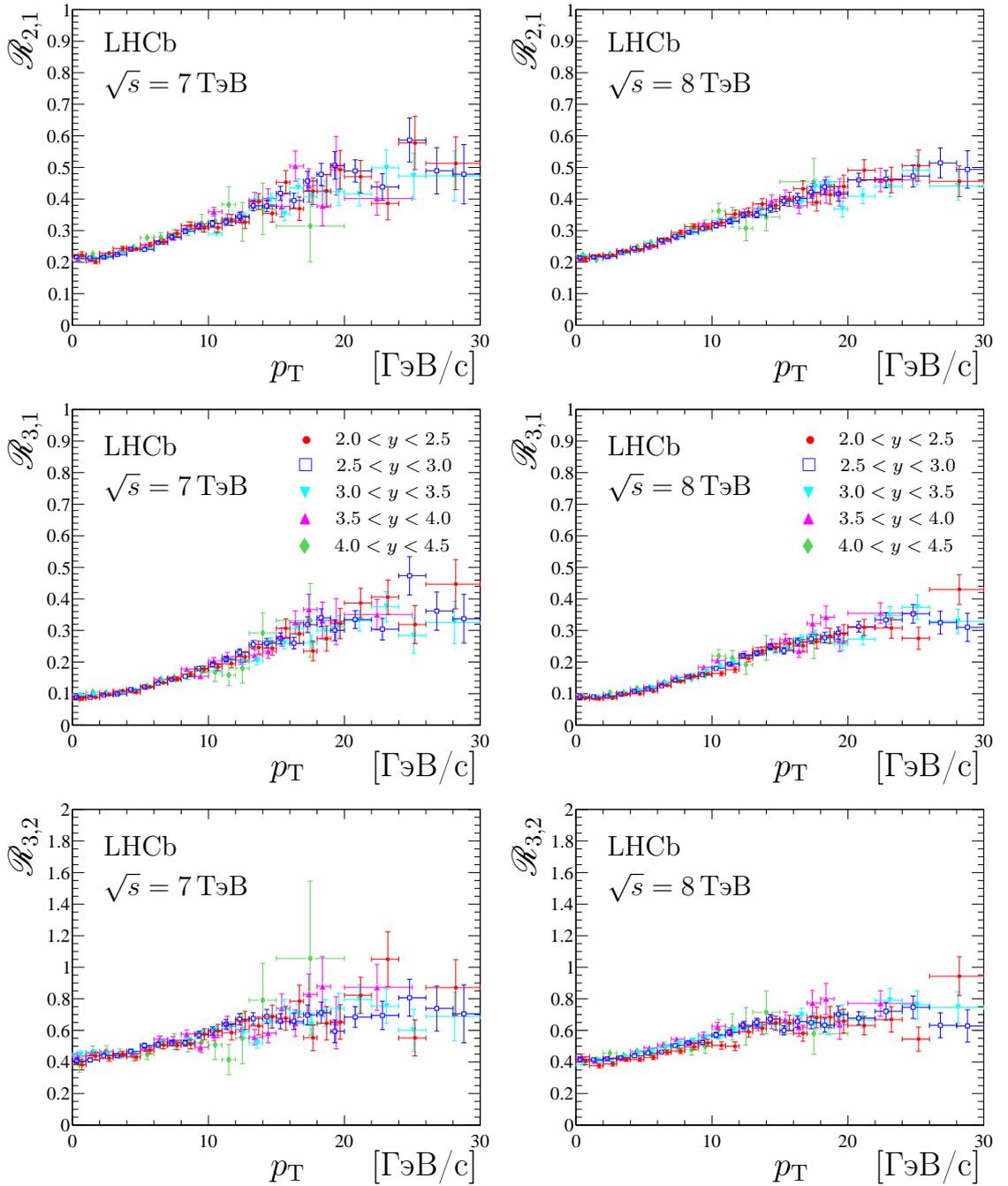


Рис. 3.6. Отношения сечений образования $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{2,1}$ (верхние два рисунка), $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,1}$ (посередине два рисунка), и $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,2}$ (нижние два рисунка), измеренные при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Интервалы по быстройте $2.0 < y < 2.5$, $2.5 < y < 3.0$, $3.0 < y < 3.5$, $3.5 < y < 4.0$ и $4.0 < y < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов, голубых треугольников (направленных вниз), маджента треугольников (направленных вверх) и зеленых ромбов, соответственно. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия.

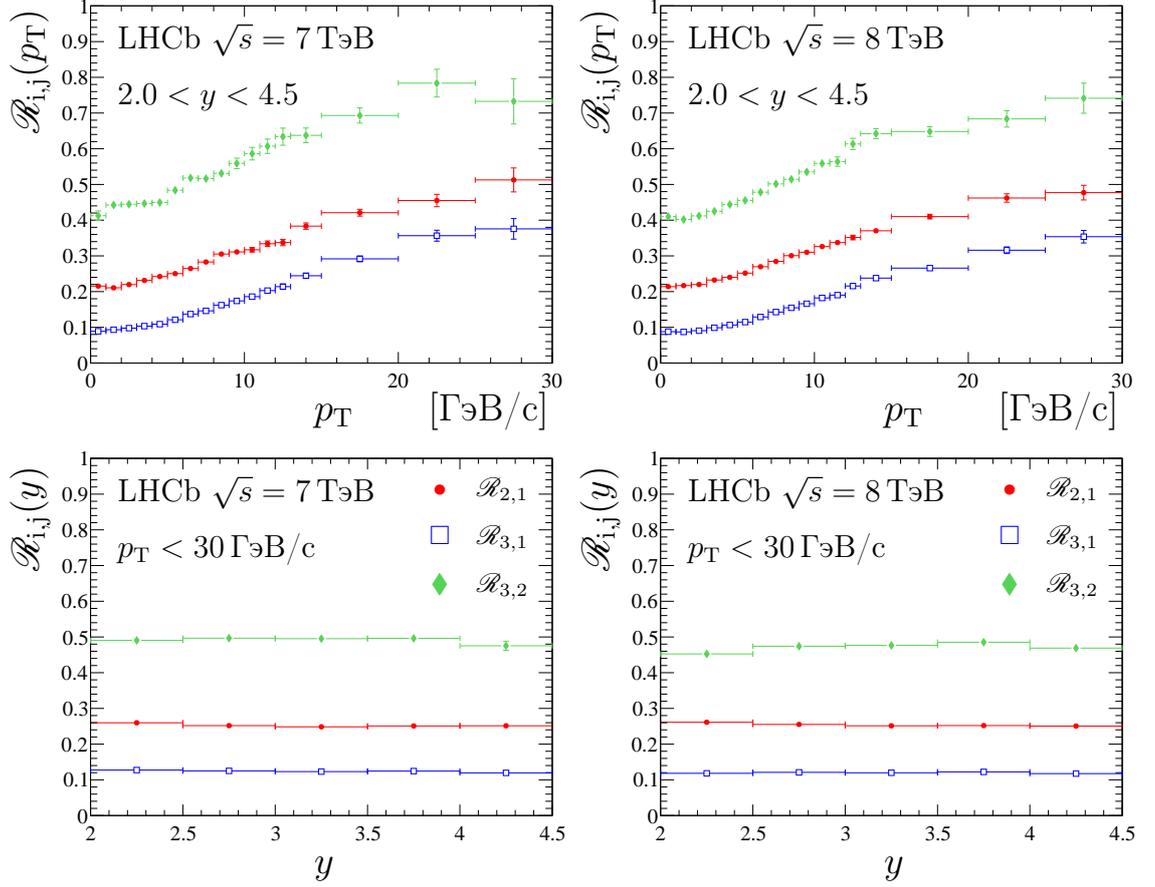


Рис. 3.7. Отношения сечений образования $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{2,1}$ (красные кружки), $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,1}$ (синие квадраты), и $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,2}$ (зеленые ромбы), измеренные при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Верхние два рисунка соответствуют отношениям сечений, проинтегрированным на диапазоне по быстройте $2.0 < y < 4.5$, нижние два рисунка — на диапазоне по поперечному импульсу $p_T < 30$ ГэВ/с.

$\mathcal{R}_{i,j}$ с ростом p_T^Υ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с предыдущими измерениями коллаборации LHCb [35, 36], а также с измерениями, сделанными коллаборациями ATLAS [95] и CMS [96] при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В Таблице 3.7 представлены отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, измеренные для $p_T < 15$ ГэВ/с и $p_T < 30$ ГэВ/с при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Полученные значения $\mathcal{R}_{i,j}$ согласуются с предыдущими результатами коллаборации LHCb [35, 36]. Измеренное значение $\mathcal{R}_{2,1}$ находится в хорошем согласии с оценкой модели

Таблица 3.7. Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, определенные в полном, $p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15 \text{ ГэВ}/c$, кинематических диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

	$\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$	$\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$
$p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$		
$\mathcal{R}_{2,1}$	$0.253 \pm 0.001 \pm 0.004$	$0.255 \pm 0.001 \pm 0.004$
$\mathcal{R}_{3,1}$	$0.125 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.120 \pm 0.000 \pm 0.002$
$\mathcal{R}_{3,2}$	$0.493 \pm 0.003 \pm 0.007$	$0.470 \pm 0.002 \pm 0.007$
$p_T^\Upsilon < 15 \text{ ГэВ}/c$		
$\mathcal{R}_{2,1}$	$0.249 \pm 0.001 \pm 0.004$	$0.251 \pm 0.001 \pm 0.004$
$\mathcal{R}_{3,1}$	$0.121 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.116 \pm 0.000 \pm 0.002$
$\mathcal{R}_{3,2}$	$0.485 \pm 0.003 \pm 0.007$	$0.463 \pm 0.002 \pm 0.007$

цветовых октетов 0.27 [128, 129], тогда как измеренное значение $\mathcal{R}_{3,1}$ значительно превосходит ожидаемое модельное предсказание 0.04 [128, 129]. Однако в рамках модели цветных октетов для отношения $\mathcal{R}_{3,1}$ предсказывается диапазон $0.14 - 0.22$, близкий к экспериментально измеренному значению, если состояние $\Upsilon(3S)$ рассматривать как смешанное гибридное кваркониное состояние, т.е. состояние, в котором помимо стандартного $Q\bar{Q}$ состава имеется еще гибридная $(Q\bar{Q}g)$ составляющая [127, 129].

Глава 4

Измерение поляризационных параметров $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -взаимодействиях при энергиях

$$\sqrt{s} = 7 \text{ и } 8 \text{ ТэВ}$$

§4.1. Введение

Угловое распределение мюонов в распаде векторного мезона $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ может быть записано следующим образом [20, 134–136]

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{3 + \lambda_\theta} (1 + \lambda_\theta \cos^2 \theta + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta \cos \phi + \lambda_\phi \sin^2 \theta \cos 2\phi), \quad (4.1)$$

где угловые величины $\Omega = (\cos \theta, \phi)$ описывают направление μ^+ в системе покоя Υ мезона по отношению к некоторой выбранной системе координат, величины $\vec{\lambda} \equiv (\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ являются параметрами углового распределения, напрямую связанные с элементами спиновой матрицы плотности [134, 135, 137]

$$\lambda_\theta = \frac{\rho_{1,1} - \rho_{0,0}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}, \quad \lambda_{\theta\phi} = \frac{\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{1,0}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}, \quad \lambda_\phi = \frac{\rho_{1,-1}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}. \quad (4.2)$$

Параметр λ_θ является мерой спиновой выстроенности¹ и может быть выражен как $\lambda_\theta = (\sigma_T - 2\sigma_L) / (\sigma_T + 2\sigma_L)$, где σ_T (σ_L) является поперечной (продольной) компонентой сечения образования векторного мезона Υ . Если параметр спиной выстроенности $\lambda_\theta > 0$ ($\lambda_\theta < 0$), то векторный мезон называется поперечно (продольно) поляризованным в указанной системе координат.

¹ Как уже отмечалось во Введении, в физике тяжелых кваркониев меру спиновой выстроенности, параметр λ_θ , называют поляризацией. В этой диссертации также используется термин “поляризация” для характеристики меры спиновой выстроенности, хотя необходимо иметь в виду, что эти два термина имеют совершенно разные определения. Более подробно об этих спиновых характеристиках частицы можно найти, например, в учебном пособии [19].

Случай же, когда $\lambda_\theta = \lambda_{\theta\phi} = \lambda_\phi = 0$, означает, что Υ мезон был рожден неполяризованным. Параметры угловых распределений (поляризационные параметры) $\vec{\lambda}$ зависят от системы координат, определяемой в системе покоя Υ мезона. В поляризационных анализах часто используются следующие системы координат: спиральная (HX) [138], Коллинса-Сопера (CS) [139] и Готтфрида-Джексона (GJ) [140]. Эти координатные системы отличаются друг от друга разным определением спиновой оси квантования, оси z [20, 32, 138–140]. Ось y во всех этих системах определяется как нормаль к плоскости образования Υ мезона в системе покоя сталкивающихся пучковых протонов² [20, 32]. Оставшаяся ось x определяется векторным произведением осей y и z , образуя правую систему координат.

До недавнего времени поляризационные измерения тяжелых кваркони-ев сводились к изучению одного единственного параметра λ_θ как функции поперечного импульса исследуемого мезона. Иногда такие измерения проводились в разных координатных системах (HX, CS или GJ), что приводило к неоднозначной интерпретации полученных результатов, поскольку для однозначного перевода поляризационных параметров из одной системы координат в другую необходимы все три поляризационных параметра $\vec{\lambda}$ [20, 142]. Как было отмечено в работе [20], измерение трех поляризационных параметров важно как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Так, проводя измерение трех поляризационных параметров, можно затем сравнивать экспериментальные значения с теоретически вычисленными, сделанны-

² В данном исследовании направление оси y совпадает с направлением векторного произведения $\vec{p}_1 \times \vec{p}_2$, определяемого в системе покоя Υ мезона. Это определение оси y было взято из работы [20]. Оно противоположно направлению, которое определяется векторным произведением $\vec{p}_1 \times \vec{p}_\Upsilon$ [141], где \vec{p}_1 и \vec{p}_Υ это 3-импульсы первого пучкового протона и Υ мезона, соответственно, взятые в системе центра масс сталкивающихся протонных пучков коллайдера. В коллаборации LHCb первым (вторым) пучковым протоном принято обозначать пучковый протон, который движется в положительном (отрицательном) направлении оси z координатной системы детектора LHCb. Эти два определения оси y сказываются только на знаке величины $\lambda_{\theta\phi}$, тогда как значения двух других параметров λ_θ и λ_ϕ не изменяются [20, 32].

ми в разных системах координат. Экспериментальную же проверку можно, например, сделать, измеряя параметры $\vec{\lambda}$ в разных системах координат, а затем сравнить измеренные значения с теми, которые получаются путем перевода параметров из одной системы координат в другую. Еще одной проверкой полученных данных является измерение поляризационного параметра $\tilde{\lambda} = (\lambda_\theta + 3\lambda_\phi) / (1 - \lambda_\phi)$ [143–146], который является инвариантным во всех системах, которые отличаются друг от друга лишь поворотом вокруг оси y , т.е. в частности инвариантный в HX, CS и GJ системах. Похоже, что инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ был впервые введен в работе [147]. В этой работе (см. также [146, 148, 149]) было указано на физическое понимание параметра $\tilde{\lambda}$.

Полный угловой анализ мюонов от распадов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$, т.е. одновременное определение всех трех поляризационных параметров $\vec{\lambda}$, был впервые проведен коллаборацией CDF³, используя данные $p\bar{p}$ взаимодействий при полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ [30]. В этом анализе было найдено, что угловые распределения мюонов, идущих от распадов всех трех $\Upsilon(nS)$ мезонов, являются почти изотропными для центрального диапазона по быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ и значений поперечного импульса $p_T^\Upsilon < 40$ ГэВ/с. Этот результат находится в согласии с предыдущим измерением коллаборации CDF [23], но противоречит результатам, которые были получены коллаборацией D0 [24]. Последние наблюдали значительную p_T^Υ зависимую продольную поляризацию $\Upsilon(1S)$ мезонов, образованных в $p\bar{p}$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ в кинематическом диапазоне $|y^\Upsilon| < 1.8$ и $p_T^\Upsilon < 20$ ГэВ/с. Следующий полный угловой анализ для распадов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ был проведен коллаборацией CMS на Большом Адронном Коллайдере [25], используя данные pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ для двух диапазонов быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$, и значений поперечного импульса $10 < p_T^\Upsilon < 50$ ГэВ/с. Коллаборация CMS не нашла каких-либо свидетельств большой продольной или

³ В этом исследовании впервые также была измерена поляризация $\Upsilon(3S)$ мезона.

поперечной поляризации у $\Upsilon(nS)$ мезонов в исследованном кинематическом регионе. Экспериментальная ситуация усложняется результатами эксперимента E866 [150], который провел поляризационные измерения $\Upsilon(nS)$ мезонов в p-Cu столкновениях при $\sqrt{s} = 38.8$ ГэВ в кинематическом диапазоне $0.0 < x_F^{\Upsilon} < 0.6$ и $p_T^{\Upsilon} < 4$ ГэВ/с. Коллаборация E866 нашла, что $\Upsilon(1S)$ образуются в указанной выше реакции со слабой поляризацией, тогда как $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезоны образуются с максимальной поперечной поляризацией. И хотя перечисленные выше результаты были получены при разных энергиях в системе центра масс (разные \sqrt{s} и поэтому, возможно, разные доминантные вклады в процесс образования $\Upsilon(nS)$ состояний), эти измерения еще раз подчеркивают необходимость дальнейшего поляризационного исследования $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно образованных в адронных взаимодействиях.

Что же касается теоретического описания инклюзивного рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в адронных взаимодействиях, то, как уже отмечалось в диссертационном введении, в настоящее время не существует такой теории, которая могла бы одинаково успешно описать сечение образования тяжелых кваркониев и их поляризацию. Хорошее описание текущего теоретического и экспериментального статуса в физике тяжелых кваркониев можно найти, например, в обзоре [2]. Здесь лишь укажем на относительно недавние теоретические расчеты, которые были выполнены в приближении NLO [151]. Эти расчеты вполне успешно описывают сечения инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в адронных взаимодействиях. Что же касается $\Upsilon(nS)$ поляризаций, то для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний в этих расчетах была получена небольшую поперечная поляризация, а для $\Upsilon(3S)$ — большая поперечная поляризация. Полученные расчетные значения для поляризаций $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов [151] находятся, соответственно, в хорошем, хорошем и плохом согласии с экспериментальными результатами, полученными коллаборацией CMS [25]. Модельные вычисления [151] плохо описывают поляризационные результа-

ты для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные коллаборацией CDF [30]. Отметим, что в этих вычислениях учитывались feed-down переходы от радиационных распадов $\chi_b(nP) \rightarrow \Upsilon\gamma$ только для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний, и не учитывались для $\Upsilon(3S)$. Поскольку только в 2014 году было впервые найдено⁴, что значительная доля $\Upsilon(3S)$ мезонов, около 30 – 40 %, для $p_T^\Upsilon \gtrsim 20$ ГэВ/с происходит от радиационных распадов $\chi_b(nP) \rightarrow \Upsilon\gamma$ [152]. С одной стороны это может быть проинтерпретировано, что, если для $\Upsilon(nS)$ мезонов учесть все вклады от каскадных распадов высоко стоящих боттомониевых состояний, то получится хорошее описание $\Upsilon(nS)$ поляризаций. Но с другой стороны, мы знаем, что имеется не только плохое описание J/ψ поляризации [26], где вклады от feed-down переходов значительные, но и плохое описание $\psi(2S)$ поляризации [28], где вклады от feed-down переходов незначительные.

В данной диссертации приводятся результаты полного углового анализа для $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [32, 34]. Результаты были получены на полном наборе экспериментальных данных, записанном на установке LHCb в 2011 и 2012 годах с интегральными светимостями 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Поляризационные измерения были выполнены в HX, CS и GJ системах, в кинематическом диапазоне $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ и $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с.

§4.2. Отбор $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов

Для проведения поляризационного анализа селекция $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов выполняется аналогично предыдущему анализу, посвященному измерению сечений образований $\Upsilon(nS)$ мезонов (см. §3.2). Как и прежде, используется весь набор экспериментальных данных 2011 и 2012 годов, соответствующих pp -взаимодействиям при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответ-

⁴ В исследовании эксперимента LHCb [152].

ственно. $\Upsilon(nS)$ кандидаты, распадающиеся на мюонную пару, отбираются в кинематическом диапазоне, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Далее, требуется, чтобы масса димюонных кандидатов находилась в интервале $8.8 < m_{\mu^+\mu^-} < 11.0$ ГэВ/с². Дополнительно требуется, чтобы косинус полярного угла положительного мюона в GJ системе был меньше по модулю 0.8, т.е. требовалось, чтобы $|\cos \theta_{GJ}| < 0.8$. Это последнее условие помогает эффективно устранять комбинаторный фон, который присутствует при больших значениях $|\cos \theta_{GJ}|$.

На Рис. 4.1 слева показаны распределения величины $\cos \theta_{GJ}$ для трех сигнальных Υ компонент и одной фоновой компоненты, соответствующей комбинаторному димюонному фону. Эти распределения были получены в кинематической области $6 < p_T^\Upsilon < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$. Разные компоненты величины $\cos \theta_{GJ}$ получались, используя технику *sPlot* анализа [106]. На Рис. 4.1 справа показано димюонное массовое распределение для окончательно отобранных $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов (включая условие $|\cos \theta_{GJ}| < 0.8$), полученное в кинематической области $6 < p_T^\Upsilon < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$. На этом рисунке показана также параметризация димюонного массового распределения, выполненная с помощью суммы трех двухсторонних функций Crystal Ball [91–93] (для описания трех $\Upsilon(nS)$ сигналов) и экспоненциальной функции (для описания комбинаторного фона). Т.е. описание димюонного массового распределения в поляризационном анализе $\Upsilon(nS)$ мезонов выполнялось аналогично массовой модели, которая использовалась для определения сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в предыдущем анализе (см. §3.3). Более подробное описание процедуры фитирования спектра димюонных масс приводится в Приложении А.

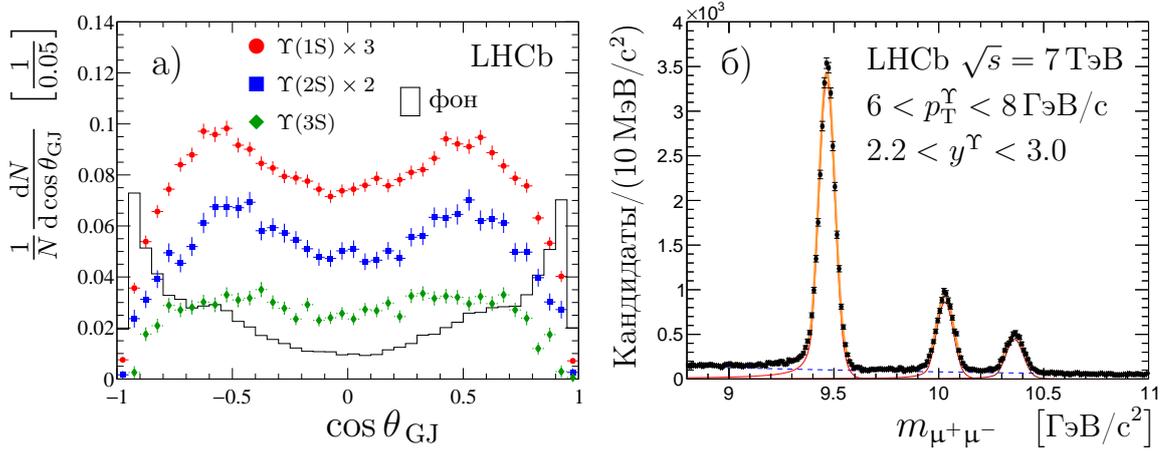


Рис. 4.1. (а) Распределения $\cos \theta_{GJ}$ для $\Upsilon(1S)$ (красные кружки), $\Upsilon(2S)$ (синие квадраты) и $\Upsilon(3S)$ (зеленые ромбы) сигнальных кандидатов, а также для фоновой компоненты (черная гистограмма), полученные для кинематического региона $6 < p_T^\Upsilon < 8 \text{ ГэВ/с}$ и $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, для экспериментальных данных, набранных при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Чтобы улучшить восприятие, масштаб распределений $\cos \theta_{GJ}$ для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ кандидатов был увеличен в 3 и 2 раза, соответственно. (б) Димюонное массовое распределение, полученное для окончательно отобранных событий в кинематическом диапазоне $6 < p_T < 8 \text{ ГэВ/с}$ и $2.2 < y < 3.0$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Оранжевые кривые показывают результаты фита спектра димюонных масс. Три пика, показанные с помощью красной кривой, соответствуют $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам (слева направо). Фоновая компонента димюонного спектра обозначена синей прерывистой линией.

§4.3. Измерение поляризационных параметров

Поляризационные параметры $\vec{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$ определяются, используя безбиновый метод максимального правдоподобия [153], подгоняя модель, описываемую уравнением (4.1), к двумерным угловым распределениям $(\cos \theta, \phi)$ положительного мюона от распадов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$. Этот подход уже успешно применялся в предыдущих исследованиях коллаборации LHCb, посвященных поляризационным измерениям J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов [26, 28]. На Рис. 4.2 показаны в качестве примера проекции двумерного углового распределения

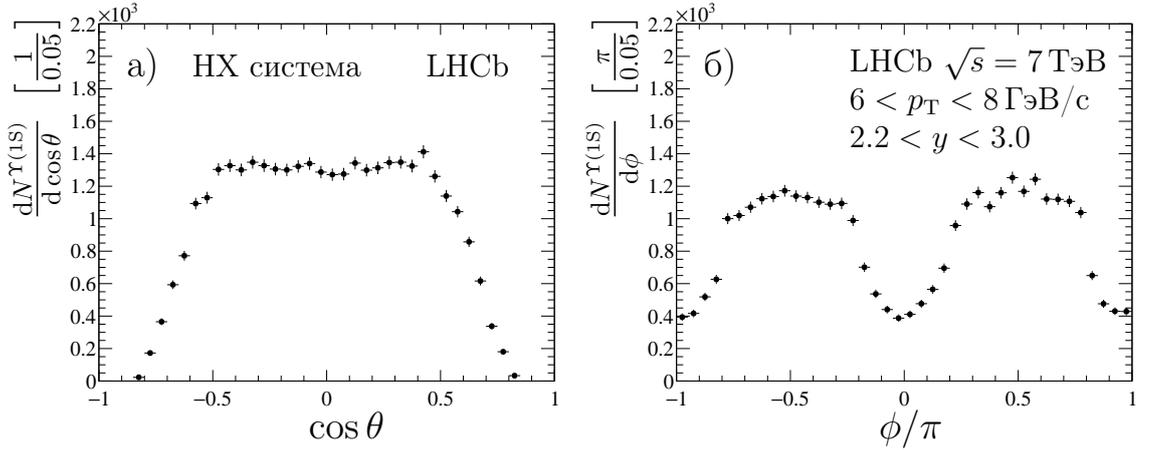


Рис. 4.2. Угловые распределения $\cos \theta$ (а) и ϕ (б) для положительного мюона от распадов $\Upsilon(1S)$ кандидатов, измеренные в НХ системе для кинематического диапазона $6 < p_{\text{T}}^{\Upsilon} < 8 \text{ ГэВ}/c$ и $2.2 < y^{\Upsilon} < 3.0$, для данных, соответствующих $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Представленные угловые распределения были получены после вычитания фона.

$(\cos \theta, \phi)$, полученные в НХ системе на данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$) в кинематическом диапазоне $6 < p_{\text{T}}^{\Upsilon} < 8 \text{ GeV}/c$ и $2.2 < y^{\Upsilon} < 3.0$.

Логарифм функции правдоподобия определяется для каждого состояния $\Upsilon(nS)$ и каждого кинематического бина $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$ следующим образом

$$\ln \mathcal{L}(\vec{\lambda})_{\Upsilon} = s_w \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} w_i^{\Upsilon} \times \ln \left[\frac{\mathcal{P}(\cos \theta_i, \phi_i | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \varepsilon(\cos \theta_i, \phi_i)}{\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})} \right] \quad (4.3a)$$

$$= s_w \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} w_i^{\Upsilon} \times \ln \left[\frac{\mathcal{P}(\cos \theta_i, \phi_i | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})}{\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})} \right] \quad (4.3b)$$

$$+ s_w \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} w_i^{\Upsilon} \times \ln [\varepsilon(\cos \theta_i, \phi_i)] , \quad (4.3c)$$

где $\mathcal{P}(\cos \theta_i, \phi_i | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \equiv 1 + \lambda_{\theta} \cos^2 \theta_i + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta_i \cos \phi_i + \lambda_{\phi} \sin^2 \theta_i \cos 2\phi_i$, $\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})$ — это нормировочный интеграл, который будет определен ниже, а $\varepsilon(\cos \theta_i, \phi_i)$ — полная эффективность i -го димюонного кандидата. Веса w_i^{Υ} определяются после фитирования спектра димюонных масс для каждого рассматриваемого кинематического бина $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$, используя технику *sPlot*

анализа [106], которая выделяет сигнальную компоненту соответствующего Υ мезона из экспериментальных данных. Индекс i в сумме выражения (4.3) пробегает по всем отобраным димюонным кандидатам. Масштабный фактор $s_w \equiv \sum_i w_i^\Upsilon / \sum_i (w_i^\Upsilon)^2$, постоянный для данного бина $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$, учитывает статистические флуктуации при выделении соответствующей сигнальной компоненты Υ . Он был проверен, используя так называемые псевдоэксперименты. Последний член в (4.3с) игнорируется при фитировании функционала (4.3), так как он не имеет зависимость от поляризационных параметров $\vec{\lambda}$. Нормировочный интеграл $\mathcal{N}(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ определяется следующим образом

$$\mathcal{N}(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi) \equiv \int d\Omega \mathcal{P}(\cos \theta, \phi | \lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi) \varepsilon(\cos \theta, \phi) \quad (4.4)$$

и вычисляется, используя Монте-Карло события. При моделировании, когда $\Upsilon(nS)$ мезоны генерились неполяризованными, двумерные распределения $(\cos \theta, \phi)$ для отобранных $\Upsilon(nS)$ кандидатов пропорциональны полной эффективности $\varepsilon(\cos \theta, \phi)$, поэтому $\mathcal{N}(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ оценивается суммированием $\mathcal{P}(\cos \theta_j, \phi_j | \lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ по всем отобраным $\Upsilon(nS)$ кандидатам в Монте-Карло событиях

$$\mathcal{N}(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi) \propto \sum_j \varepsilon^{\mu\text{ID}} \kappa^\Upsilon \mathcal{P}(\cos \theta_j, \phi_j | \lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi), \quad (4.5)$$

где $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ это эффективность мюонной идентификации (см. выражение (3.5)), которая была определена на большом объеме экспериментальных данных, содержащих события $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (см. Главу 2). Эффективность $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ учитывается в выражении (4.5), поскольку при отборе $\Upsilon(nS)$ кандидатов в Монте-Карло событиях требование мюонной идентификации не применялось (при работе же с экспериментальными данными это требование применялось). Фактор κ^Υ это корректирующая величина для Монте-Карло событий, который учитывал разницу между экспериментальными и смоделированными данными в эффективностях реконструкции и идентификации мюонов [109, 110] (см.

§3.3, где были введены поправочные коэффициенты κ^{trk} и $\kappa^{\text{is}\mu}$), а также в спектрах величин p_{T}^{Υ} и y^{Υ} [69, 70].

§4.4. Систематические неопределенности

После того, как были измерены поляризационные параметры λ_{θ} , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_{ϕ} и $\tilde{\lambda}$, были изучены различные источники систематической неопределенности, возникающие при определении этих параметров. Систематические неопределенности параметров λ оценивались для всех рассмотренных кинематических бинов $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$, во всех трех поляризационных системах (HX, CS и GJ) и для обеих полных энергий ($\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ). В Таблице 4.1 приведены диапазоны изменения систематических неопределенностей поляризационных параметров от различных источников, которые определялись, используя данные 2011 и 2012 годов.

Систематическая неопределенность параметров λ , связанная с процедурой выделения $\Upsilon(nS)$ сигналов, включала в себя вариацию массовой модели, описывающей форму распределений димюонных масс. Она включала в себя: а) вариацию параметров, описывающих боковые части функции Crystal Ball; б) удаление ограничений на средние значения функций Crystal Ball, описывающих сигналы $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$; в) вариацию параметризации фона, которая делалась заменой экспоненциальной функции продуктом экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна разного порядка; г) вариацию диапазона димюонных масс. Максимальная разность между номинальным поляризационным результатом и результатами, полученными после вариации массовой модели, определялась как систематическая неопределенность. Эта разность измерялась для каждого кинематического бина $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$ и каждой поляризационной системы. Было получено, что систематическая неопределенность параметров λ , связанная с вариацией массовой модели, со-

Таблица 4.1. Диапазоны изменения систематических неопределенностей для поляризационных параметров $\vec{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$, которые определялись для всех бинов $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ и всех трех поляризационных систем, используя данные 2011 и 2012 годов.

Источник	σ_{λ_θ} [10^{-3}]	$\sigma_{\lambda_{\theta\phi}}$ [10^{-3}]	σ_{λ_ϕ} [10^{-3}]	$\sigma_{\tilde{\lambda}}$ [10^{-3}]
$\Upsilon(1S)$				
Димюонный массовый фит	1.0 – 12	0.2 – 10	0.1 – 7	1.8 – 20
Вычисление эффективности				
мюонная идентификация	0.2 – 10	0.1 – 7	0.1 – 6	0.2 – 17
корректирующий фактор κ^Υ	0.7 – 12	0.4 – 5	0.1 – 4	2.1 – 14
триггер	0.1 – 18	0.1 – 8	0.1 – 5	0.3 – 19
Конечный размер МК данных	6.0 – 82	1.3 – 29	0.9 – 35	6.9 – 95
$\Upsilon(2S)$				
Димюонный массовый фит	0.6 – 37	0.2 – 19	0.3 – 16	4.6 – 53
Вычисление эффективности				
мюонная идентификация	0.2 – 11	0.1 – 6	0.1 – 5	0.2 – 13
корректирующий фактор κ^Υ	0.7 – 12	0.3 – 5	0.1 – 5	2.1 – 13
триггер	0.1 – 17	0.1 – 7	0.1 – 5	0.3 – 18
Конечный размер МК данных	9.8 – 210	2.5 – 98	1.5 – 120	14 – 320
$\Upsilon(3S)$				
Димюонный массовый фит	1.4 – 72	0.2 – 24	0.5 – 21	7.2 – 86
Вычисление эффективности				
мюонная идентификация	0.2 – 12	0.1 – 7	0.1 – 5	0.3 – 22
корректирующий фактор κ^Υ	0.6 – 14	0.3 – 6	0.1 – 5	2.1 – 18
триггер	0.2 – 17	0.1 – 8	0.1 – 4	0.3 – 19
Конечный размер МК данных	12 – 280	3.5 – 100	2.1 – 110	16 – 350

ставляет около 10% от соответствующей статистической неопределенности для большинства кинематических бинов $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$.

Как уже отмечалось, для определения эффективности мюонной идентификации $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ использовался большой набор данных распадов $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (см. Главу 2). Систематические неопределенности параметров λ , связанные с мюонной идентификацией, определялись, используя значения и неопределенности эффективностей $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^+)$ и $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^-)$. Для этого применялась процедура псевдоэкспериментов, которая переносила неопределенности эффективностей $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^+)$ и $\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\mu^-)$ на вариацию значений поляризационных параметров. Полученная таким образом систематическая неопределенность у параметров λ составляет около 2% от статистической неопределенности для малых значений p_T^Υ и поднимается до 8% от статистической неопределенности для больших значений p_T^Υ .

Как отмечалось выше, при реконструкции треков и идентификации мюонов может возникнуть небольшая разница в соответствующих эффективностях между данными и Монте-Карло событиями. Для того, чтобы нивелировать эти разности, вводятся два корректирующих коэффициента (см. §3.3 и §4.3) — коэффициент κ^{trk} , корректирующий эффективность реконструкции треков [109], и коэффициент $\kappa^{\text{is}\mu}$, корректирующий эффективность срабатывания переменной `IsMuon` [110]. Оба корректирующих коэффициента применялись к Монте-Карло событиям. Систематические неопределенности, связанные с этими корректирующими коэффициентами, определялись, используя процедуру псевдоэкспериментов. В Таблице 4.1 приведена общая неопределенность, связанная с обоими корректирующими коэффициентами (в таблице они обозначены одним корректирующим фактором κ^Υ). Систематическая неопределенность, связанная с этим общим корректирующими фактором κ^Υ , составила 20% (10%) от соответствующей статистической неопределенности для малых (больших) значений p_T^Υ .

При окончательном отборе $\Upsilon(nS)$ мезонов требовалось выполнение димюонного триггерного условия `L0DiMuon`. Эффективность выполнения это-

го триггерного условия определялась, используя Монте-Карло события. Чтобы оценить насколько одинаково выполнялось димюонное триггерное условие $L0DiMuon$ на данных и Монте-Карло событиях, было изучено выполнение работы $L0DiMuon$ по отношению одномуонному триггерному условию $L0OneMuon$. Было найдено, что максимальная разница эффективности триггерного условия $L0DiMuon$, которая определялась на данных и Монте-Карло событиях, составляет около 2%. Что касается систематической неопределенности, которую приобретают поляризационные параметры λ после применения триггерного условия $L0DiMuon$, то, используя процедуру псевдоэкспериментов, она составляет $(2 \div 4)\%$ от соответствующей статистической неопределенности.

Далее, было найдено, что наблюдается хорошее согласие между данными и Монте-Карло событиями по всем переменным, которые использовались для отбора $\Upsilon(nS)$ мезонов. Разница в соответствующих интегрально нормированных распределениях не превышает 1%. Поэтому систематическая неопределенность, связанная с неправильным моделированием переменных, которые использовались при селекции $\Upsilon(nS)$ мезонов, не приписывалась ни одному поляризационному параметру.

Конечный размер Монте-Карло событий вводит еще одну систематическую неопределенность, которая обуславливается нормировочным интегралом $\mathcal{N}(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ в уравнении 4.5. Эта неопределенность также была определена, используя процедуру псевдоэкспериментов. Было найдено, что эта систематическая неопределенность является доминирующей для большинства бинов $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ и составляет $(30 \div 70)\%$ от статистической неопределенности.

Полная систематическая неопределенность для каждого поляризационного параметра вычисляется как квадратичная сумма систематических неопределенностей от всех рассмотренных выше источников. Систематические неопределенности параметров $\vec{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$, вычисленные в разных поляризацион-

ных системах, оказались сравнимыми. Для большинства кинематических бинов $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ полная систематическая неопределенность оказалась меньше соответствующей статистической неопределенности. Только для некоторых бинов с большим значением p_T^Υ систематическая неопределенность сравнима с соответствующей статистической неопределенностью.

§4.5. Результаты измерения поляризационных параметров $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ

Поляризационные параметры λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренные для $\Upsilon(nS)$ мезонов в НХ, СS и GJ системах как функции p_T^Υ и y^Υ , представлены на Рис. 4.3, 4.4, 4.5 для $\Upsilon(1S)$ мезона, на Рис. 4.7, 4.8, 4.9 для $\Upsilon(2S)$ мезона и на Рис. 4.11, 4.12, 4.13 для $\Upsilon(3S)$ мезона. Левые фигуры на этих рисунках соответствуют данным, полученным при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а правые фигуры — данным, полученным при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Из этих рисунков видно, что значения поляризационных λ -параметров показывают слабую функциональную зависимость от быстроты y^Υ . На Рис. 4.6, 4.10, 4.14 показаны поляризационные параметры, измеренные на всем исследованном диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ для поперечных импульсов p_T^Υ , достигающих значения 30 ГэВ/с. Сами значения поляризационных λ -параметров, полученные для энергий $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, приводятся в Таблицах 8–16 для $\Upsilon(1S)$ мезона, в Таблицах 17–25 для $\Upsilon(2S)$ мезона и в Таблицах 26–34 для $\Upsilon(3S)$ мезона. Корреляционные коэффициенты между поляризационными λ -параметрами малы, особенно малы между параметрами λ_θ и λ_ϕ . Наименьшие корреляционные коэффициенты получаются в СS системе. Значения параметра λ_θ , полученные в НХ, СS и GJ системах, не показывают большую продольную или поперечную спиновую

выстроенность у $\Upsilon(nS)$ мезонов во всей исследованной кинематической области. Значения же параметров $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ близки к нулю в рассмотренных трёх поляризационных системах и во всех рассмотренных кинематических бинах $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$. Поляризационные результаты, полученные коллаборацией LHCb для $\Upsilon(nS)$ мезонов при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, показывают одинаковые зависимости от $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ и хорошее согласие между собой. Поляризационные результаты для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные в данной диссертационной работе, хорошо сшиваются с результатами, полученными коллаборацией CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [25].

В системе покоя Υ мезона спиновая матрица плотности этой векторной частицы пропорциональна следующей матрице [146, 148, 149]

$$\begin{pmatrix} \frac{1 - \lambda_\theta}{2} & \lambda_{\theta\phi} & 0 \\ \lambda_{\theta\phi} & \frac{1 + \lambda_\theta - 2\lambda_\phi}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1 + \lambda_\theta + 2\lambda_\phi}{2} \end{pmatrix}.$$

Условие положительной определенности для этой матрицы накладывает на поляризационные параметры $\vec{\lambda}$ следующие ограничения [144, 148, 149, 154–156]

$$\begin{aligned} 0 &\leq \mathcal{C}_1 = 1 - |\lambda_\theta| \\ 0 &\leq \mathcal{C}_2 = 1 + \lambda_\theta - 2|\lambda_\phi| \\ 0 &\leq \mathcal{C}_3 = (1 - \lambda_\theta)(1 + \lambda_\theta - 2\lambda_\phi) - 4\lambda_{\theta\phi}^2 \\ 0 &\leq \mathcal{C}_4 = (1 - \lambda_\theta)(1 + \lambda_\theta + 2\lambda_\phi) \\ 0 &\leq \mathcal{C}_5 = (1 + \lambda_\theta)^2 - 4\lambda_\phi^2 \\ 0 &\leq \mathcal{C}_6 = (1 + \lambda_\theta + 2\lambda_\phi) \left((1 - \lambda_\theta)(1 + \lambda_\theta - 2\lambda_\phi) - 4\lambda_{\theta\phi}^2 \right). \end{aligned}$$

Полученные значения поляризационных параметров $\vec{\lambda}$ удовлетворяют всем вышеприведённым ограничениям \mathcal{C}_i во всех рассмотренных поляризационных системах и во всех рассмотренных кинематических бинах $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$. На

Рис. 4.18 показаны значения поляризационных параметров λ_θ и λ_ϕ , измеренные во всех рассмотренных кинематических бинах $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$, во всех поляризационных системах и для обеих энергий. На этом рисунке показаны также ограничения (представленные черными линиями), накладываемые на параметры λ_θ и λ_ϕ .

Дополнительно к ограничениям \mathcal{C}_i необходимо упомянуть еще следующие кинематические ограничения, накладываемые на поляризационные параметры $\vec{\lambda}$. В пределе, когда поперечный импульс Υ мезона стремится к нулю, $p_T^\Upsilon \rightarrow 0$, координатные оси НХ, CS и GJ систем начинают совпадать между собой⁵ [20, 142]. Это означает, что для малых значений p_T^Υ поляризационные λ -параметры в НХ, CS и GJ системах должны быть близки друг к другу и совпадать в пределе, когда $p_T^\Upsilon \rightarrow 0$. Из Рис. 4.3–4.14 видно, что результаты, полученные коллаборацией LHCb, этим свойством обладают. Далее, было также получено, что для малых значений p_T^Υ значения поляризационных параметров $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ близки к нулю. Это находится в согласии с кинематическими ограничениями, возникающими при $p_T^\Upsilon \rightarrow 0$ (см. параграф D в [136]).

Поляризационный параметр $\tilde{\lambda}$, инвариантный в НХ, CS и GJ системах, показан на Рис. 4.15. Возможное расхождение в значениях параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в различных поляризационных системах (НХ, CS или GJ системах), обозначало бы какую-то неучтенную систематическую неопределенность, проявляющуюся в этом параметре [20, 143, 144]. Как видно из Рис. 4.15, такого расхождения у параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в разных системах, не наблюдается. Еще одним важным следствием результатов, изображенных на Рис. 4.15, является то, что в специально выбранной системе координат (в си-

⁵ У этих систем y оси совпадают по определению, а z оси у них начинают совпадать в пределе, когда $p_T^\Upsilon \rightarrow 0$. Так, тангенс угла между осями квантования систем CS и GJ равен $\tan \beta = p_T^\Upsilon / M_\Upsilon$ [142], а синус угла между осями квантования систем НХ и GJ равен $\sin \theta = p_T^\Upsilon / p_p^\Upsilon$, где p_p^Υ это величина 3-импульса протона в системе покоя Υ мезона.

стеме покоя соответствующего Υ мезона) [147] (см. также [148, 149]) $\Upsilon(nS)$ мезоны образуются неполяризованными в исследованной кинематической области.

На Рис. 4.16 и 4.17 показано сравнение поляризационных результатов для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученных коллаборациями CDF, CMS и LHCb [25, 30, 32]. Из этих рисунков видно, что во всех системах имеется хорошее согласие между поляризационными результатами, которые были получены коллаборациями CMS и LHCb. Результаты, полученные коллаборациями CDF и LHCb, имеют согласие в CS системе и расхождение в NX системе.

Полученные поляризационные результаты не согласуются с предсказаниями КХД, описывающими рождение тяжелых кваркониев в адронных взаимодействиях (см. §4.1 и, например, [2]).

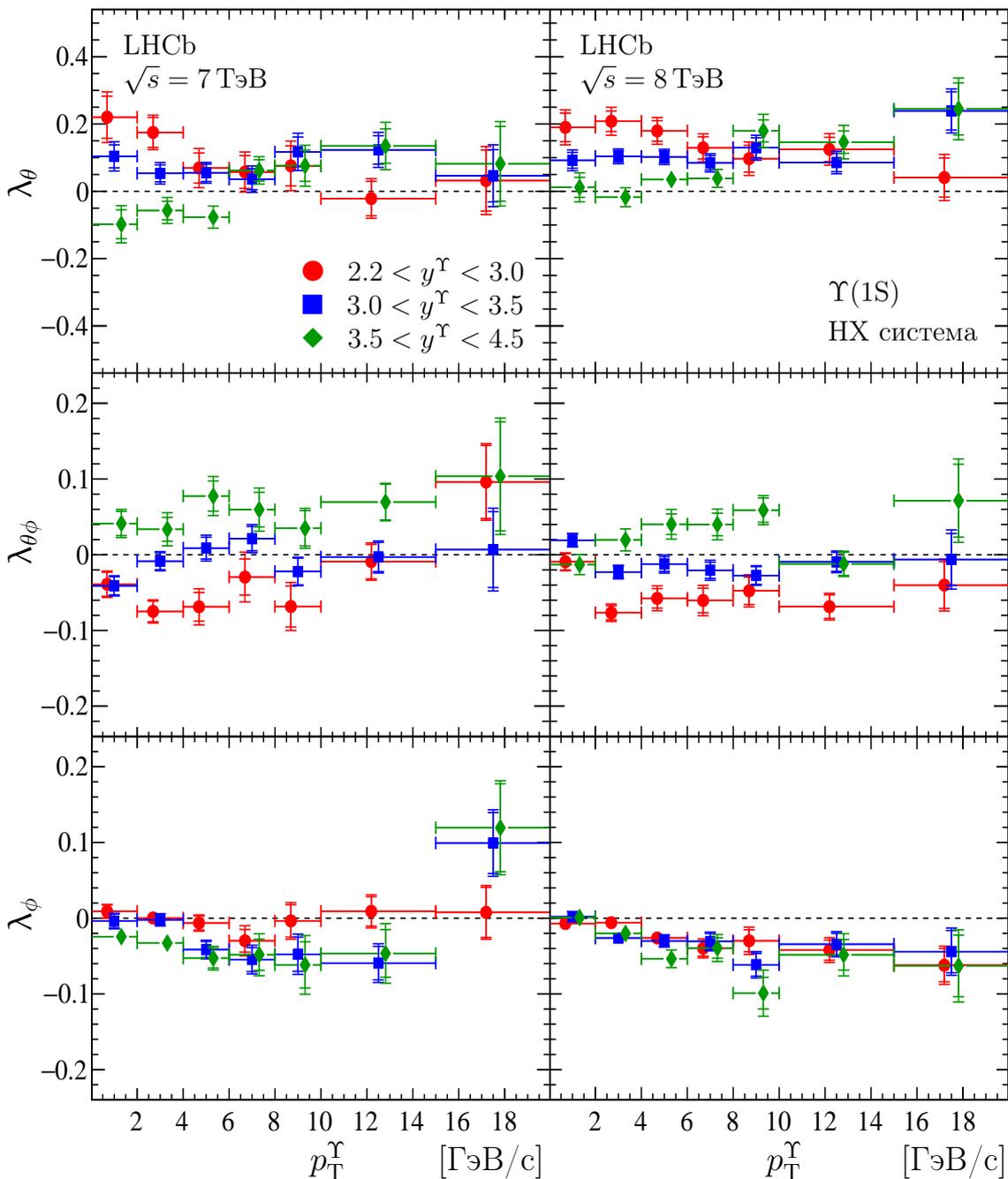


Рис. 4.3. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстройте, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

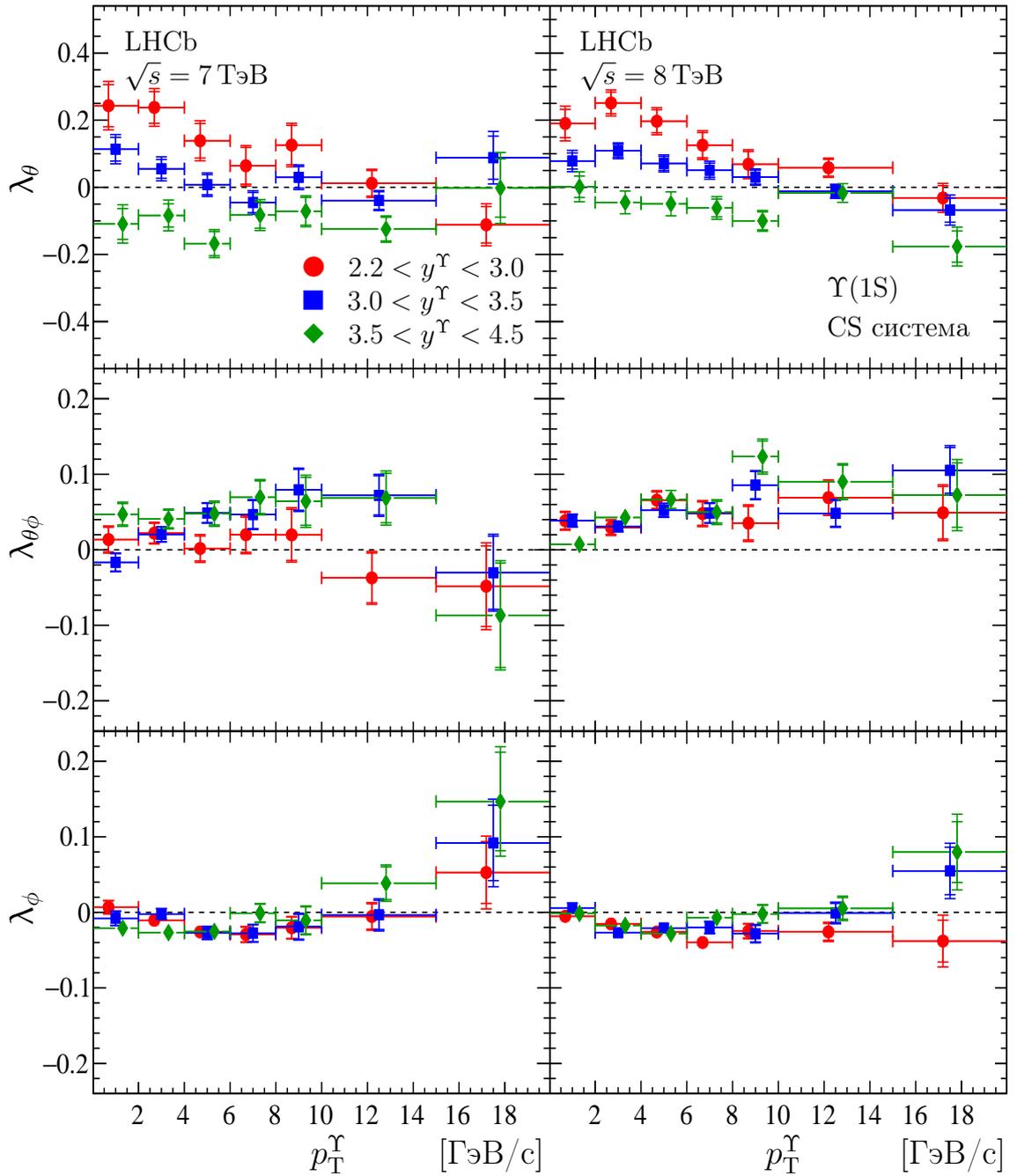


Рис. 4.4. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

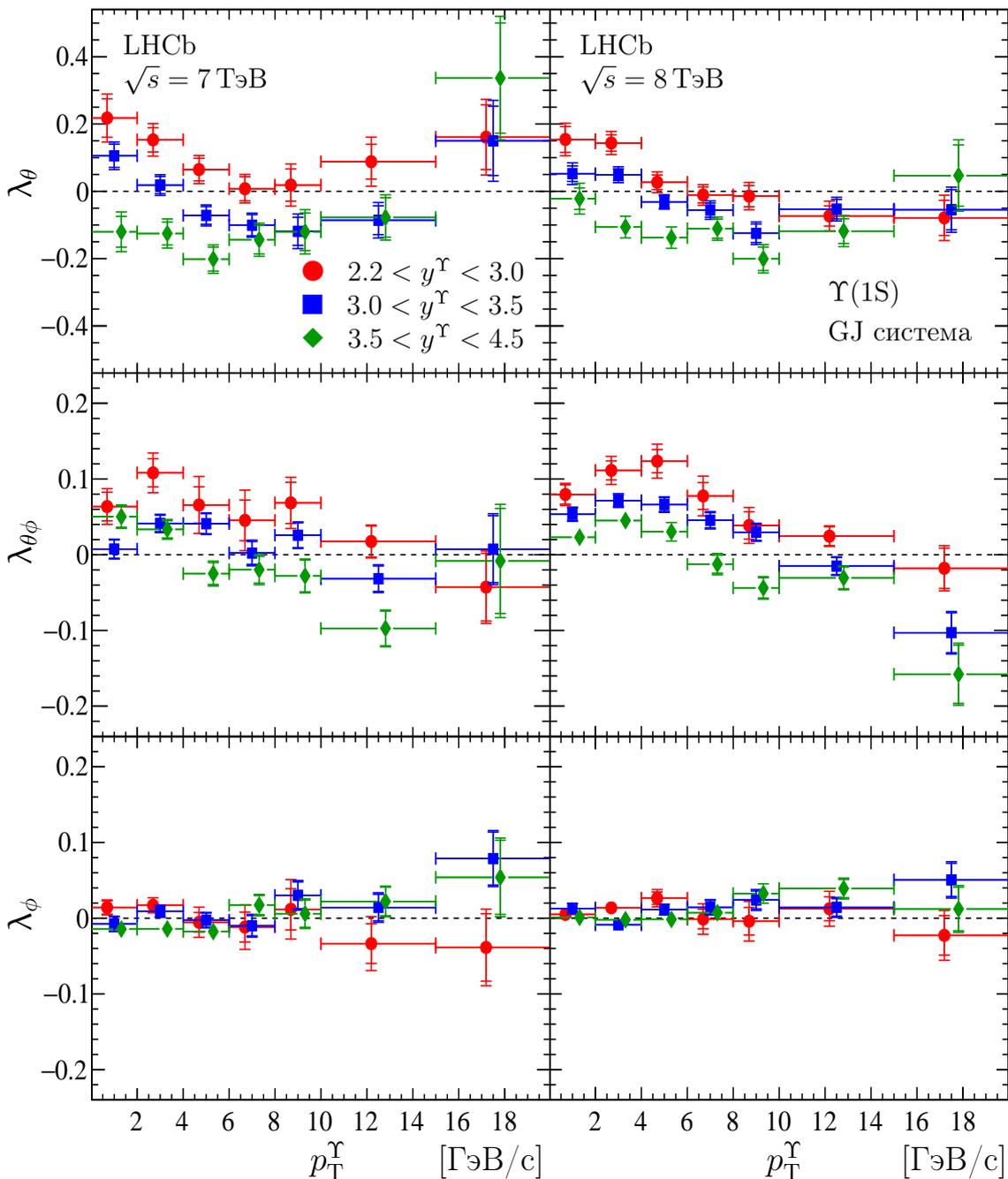


Рис. 4.5. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

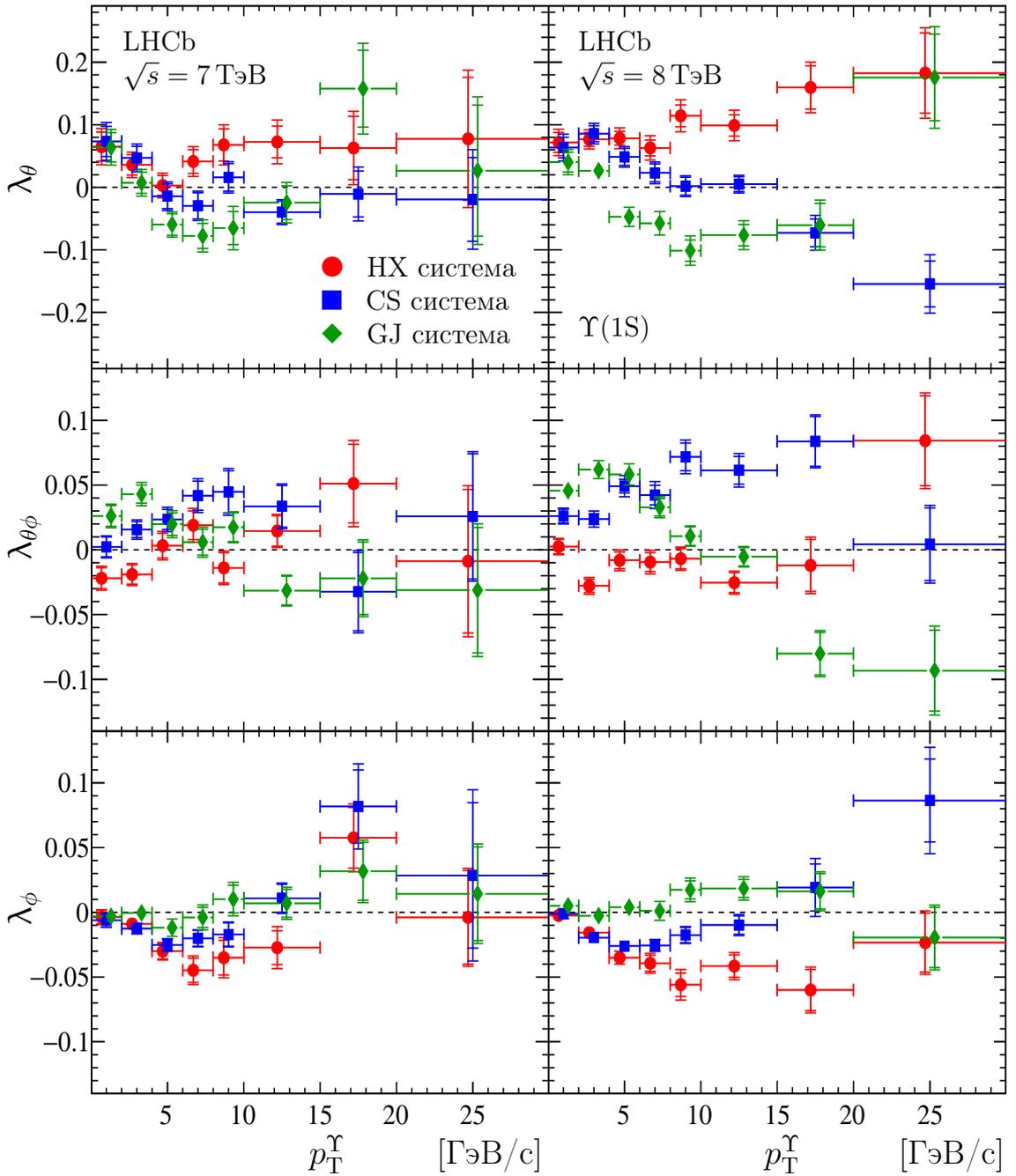


Рис. 4.6. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

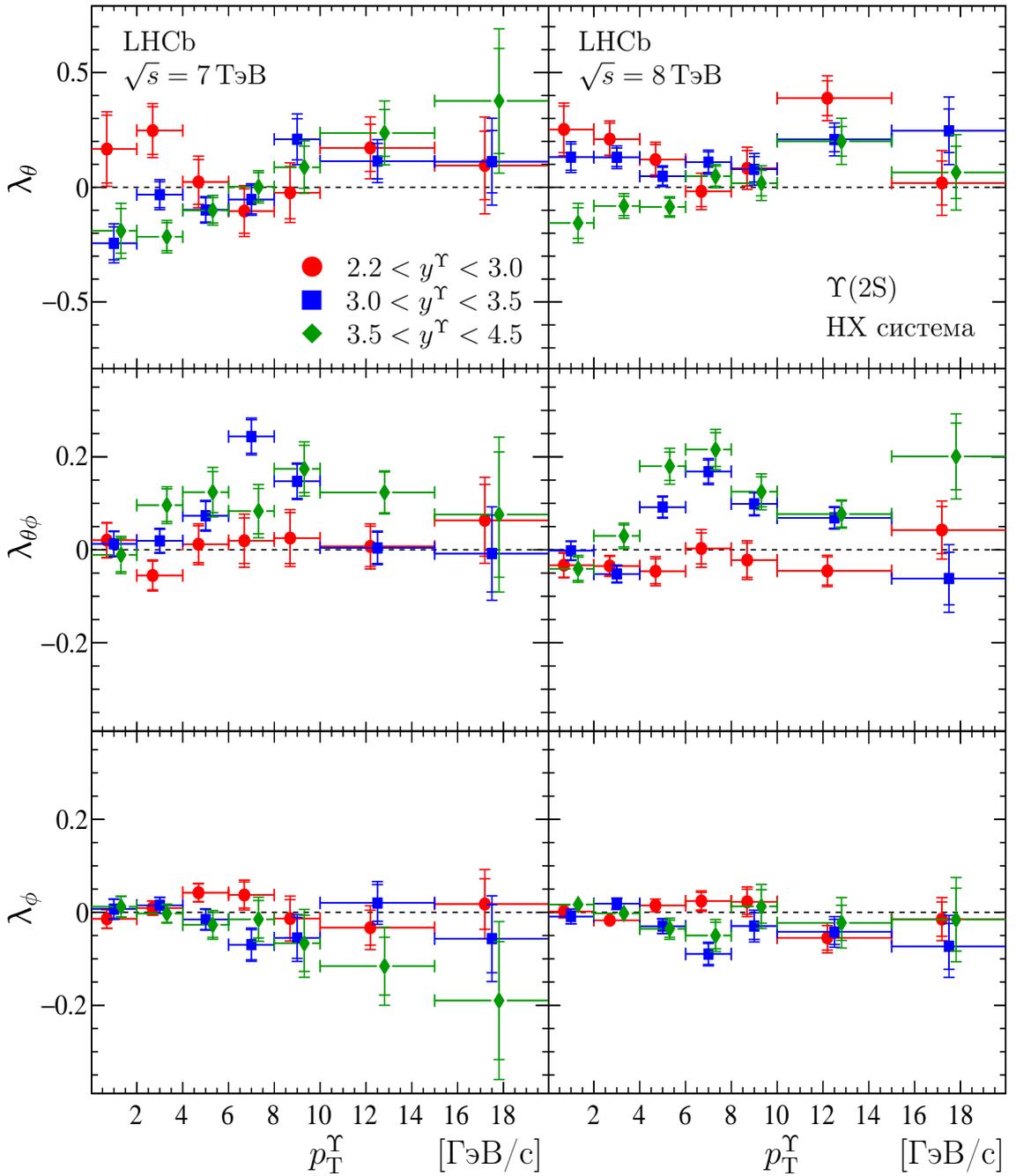


Рис. 4.7. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в HX системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстройте, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

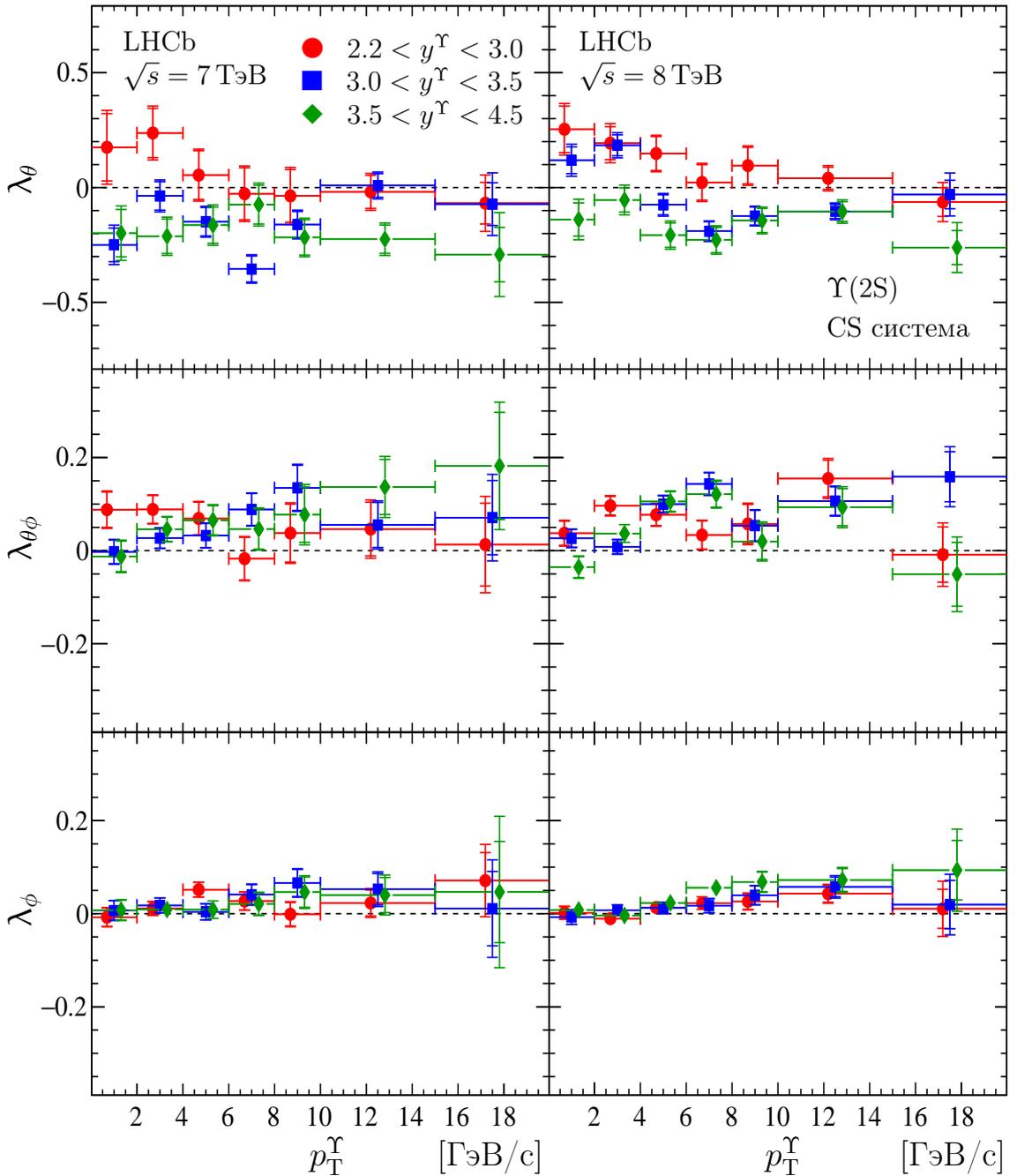


Рис. 4.8. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

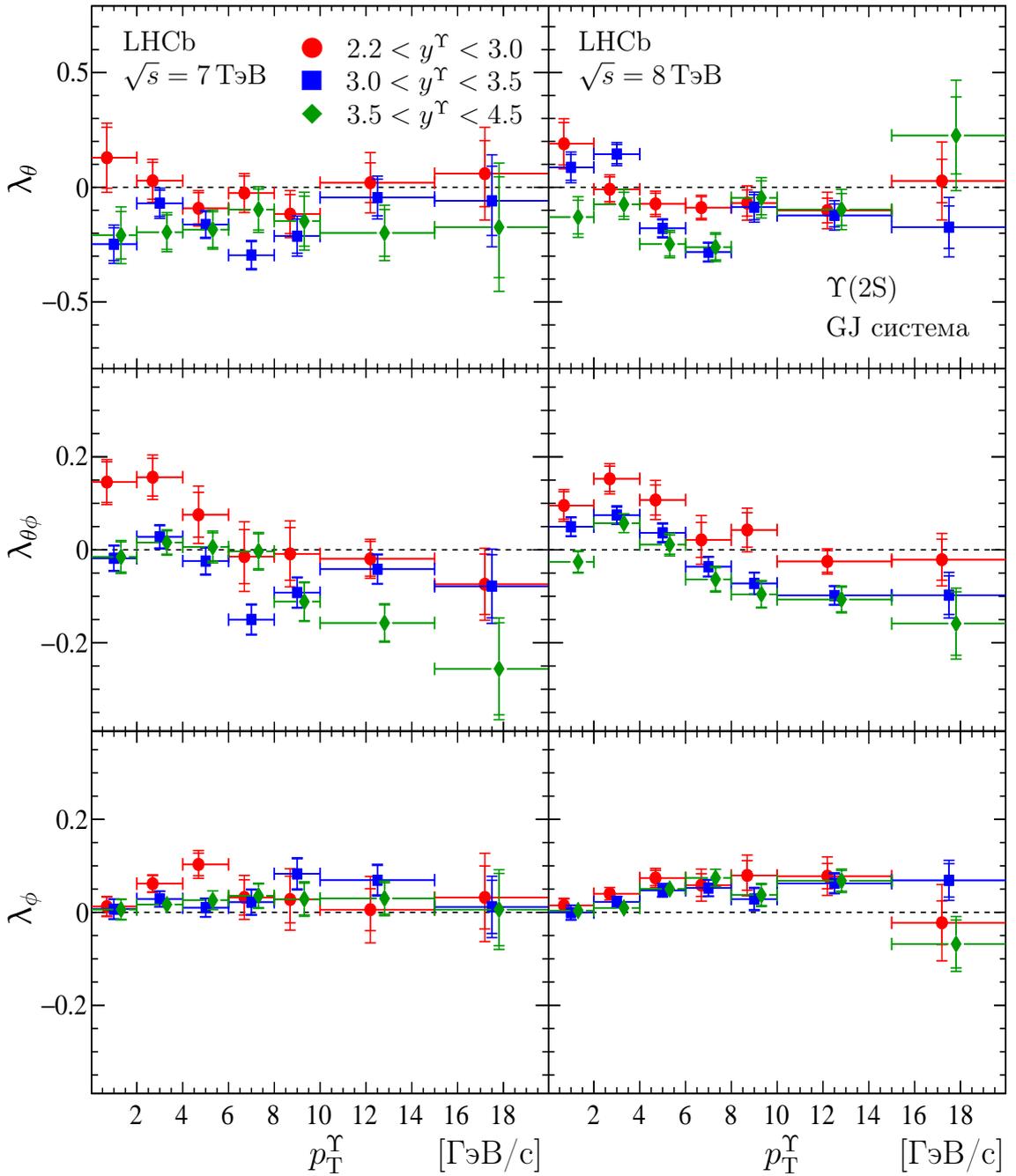


Рис. 4.9. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

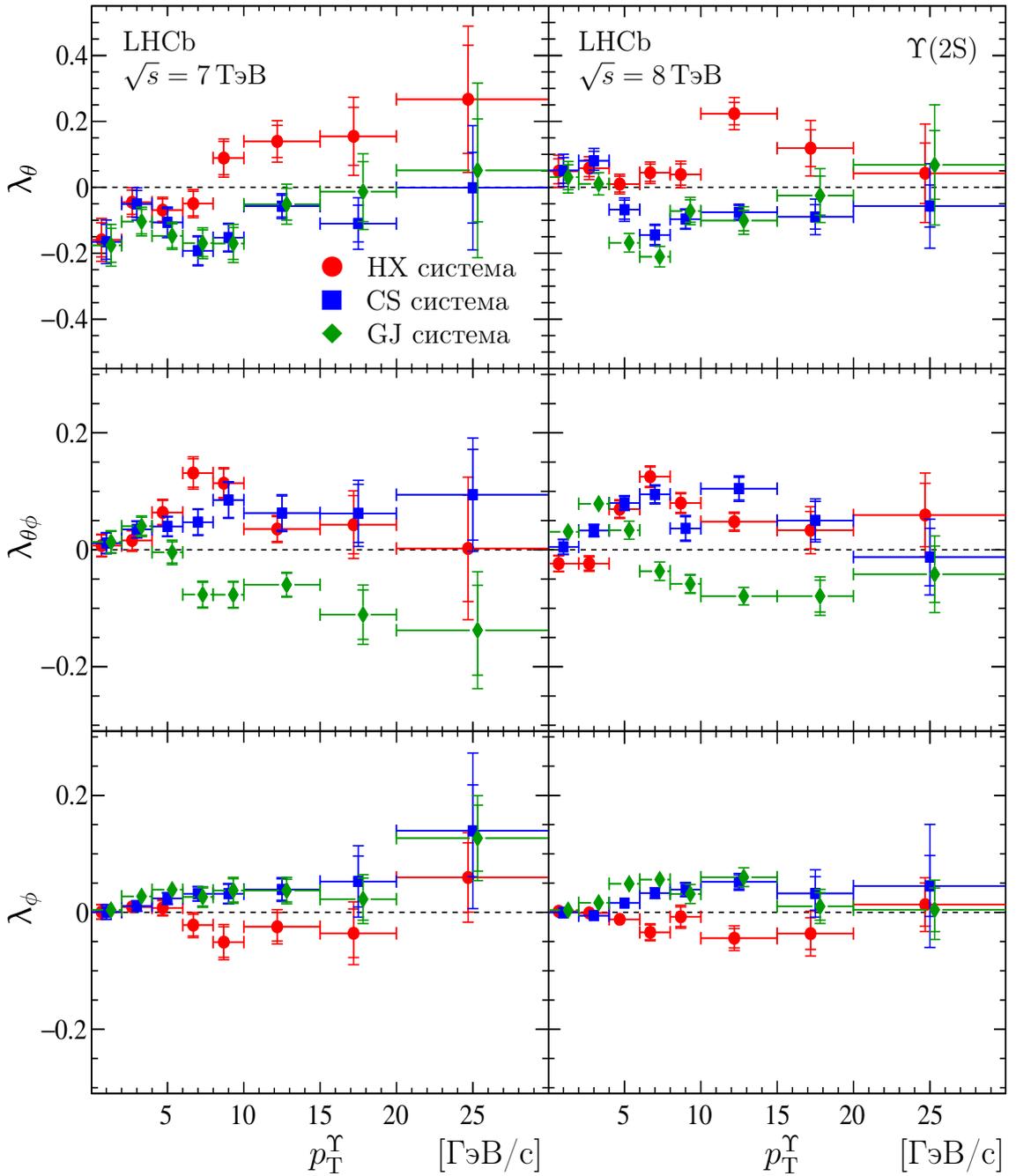


Рис. 4.10. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

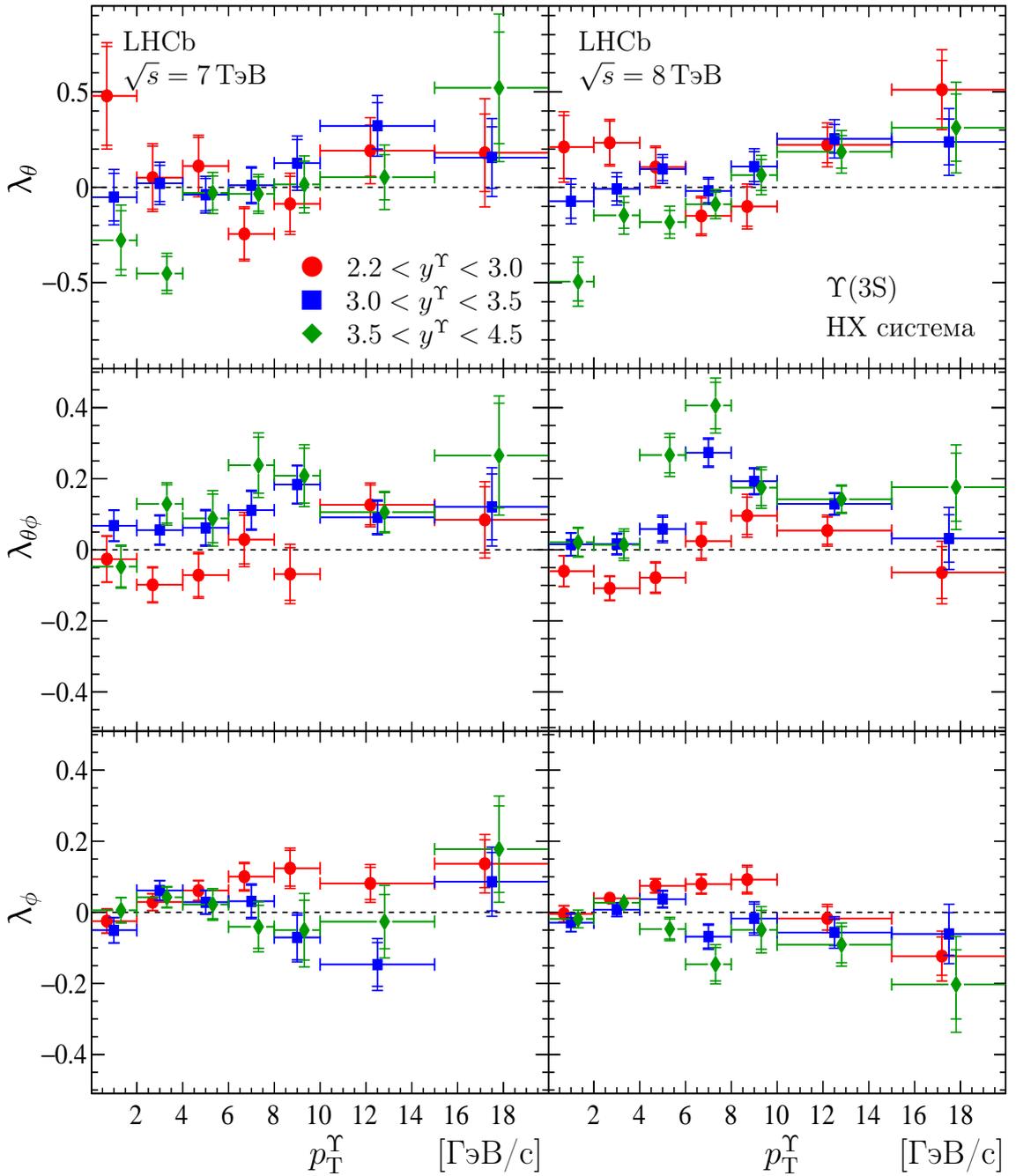


Рис. 4.11. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

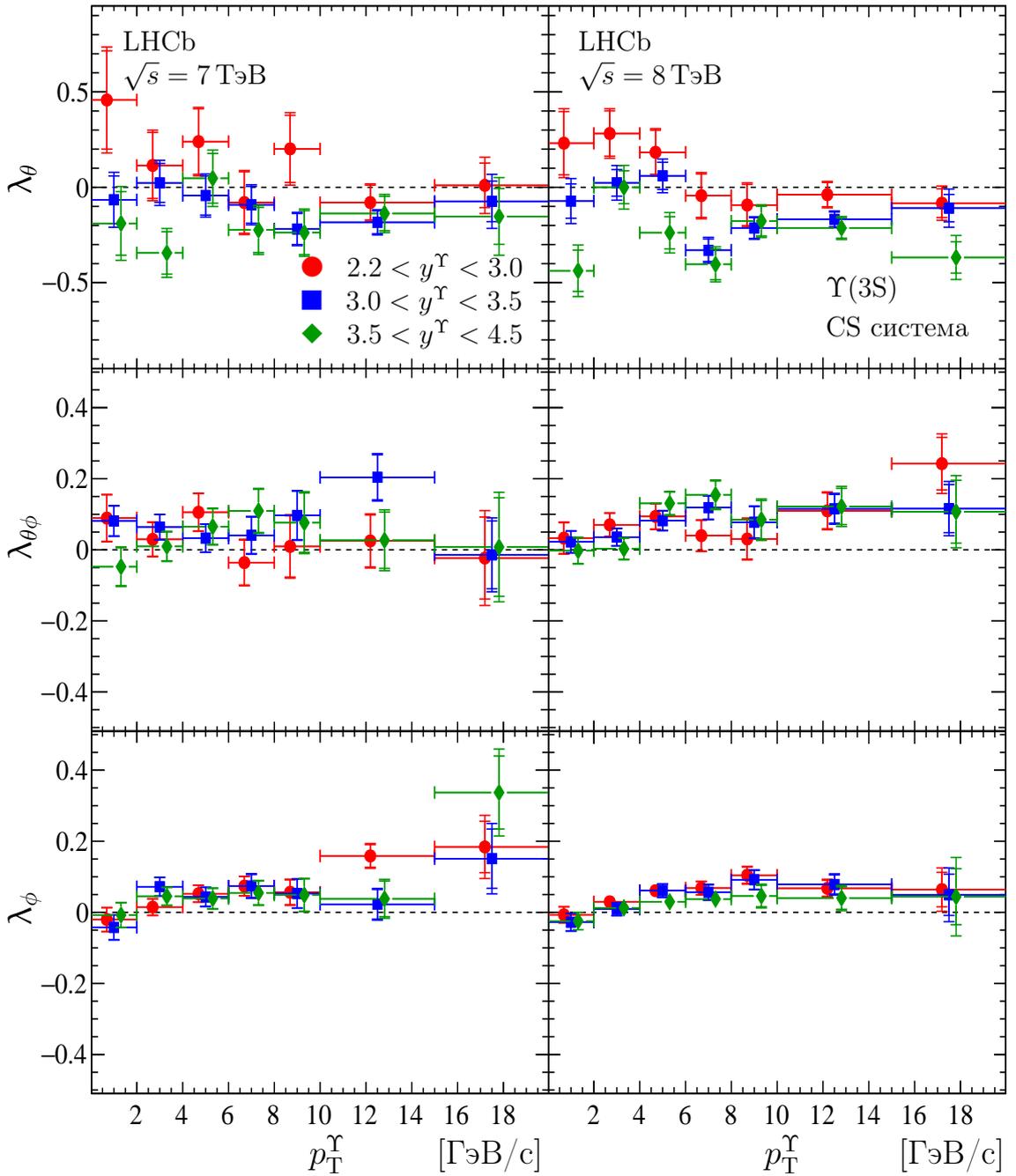


Рис. 4.12. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

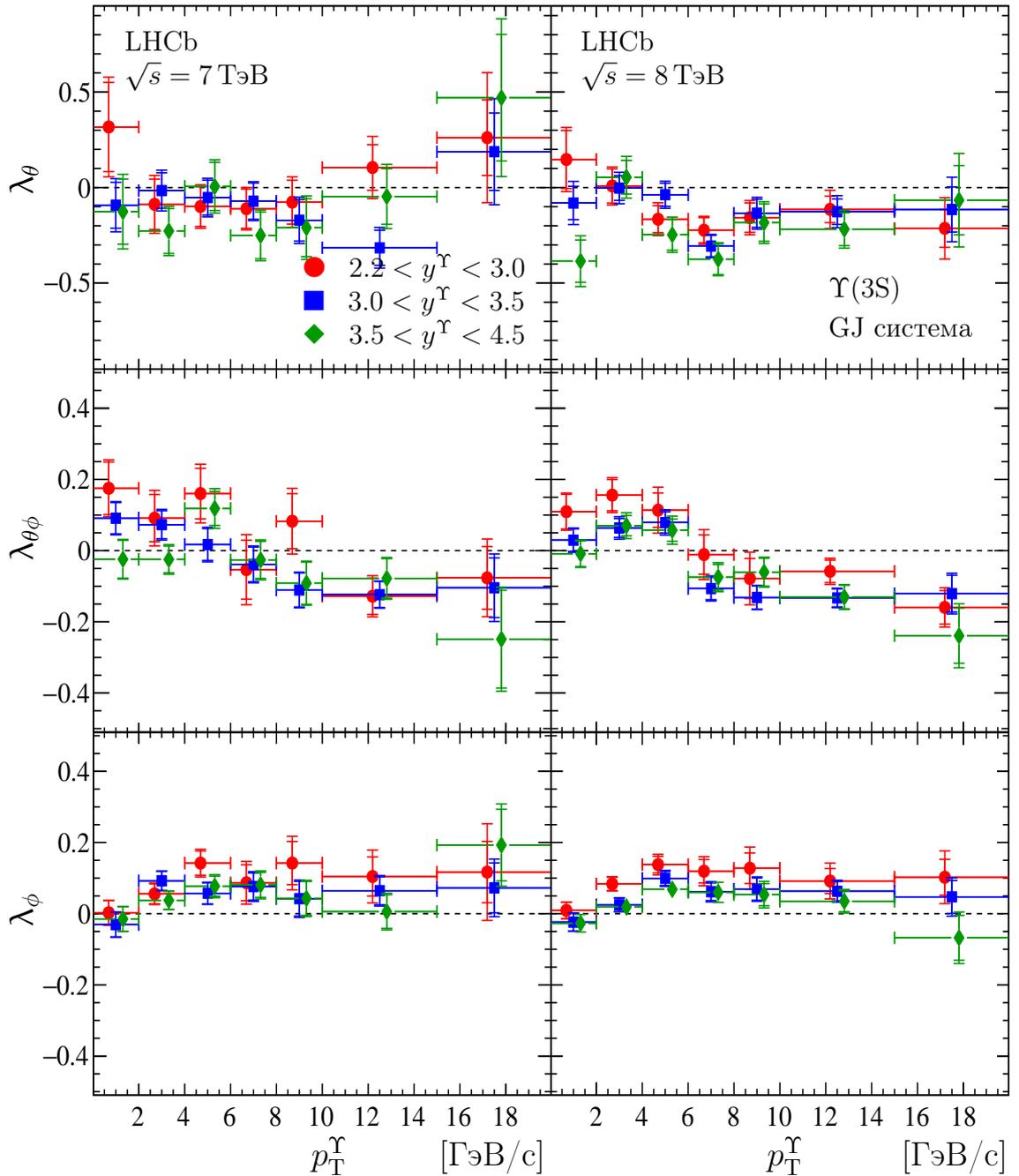


Рис. 4.13. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

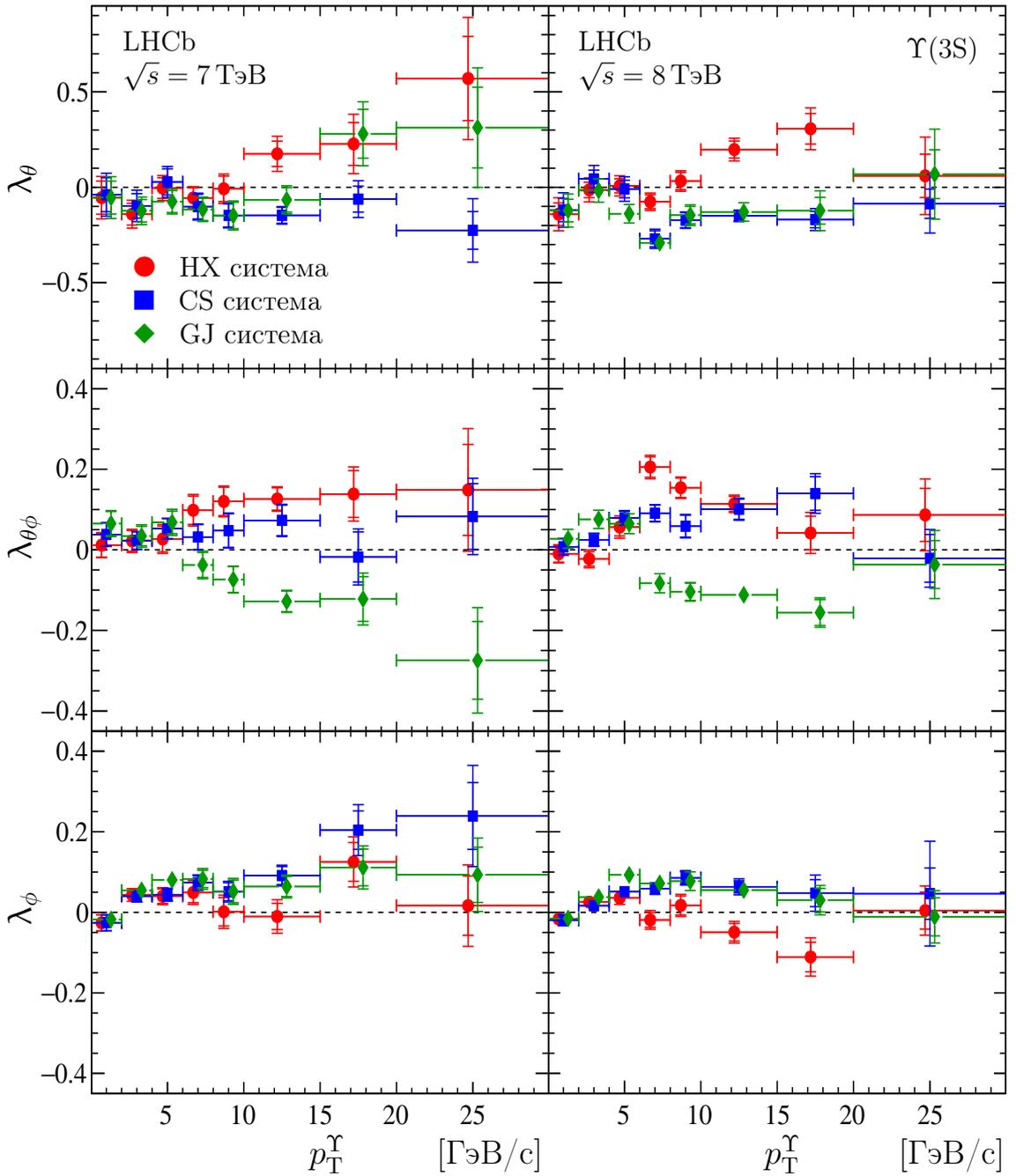


Рис. 4.14. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

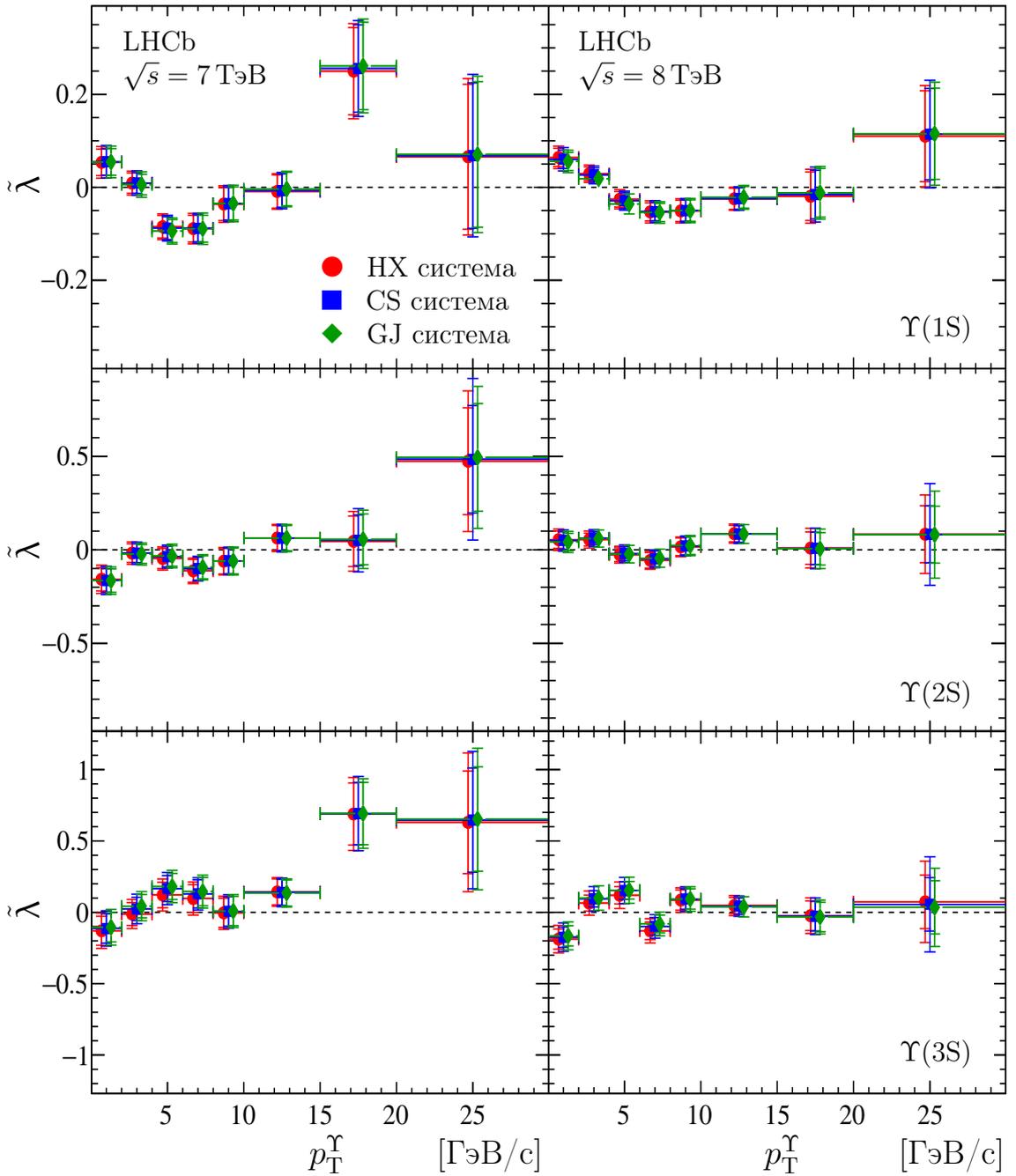


Рис. 4.15. Инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (сверху, посередине и снизу, соответственно), измеренный в различных p_T^Υ -бинах и для полного диапазона по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

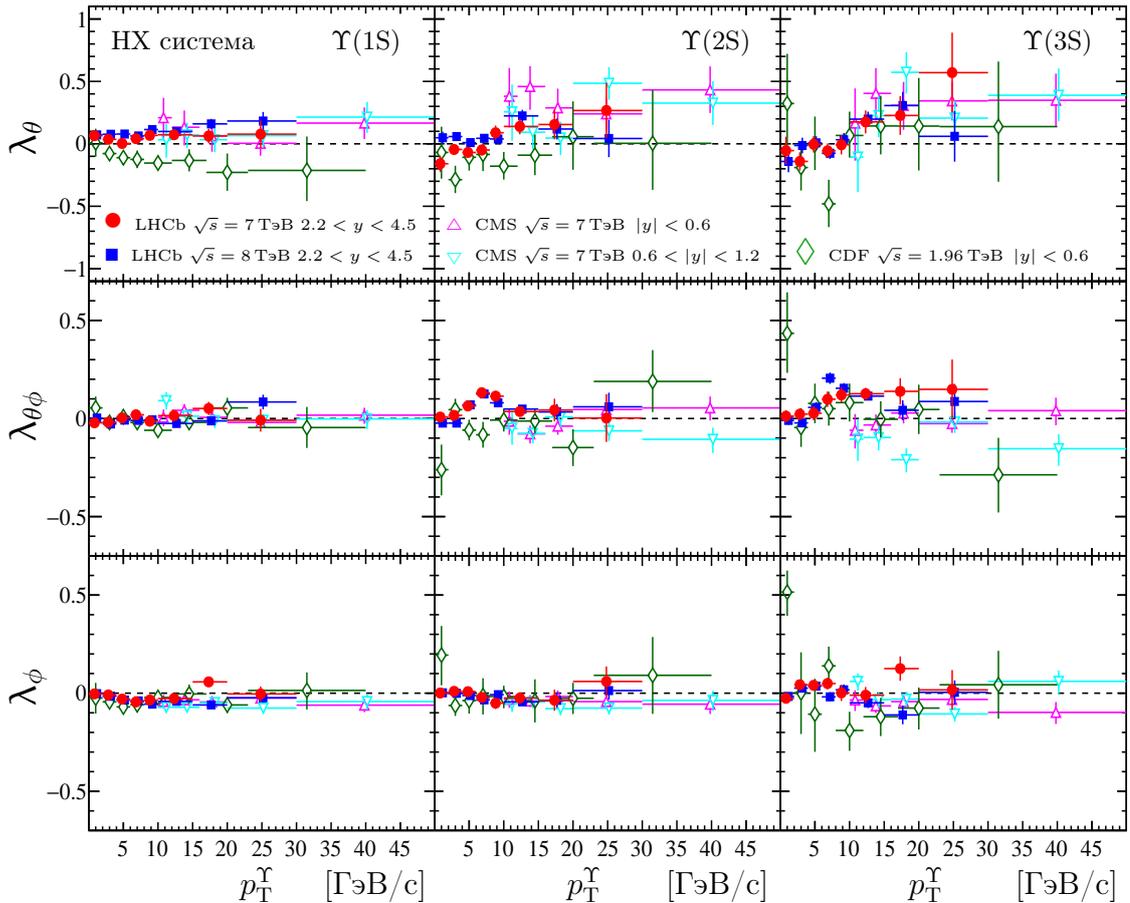


Рис. 4.16. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты поляризационного анализа, полученные LHCb коллаборацией для диапазона по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты анализа, полученные CMS коллаборацией [25] для данных pp взаимодействий при $\sqrt{s} = 7$ для двух диапазонов по быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты, полученные CDF коллаборацией [30] для данных $p\bar{p}$ взаимодействий при $\sqrt{s} = 1.96$ для диапазона по быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

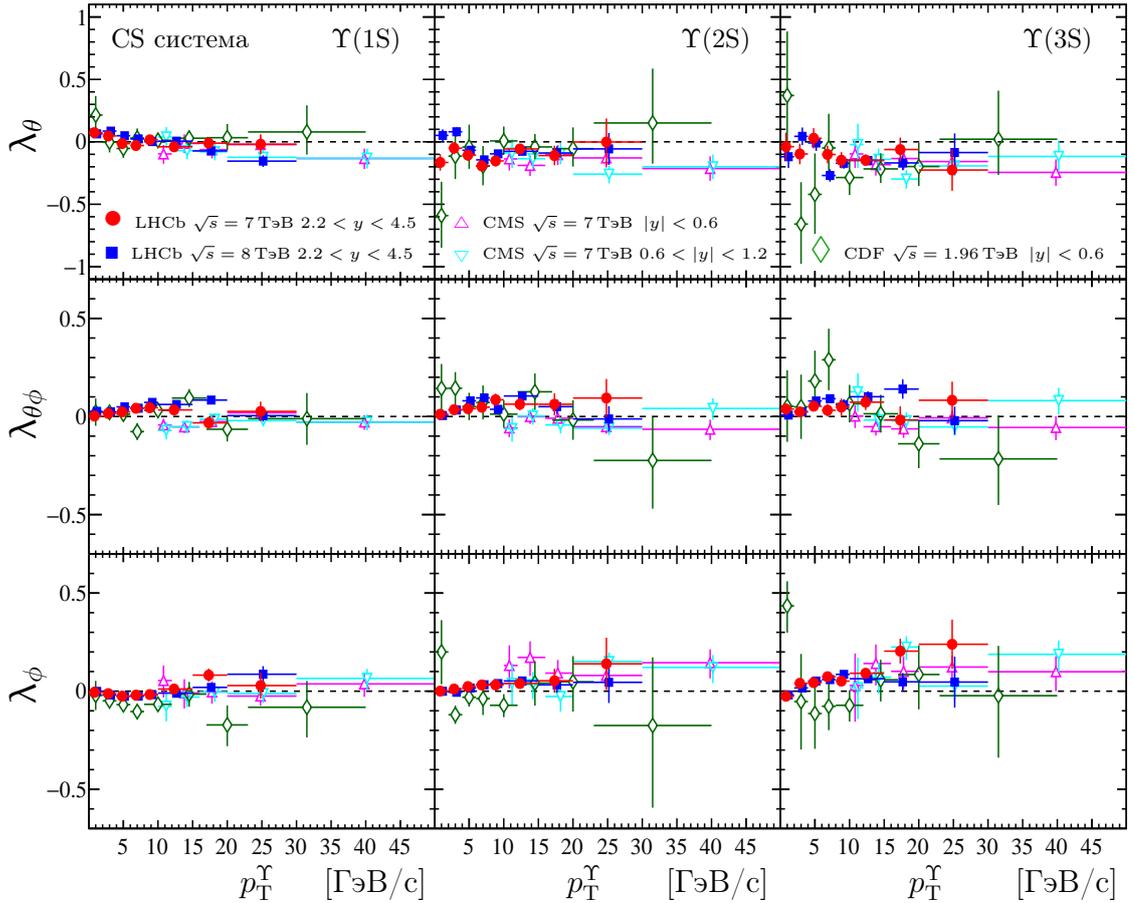


Рис. 4.17. Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты поляризационного анализа, полученные LHCb коллаборацией для диапазона по быстройте $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты анализа, полученные CMS коллаборацией [25] для данных pp взаимодействий при $\sqrt{s} = 7$ для двух диапазонов по быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты, полученные CDF коллаборацией [30] для данных $p\bar{p}$ взаимодействий при $\sqrt{s} = 1.96$ для диапазона по быстройте $|y^\Upsilon| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

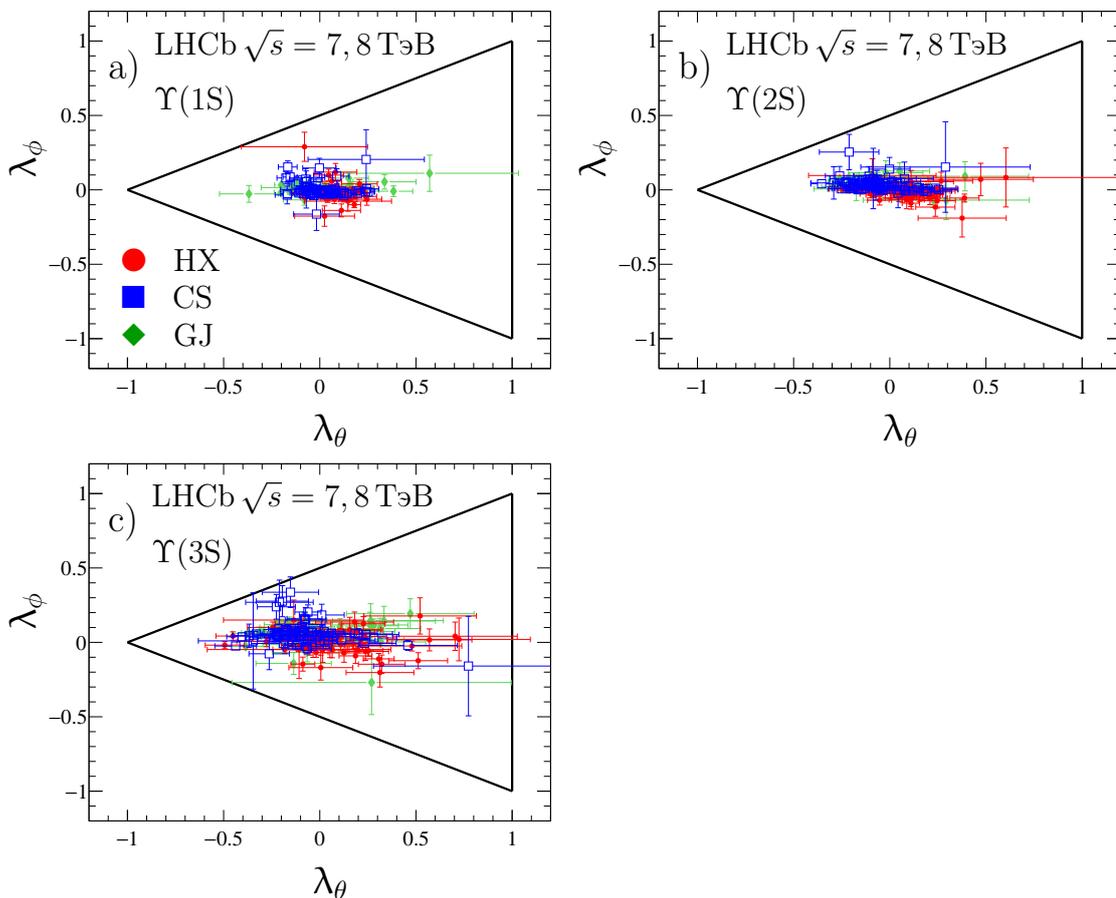


Рис. 4.18. Измеренные значения поляризационных параметров λ_θ и λ_ϕ для а) $\Upsilon(1S)$, б) $\Upsilon(2S)$ и в) $\Upsilon(3S)$ мезонов. Красные кружки, голубые квадраты и зеленые ромбы соответствуют HX, CS и GJ поляризационным системам, соответственно. Тонкие черные линии обозначают регионы, допускаемые условием положительности.

Заключение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [31–34]. Изучение образования $\Upsilon(nS)$ мезонов проводилось на всей статистике данных, набранной на установке LHCb в сеансах 2011 (при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ) и 2012 (при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ) годов с интегральными светимостями 1 и 2 фб $^{-1}$, соответственно. Для проведения этих исследований использовались димюонные распадные каналы $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Были получены следующие результаты:

- 1) Измерены дважды дифференциальные сечения инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [31, 33]. Сечения, а также различные отношения этих сечений были измерены как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Новые результаты диссертационной работы [31, 33] были получены на значительно более высокой статистике и с меньшей систематической неопределенностью, а также в расширенной кинематической области $\Upsilon(nS)$ мезонов, поэтому, являясь более точными измерениями, они заменяют предыдущие результаты измерений коллаборации LHCb [35, 36].
- 2) Впервые проведен поляризационный анализ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ [32, 34]. Измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ проводилось для $\Upsilon(nS)$ мезонов в НХ, CS и GJ системах, в которых изучалось угловое распределение μ^+ в системе покоя соответствую-

ющего Υ мезона. Для каждого Υ мезона поляризационные параметры λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , а также инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ были измерены как функции p_T^Υ и y^Υ . Значения поляризационного параметра λ_θ не показывают большую продольную или поперечную спиновую выстроенность у изученных $\Upsilon(nS)$ мезонов во всей исследованной кинематической области и во всех трех рассмотренных системах. Что касается значений параметров $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , то они близки к нулю во всех трех системах и во всей рассмотренной кинематической области. Значения инвариантного параметра $\tilde{\lambda}$, полученные в НХ, СS, и GJ системах, хорошо совпадают между собой в пределах ошибок. Полученные поляризационные результаты для $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ находятся в хорошем согласии между собой. Поляризационные результаты для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные в диссертационной работе, хорошо сшиваются с результатами, полученными коллаборацией CMS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [25].

- 3) Разработана методика измерения эффективности мюонной идентификации на установке ЛНСб. Для этого использовался распад $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на всей статистике экспериментальных данных, набранной на установке ЛНСб в 2011 (при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ) и 2012 (при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ) годах. Полученная эффективность мюонной идентификации успешно использовалась в экспериментальных исследованиях коллаборации ЛНСб.

Благодарности

В заключении мне хочется выразить глубокую благодарность моему научному руководителю Владимиру Фёдоровичу Образцову за постановку задачи, плодотворное научное руководство, создание стимулирующей научной атмосферы, многочисленные обсуждения полученных результатов, а также за помощь и поддержку, оказанную мне в ходе выполнения диссертационной работы. Его заботливое отношение и поддержка помогли мне преодолевать возникающие жизненные трудности.

Мне также хочется глубоко поблагодарить Ивана Михайловича Беляева, без которого, пусть это и прозвучит пафосно, невозможно было бы выполнение этой диссертационной работы. Мне повезло, что довелось работать с И.М. Беляевым. Его постоянное внимание к моей работе, помощь в любой ситуации, бесценные советы, терпеливые объяснения, а также многочисленные обсуждения полученных результатов способствовали успешному выполнению этой диссертационной работы.

Мне очень приятно поблагодарить Виктора Юрьевича Егорычева, совместно с которым были получены защищаемые в диссертации результаты. Полезные обсуждения полученных результатов, постоянное внимание к моей диссертационной работе на всех ее этапах (включая написание диссертации) трудно переоценить.

Я также хочу тепло поблагодарить Владимира Ивановича Романовского, с кем были получены некоторые результаты этой диссертационной работы, и с кем мне посчастливилось работать в экспериментах ЛНСб и ОКА.

Хочется также выразить слова благодарности Александру Михайловичу Зайцеву за поддержку в проводимых исследованиях и постоянное внимание к диссертационной работе.

Отдельные тёплые слова благодарности мне хочется высказать моим

коллегам из ИФВЭ Константину Сергеевичу Белоусу, Юрию Петровичу Гузу и Михаилу Михайловичу Шапкину за многочисленные и полезные обсуждения полученных результатов, а также за интересные обсуждения многих других физических тем.

Автор также благодарен Виктору Витальевичу Котляру за помощь при настройке программного обеспечения LHCb на компьютерах ИФВЭ.

Мне приятно выразить глубокую благодарность всем моим коллегам из коллаборации LHCb [157]. Отдельно хочется поблагодарить С. Эйдельмана, S. Farry, V. Gligorov, A. Grecu, S. T’Jampens, P. Koppenburg, G. Lafferty, R. Matev, B. Meadows, M. Needham, S. Neubert, M. Pappagallo, G. Raven, E. Santovetti, N. Serra, M. Schmelling, B. Sciascia, S. Stahl, J. van Tilburg, E. Tournefier, V. Vagnoni, R. Waldi, R. Wallace, D. Ward, F. Wilson и Y. Xie за многочисленные обсуждения полученных результатов и за помощь, которую они оказали при подготовке научных статей к печати. Особые тёплые слова благодарности я хочу высказать моим коллегам из коллаборации LHCb — Lucio Anderlini, Giulia Manca, Zhenwei Yang и Yanxi Zhang.

Мне также хочется поблагодарить В.В. Абрамова, А.В. Бережного, В.В. Ежелу, В.Ф. Куршецова, Л.В. Ногач, Д.И. Паталаху, В.Д. Самойленко, С.Р. Слабоспицкого, А.Е. Соболев, Ю.В. Харлова, С.А. Холоденко и О.П. Ющенко за проявленный интерес к моей работе и полезные обсуждения полученных результатов.

Все перечисленные выше люди не несут никакой ответственности за возможные стилистические неточности, которые могли возникнуть при изложении в этой диссертационной работе полученных результатов.

Эта диссертация посвящается моим родителям, моему брату, моим бабушкам, дедушкам и моим детям. Их бесконечная любовь помогает мне находить смысл в этой жизни. Эту любовь я стараюсь пронести на протяжении всей моей жизни.

Литература

1. Herb S. W. et al. Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400-GeV proton-nucleus collisions // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 252.
2. Braaten E., Russ J. J/ψ and Υ polarization in hadronic production processes // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2014. Vol. 64. P. 221. arXiv:hep-ph/1401.7352.
3. Leibovich A. K. $\psi(2S)$ polarization due to color-octet quarkonia production // Phys. Rev. 1997. Vol. D56. P. 4412. hep-ph/9610381.
4. Hashimoto S., Onogi T. Heavy Quarks on the Lattice // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2004. Vol. 54. P. 451. hep-ph/0407221.
5. Lepage G., Magnea L., Nakhleh C. et al. Improved nonrelativistic QCD for heavy-quark physics // Phys. Rev. 1992. Vol. D46. P. 4052.
6. Krämer M. Quarkonium Production at High-Energy Colliders // Prog. Part. Nucl. Phys. 2001. Vol. 47. P. 141. arXiv:hep-ph/hep-ph/0106120.
7. Faccioli P., Knüenz V., Lourenço C. et al. Quarkonium production in the LHC era: A polarized perspective // Phys. Lett. 2014. Vol. B736. P. 98. arXiv:hep-ph/1403.3970.
8. Leibovich A. K. Quarkonium production and NRQCD matrix elements // Nucl. Phys. B - Proceedings Supplements. 2001. Vol. 93. P. 182. hep-ph/0008236.
9. Kartvelishvili V. G., Likhoded A. K., Slabospitsky S. R. D meson and ψ meson production in hadronic interactions // Sov. J. Nucl. Phys. 1978. Vol. 28. P. 678. [Yad. Fiz. **28** (1978) 1315].

10. Baier R., Ruckl R. Hadronic production of J/ψ and Υ : Transverse momentum distributions // Phys. Lett. 1981. Vol. B102. P. 364.
11. Berger E. L., Jones D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons // Phys. Rev. 1981. Vol. D23. P. 1521.
12. Schub M. H. et al. Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ production in 800 GeV/c proton-gold collisions // Phys. Rev. 1995. Vol. D52. P. 1307.
13. Sansoni A. Quarkonia production at CDF // Nucl. Phys. 1996. Vol. A610. P. 373.
14. Abe F. et al. J/ψ and $\psi(2S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 572.
15. Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // Phys. Rev. 1995. Vol. D51. P. 1125. hep-ph/9407339.
16. Cho P., Wise M. B. Spin symmetry predictions for heavy quarkonia alignment // Phys. Lett. 1995. Vol. B346. P. 129. hep-ph/9411303.
17. Beneke M., Rothstein I. Z. $\psi(2S)$ polarization as a test of colour octet quarkonium production // Phys. Lett. 1996. Vol. B372. P. 157. hep-ph/9509375.
18. Beneke M., Kramer M. Direct J/ψ and $\psi(2S)$ polarization and cross sections at the Fermilab Tevatron // Phys. Rev. 1996. Vol. D55. P. R5269. hep-ph/9611218.
19. Delyagin N. N., Komisarova B. A., Kryukova L. N. et al. Сверхтонкое взаимодействия и ядерные излучения. М.: Издательство Московского университета, 1985 (in Russian).

20. Faccioli P., Lourenço C., Seixas J., Wöhri H. K. Towards the experimental clarification of quarkonium polarization // Eur. Phys. J. 2010. Vol. C69. P. 657. arXiv:hep-ph/1006.2738.
21. Affolder T. et al. Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 2886. hep-ex/0004027.
22. Abulencia A. et al. Polarizations of J/ψ and $\psi(2S)$ mesons produced in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 132001. arXiv:hep-ex/0704.0638.
23. Acosta D. et al. Υ production and polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 161802.
24. Abazov V. M. et al. Measurement of the polarization of the $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 182004. arXiv:hep-ex/0804.2799.
25. Chatrchyan S. et al. Measurement of the $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P. 081802. arXiv:hep-ex/1209.2922.
26. Aaij R. et al. Measurement of J/ψ polarization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Eur. Phys. J. 2013. Vol. C73. P. 2631. arXiv:hep-ex/1307.6379.
27. Chatrchyan S. et al. Measurement of the prompt J/ψ and $\psi(2S)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. 2013. Vol. B727. P. 381. arXiv:hep-ex/1307.6070.
28. Aaij R. et al. Measurement of $\psi(2S)$ polarisation in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Eur. Phys. J. 2014. Vol. C74. P. 2872. arXiv:hep-ex/1403.1339.

29. Artamonov A. Charmonia production at LHCb // *Mod. Phys. Lett.* 2013. Vol. A28. P. 1330037.
30. Aaltonen T. et al. Measurements of the angular distributions of muons from Υ decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108. P. 151802. arXiv:hep-ex/1112.1591.
31. Aaij R. et al. Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // *JHEP.* 2015. Vol. 11. P. 103. arXiv:hep-ex/1509.02372.
32. Aaij R. et al. Measurement of the $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // *JHEP.* 2017. Vol. 12. P. 110. arXiv:hep-ph/1709.01301.
33. Artamonov A. Production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the LHCb experiment // *Phys. Part. Nuclei.* 2017. Vol. 48. P. 841.
34. Artamonov A. $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV by the LHCb collaboration // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2017. Vol. 938. P. 012001. arXiv:hep-ex/1711.02404.
35. Aaij R. et al. Measurement of Υ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Eur. Phys. J.* 2012. Vol. C72. P. 2025. arXiv:hep-ex/1202.6579.
36. Aaij R. et al. Production of J/ψ and Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *JHEP.* 2013. Vol. 06. P. 064. arXiv:hep-ex/1304.6977.
37. HEPData: LHCb collaboration. Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. 2015.
38. HEPData: LHCb collaboration. Measurement of the $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. 2017.

39. Artamonov A. Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. The third annual conference on Large Hadron Collider Physics, LHCP2015 (Saint Petersburg, 2015). CERN-Poster-2015-509.
40. Wallace R. J. EW and quarkonia production studies in the forward acceptance. The 6th international workshop QCD@LHC 2015 (London, 2015). LHCb-TALK-2015-266.
41. Needham M. D. Heavy quark production results. The 6th international workshop QCD@LHC 2015 (London, 2015). LHCb-TALK-2015-268.
42. Bursche A. Review of low x physics results at LHCb. The 23rd Low-x Meeting 2015 (Sandomierz, 2015). LHCb-TALK-2015-277.
43. Mueller K. Heavy Flavour and Quarkonia Production at LHCb. Kruger2016 — Workshop on Discovery Physics at the LHC (Mpumulanga, 2016). LHCb-TALK-2016-434.
44. Cowan G. Status and prospects for flavour physics with LHCb. Higgs Maxwell Workshop, The b-quark at 40 (Edinburgh, 2017). Talk.
45. Anderlini L. $\Upsilon(nS)$ polarization measurement at LHCb. The 12th International Workshop on Heavy Quarkonium (Beijing, 2017). LHCb-TALK-2017-358.
46. Winn M. A. Recent results on heavy flavour production at LHCb. The 7th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” (Geneva, 2017). LHCb-TALK-2017-370.
47. He J. Results of hadron production and spectroscopy. The Third China LHC Physics Workshop, CLHCP 2017 (Nanjing, 2017). LHCb-TALK-2017-408.

48. Craik D. C. Recent results on heavy flavour production at LHCb. Santa Fe Jets and Heavy Flavor Workshop (Santa Fe, 2018). LHCb-TALK-2018-017.
49. Skidmore N. A. Heavy flavour production and decay with LHCb. QCD@LHC 2018 international conference (Dresden, 2018). LHCb-TALK-2018-402.
50. Zhang Y. Heavy flavor production at LHCb. The 8th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” (Geneva, 2018). LHCb-TALK-2018-484.
51. Blasi P. The Origin of Galactic Cosmic Rays // *Astron. Astrophys. Rev.* 2013. Vol. 21. P. 70. arXiv:astro-ph/1311.7346.
52. Wikipedia: CERN (<https://en.wikipedia.org/wiki/CERN>).
53. Taking a closer look at LHC:
https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.lhc_layout.
54. LHCb collaboration, LHCb reoptimized detector design and performance: Technical Design Report. CERN-LHCC-2003-030. 2003.
55. Aaij R. et al. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region // *Phys. Lett.* 2010. Vol. B694. P. 209. arXiv:hep-ex/1009.2731.
56. Aaij R. et al. The LHCb Trigger and its Performance in 2011 // *JINST.* 2013. Vol. 8. P. P04022. arXiv:hep-ex/1211.3055.
57. LHC Guide: CERN-Brochure-2017-002-Eng. 2017.
58. Aaij R. et al. LHCb Detector Performance // *Int. J. Mod. Phys.* 2015. Vol. A30. P. 1530022. arXiv:hep-ex/1412.6352.
59. Alves Jr. A. A. et al. The LHCb detector at the LHC // *JINST.* 2008. Vol. 3. P. S08005.

60. Aaij R. et al. Performance of the LHCb Vertex Locator // JINST. 2014. Vol. 9. P. P09007. arXiv:hep-ex/1405.7808.
61. LHCb collaboration, LHCb inner tracker: Technical Design Report. CERN-LHCC-2002-029. 2002.
62. Adinolfi M. et al. Performance of the LHCb RICH detector at the LHC // Eur. Phys. J. 2013. Vol. C73. P. 2431. arXiv:physics/1211.6759.
63. He J. Real-time calibration and alignment of the LHCb RICH detectors // Nucl.Instrum.Meth. 2016. Vol. A876. Pp. 13–16. arXiv:physics/1611.00296.
64. LHCb collaboration, LHCb calorimeters: Technical Design Report. CERN-LHCC-2000-036. 2000.
65. Perret P. First Years of Running for the LHCb Calorimeter System. 2014. arXiv:physics/1407.4289.
66. Alves Jr A. et al. Performance of the LHCb muon system // JINST. 2013. Vol. 8. P. P02022. arXiv:physics/1211.1346.
67. Powell A. Particle Identification at LHCb // 35th International Conference on High Energy Physics, Paris, France, 22-28 Jul 2010, pp.020.
68. Barrand G. et al. GAUDI — A software architecture and framework for building HEP data processing applications // Comput. Phys. Commun. 2001. Vol. 140. P. 45.
69. Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. PYTHIA 6.4 physics and manual // JHEP. 2006. Vol. 05. P. 026. arXiv:hep-ph/hep-ph/0603175.
70. Belyaev I. et al. Handling of the generation of primary events in GAUSS, the LHCb simulation framework // J. Phys. Conf. Ser. 2011. Vol. 331. P. 032047.

71. Lange D. J. The EVTGEN particle decay simulation package // Nucl. Instrum. Meth. 2001. Vol. A462. Pp. 152–155.
72. Golonka P., Was Z. PHOTOS Monte Carlo: A precision tool for QED corrections in Z and W decays // Eur. Phys. J. 2006. Vol. C45. Pp. 97–107. arXiv:hep-ph/hep-ph/0506026.
73. Bargiotti M., Vagnoni V. Heavy Quarkonia sector in PYTHIA 6.324: Tuning, validation and perspectives at LHC(b): Tech. Rep. CERN-LHCb-2007-042. Geneva: CERN, 2007. — Jun. URL: <https://cds.cern.ch/record/1042611>.
74. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. GEANT4 developments and applications // IEEE Trans.Nucl.Sci. 2006. Vol. 53. P. 270.
75. Agostinelli S. et al. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. 2003. Vol. A506. P. 250.
76. Clemencic M. et al. The LHCb simulation application, GAUSS: Design, evolution and experience // J. Phys. Conf. Ser. 2011. Vol. 331. P. 032023.
77. Cattaneo M. – Boole: The LHCb digitization program <https://lhcbdoc.web.cern.ch/lhcbdoc/boole/>.
78. LHCb collaboration, LHCb trigger system: Technical Design Report. CERN-LHCC-2003-031. 2003.
79. Frank M., Neufeld N., Herwijnen E. – The Online components project <https://lhcbdoc.web.cern.ch/lhcbdoc/online/>.
80. Cattaneo M. – Brunel: The LHCb Reconstruction Program <https://lhcbdoc.web.cern.ch/lhcbdoc/brunel/>.

81. Koppenburg P. – DaVinci: The LHCb Analysis program
<https://lhcbdoc.web.cern.ch/lhcbdoc/davinci/>.
82. Belyaev I. – The Bender project at LHCb
<https://lhcbdoc.web.cern.ch/lhcbdoc/bender/>.
83. Belyaev I. – Ostap: The LHCb Software Tutorial
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/LHCb/Ostap>.
84. Kalman R. A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems // J. Basic Eng. 1960. Vol. 82. P. 35.
85. Tilburg J. Track simulation and reconstruction in LHCb. CERN-THESIS-2005-040. Vrije Univ. Amsterdam, NIKHEF. 2005.
86. Archilli F. et al. Performance of the Muon Identification at LHCb // JINST. 2013. Vol. 8. P. P10020. arXiv:physics/1306.0249.
87. Hoecker A. et al. TMVA — Toolkit for Multivariate Data Analysis // PoS. 2007. Vol. ACAT. P. 040. physics/0703039.
88. Albrecht J., Gligorov V. V., Raven G., Tolk S. Performance of the LHCb High Level Trigger in 2012 // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. Vol. 513. P. 012001. arXiv:hep-ex/1310.8544.
89. Aaij R. et al. Measurement of Υ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV // Eur. Phys. J. 2014. Vol. C74. P. 2835. arXiv:hep-ex/1402.2539.
90. Hulsbergen W. D. Decay chain fitting with a Kalman filter // Nucl. Instrum. Meth. 2005. Vol. A552. Pp. 566–575. physics/0503191.

91. Skwarnicki T. A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances: Ph.D. thesis / Institute of Nuclear Physics, Krakow. 1986. DESY-F31-86-02.
92. Egorychev V., Belyaev I. Observation of double J/ψ production in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. LHCb-ANA-2011-041.
93. Aaij R. et al. Observation of J/ψ -pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Phys. Lett. 2012. Vol. B707. P. 52. arXiv:hep-ex/1109.0963.
94. Abelev B. B. et al. Measurement of quarkonium production at forward rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Eur. Phys. J. 2014. Vol. C74. P. 2974. arXiv:nucl-ex/1403.3648.
95. Aad G. et al. Measurement of Υ production in 7 TeV pp collisions at ATLAS // Phys. Rev. 2013. Vol. D87. P. 052004. arXiv:hep-ex/arXiv:1211.7255.
96. Khachatryan V. et al. Υ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Phys. Rev. 2011. Vol. D83. P. 112004. arXiv:hep-ex/arXiv:1012.5545.
97. Chatrchyan S. et al. Measurement of the $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Phys. Lett. 2013. Vol. B727. P. 101. arXiv:hep-ex/1303.5900.
98. Aaij R. et al. Measurement of the fraction of $\Upsilon(1S)$ originating from $\chi_b(1P)$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // JHEP. 2012. Vol. 11. P. 031. arXiv:hep-ex/1209.0282.

99. Manca G. Quarkonia production at LHCb // Int. J. Mod. Phys. 2014. Vol. A29. P. 1430014.
100. Aaij R. et al. Production of associated Υ and open charm hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV via double parton scattering // JHEP. 2016. Vol. 07. P. 052. arXiv:hep-ex/1510.05949.
101. Belyaev I. M., Egorychev V. Y. Study of P -wave quarkonium states with the LHCb detector // Phys. Atom. Nuclei. 2015. Vol. 78. P. 977.
102. Aaij R. et al. Study of Υ production and cold nuclear matter effects in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV // JHEP. 2014. Vol. 07. P. 094. arXiv:nucl-ex/1405.5152.
103. ALICE, LHCb. Reference pp cross-sections for $\Upsilon(1S)$ studies in proton-lead collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and comparisons between ALICE and LHCb results // LHCb-CONF-2014-003, ALICE-PUBLIC-2014-002. 2014.
104. Yang Z. Production of J/ψ and Υ mesons in proton-lead collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV // Nucl. Phys. 2014. Vol. A931. P. 643.
105. Needham M. Clone track identification using the Kullback-Leibler distance, CERN-LHCb-2008-002 (2008).
106. Pivk M., Le Diberder F. R. sPlot: A statistical tool to unfold data distributions // Nucl. Instrum. Meth. 2005. Vol. A555. Pp. 356–369. arXiv:physics.data-an/physics/0402083.
107. Orear J. Notes on statistics for physicists, UCRL-8417 (1958).
108. Barlow R. Extended maximum likelihood // Nucl. Instrum. Meth. 1990. Vol. A297. Pp. 496–506.

109. Aaij R. et al. Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb // JINST. 2015. Vol. 10. P. P02007. arXiv:hep-ph/1408.1251.
110. Archilli F. et al. Performance of the muon identification at LHCb // JINST. 2013. Vol. 8. P. P10020. arXiv:hep-ph/1306.0249.
111. Aaij R. et al. The LHCb trigger and its performance in 2011 // JINST. 2013. Vol. 8. P. P04022. arXiv:hep-ex/1211.3055.
112. van der Meer S. Calibration of the effective beam height in the ISR // ISR-PO/68-31, 1968.
113. Ferro-Luzzi M. Proposal for an absolute luminosity determination in colliding beam experiments using vertex detection of beam-gas interactions // Nucl.Instrum.Meth. 2005. Vol. A553. Pp. 388–399.
114. Aaij R. et al. Absolute luminosity measurements with the LHCb detector at the LHC // JINST. 2012. Vol. 7. P. P01010. arXiv:hep-ex/1110.2866.
115. Aaij R. et al. Precision luminosity measurements at LHCb // JINST. 2014. Vol. 9. P. P12005. arXiv:hep-ex/1410.0149.
116. Barschel C. Precision luminosity measurement at LHCb with beam-gas imaging // PhD thesis, RWTH Aachen, 2014, CERN-THESIS-2013-301.
117. Wenninger J. Energy calibration of the LHC beams at 4 TeV // Tech. Rep., CERN, 2013, CERN-ATS-2013-040.
118. Lafferty G. D., Wyatt T. R. Where to stick your data points: the treatment of measurements within wide bins // Nucl. Instrum. Meth. 1995. Vol. A355. P. 541.
119. Tsallis C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistic // J. Statist. Phys. 1988. Vol. 52. P. 479.

120. Olive K. A. et al. Review of particle physics // Chin. Phys. 2014. Vol. C38. P. 090001. and 2015 update.
121. Aaij R. et al. Study of the productions of Λ_b^0 and \bar{B}^0 hadrons in pp collisions and first measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ branching fraction // Chin. Phys. C. 2016. Vol. 40. P. 011001. arXiv:hep-ex/1509.00292.
122. Chatrchyan S. et al. Measurement of the Λ_b^0 cross section and the $\bar{\Lambda}_b$ to Λ_b^0 ratio with $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // Phys. Lett. 2012. Vol. B714. P. 136. arXiv:hep-ex/arXiv:1205.0594.
123. Zheng H., Zhu L., Bonasera A. Systematic analysis of hadron spectra in pp collisions using Tsallis distribution // Phys. Rev. 2015. Vol. D92. P. 074009. arXiv:nucl-th/arXiv:1506.03156.
124. Marques L., Cleymans J., Deppman A. Description of high-energy pp collisions using Tsallis thermodynamics: transverse momentum and rapidity distributions // Phys. Rev. 2015. Vol. D91. P. 054025. arXiv:hep-ph/arXiv:1501.00953.
125. Chang C.-H. Hadronic production of J/ψ associated with a gluon // Nucl. Phys. 1980. Vol. B172. P. 425.
126. Baier R., Ruckl R. Hadronic collisions: A quarkonium factory // Z. Phys. 1983. Vol. C19. P. 251.
127. Kisslinger L. S., Liu M. X., McGaughey P. Heavy quark state production in pp collisions // Phys. Rev. 2011. Vol. D84. P. 114020. arXiv:hep-ph/1108.4049.
128. Kisslinger L. S., Das D. Ψ and Υ production in pp collisions at 7 TeV // Mod. Phys. Lett. 2013. Vol. A28. P. 1350120. arXiv:hep-ph/1306.6616.

129. Kisslinger L. S., Das D. Ψ and Υ production in pp collisions at 8 TeV // Mod. Phys. Lett. 2014. Vol. A29. P. 1450082. arXiv:hep-ph/1403.2271.
130. Han H., Ma Y.-Q., Meng C. et al. $\Upsilon(nS)$ and $\chi_b(nP)$ production at hadron colliders in nonrelativistic QCD // Phys. Rev. 2016. Vol. D94. P. 014028. arXiv:hep-ph/1410.8537.
131. Cacciari M., Greco M., Nason P. The p_T spectrum in heavy flavor hadroproduction // JHEP. 1998. Vol. 05. P. 007. arXiv:hep-ph/9803400.
132. Cacciari M., Frixione S., Nason P. The p_T spectrum in heavy flavor photoproduction // JHEP. 2001. Vol. 03. P. 006. arXiv:hep-ph/0102134.
133. Cacciari M., et al. Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC // JHEP. 2012. Vol. 10. P. 137. arXiv:hep-ph/arXiv:1205.6344.
134. Oakes R. J. Muon pair production in strong interactions // Nuovo Cim. 1966. Vol. A44. P. 440.
135. Pilkuhn H. Relativistic Particle Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979.
136. Lam C. S., Tung W.-K. Systematic approach to inclusive lepton pair production in hadronic collisions // Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 2447.
137. Beneke M., Krämer M., Vanttinen M. Inelastic photoproduction of polarized J/ψ // Phys. Rev. 1998. Vol. D57. P. 4258. arXiv:hep-ph/hep-ph/9709376.
138. Jacob M., Wick G. C. On the general theory of collisions for particles with spin // Ann. Phys. 2000. Vol. 281. P. 774.
139. Collins J. C., Soper D. E. Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions // Phys. Rev. 1977. Vol. D16. P. 2219.

140. Gottfried K., Jackson J. D. On the connection between production mechanism and decay of resonances at high energies // *Nuovo Cim.* 1964. Vol. 33. P. 309.
141. Polarization phenomena in nuclear reactions: Proceedings of 3rd international symposium on polarization phenomena in nuclear reactions, edited by H. H. Barschall, W. Haeberli. University of Wisconsin Press, Madison, 1971. Pp. xxix, 930 p. ISBN: 0299058905.
142. Falciano S. et al. Angular distributions of muon pairs produced by 194 GeV/c negative pions // *Z. Phys.* 1986. Vol. C31. P. 513.
143. Faccioli P., Lourenço C., Seixas J. Rotation-invariant relations in vector meson decays into fermion pairs // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 061601. arXiv:hep-ph/1005.2601.
144. Faccioli P., Lourenço C., Seixas J. New approach to quarkonium polarization studies // *Phys. Rev.* 2010. Vol. D81. P. 111502. arXiv:hep-ph/1005.2855.
145. Ma Y.-Q., Qiu J.-W., Zhang H. Rotation-invariant observables in polarization measurements. 2017. arXiv:hep-ph/1703.04752.
146. Gavrilova M., Teryaev O. Rotation-invariant observables as Density Matrix invariants. 2019. arXiv:hep-ph/1901.04018.
147. Teryaev O. V. Kinematic azimuthal asymmetries and Lam-Tung relation // Proceedings of XI Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics DUBNA-SPIN-05, Dubna, September 27–October 1, 2005 / Ed. by A. V. Efremov. Dubna, 2006.
148. Teryaev O. V. Positivity constraints for quarkonia polarization // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2011. Vol. 214. P. 118.

149. Teryaev O. V. Angular distributions of dileptons in hadronic and heavy ions collisions // Proceedings of XIV Advanced research workshop on High Energy Spin Physics DUBNA-SPIN-11, JINR, Dubna, September 20–24, 2011 / Ed. by A. V. Efremov, S. V. Goloskokov. Dubna, 2012.
150. Brown C. N. et al. Observation of polarization in bottomonium production at $\sqrt{s} = 38.8 \text{ GeV}$ // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 2529. arXiv:hep-ex/hep-ex/0011030.
151. Gong B., Wan L.-P., Wang J.-X., Zhang H.-F. Complete next-to-leading-order study on the yield and polarization of $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$ at the Tevatron and LHC // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 032001. arXiv:hep-ph/1305.0748.
152. Aaij R. et al. Study of χ_b meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV and observation of the decay $\chi_b \rightarrow \Upsilon(3S)\gamma$ // Eur. Phys. J. 2014. Vol. C74. P. 3092. arXiv:hep-ex/1407.7734.
153. Xie Y. sFit: A method for background subtraction in maximum likelihood fit. 2009. arXiv:hep-ph/0905.0724.
154. Lam C. S., Tung W.-K. A parton model relation without quantum-chromodynamic modifications in lepton pair productions // Phys. Rev. 1980. Vol. D21. P. 2712.
155. Palestini S. Angular distribution and rotations of frame in vector meson decays into lepton pairs // Phys. Rev. 2011. Vol. D83. P. 031503. arXiv:hep-ph/1012.2485.
156. Faccioli P., Lourenço C., Seixas J., Wöhri H. K. Model-independent constraints on the shape parameters of dilepton angular distributions // Phys. Rev. 2011. Vol. D83. P. 056008. arXiv:hep-ph/1102.3946.

157. The LHCb collaboration (<http://lhcb.web.cern.ch/lhcb>).

Приложение

А. Параметризация димюонного массового спектра

Для описания димюонного массового спектра, содержащего три Υ сигнала и комбинаторный фон, используется следующая параметризация. Описание $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ сигналов делается суммой трёх двухсторонних функций Crystal Ball [91–93], а описание фона — функцией, построенной как произведение экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна. Функция, параметризующая димюонное массовое распределение, записывается следующим образом:

$$\mathcal{F}(m_{\mu^+\mu^-}) = \sum_{i=1}^3 N^{\Upsilon(iS)} \times \mathcal{CB}2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-}) + N^{\text{BG}} \times \mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-}) , \quad (6)$$

где $N^{\Upsilon(iS)}$ — это количество Υ кандидатов в i -ой сигнальной компоненте; $\mathcal{CB}2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-})$ — двухсторонняя функция Crystal Ball, описывающая i -е Υ состояние; N^{BG} — количество фоновых кандидатов; $\mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-})$ — функция, построенная как произведение экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна. Функции $\mathcal{CB}2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-})$ и $\mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-})$ являются нормированными функциями. При фитировании димюонного массового спектра применяется расширенный безбиновый метод максимального правдоподобия, поэтому в параметризации (6) используются абсолютные значения компонент, а не их доли.

Двухсторонняя функция Crystal Ball является модифицированной функцией Гаусса, которая определяется семью параметрами: $\mathcal{CB}2(m) \equiv \mathcal{CB}2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-}) \equiv \mathcal{CB}2(m_{\mu^+\mu^-}; N, \mu, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R)$ [91–93]

$$CB2(m) = N \cdot \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\alpha_L^2} \left(\frac{n_L}{n_L - \alpha_L^2 - \alpha_L \delta_\sigma m} \right)^{n_L} & \text{для } \delta_\sigma m < -\alpha_L \\ e^{-\frac{1}{2}\delta_\sigma^2 m^2} & \text{для } -\alpha_L < \delta_\sigma m < \alpha_R \\ e^{-\frac{1}{2}\alpha_R^2} \left(\frac{n_R}{n_R - \alpha_R^2 + \alpha_R \delta_\sigma m} \right)^{n_R} & \text{для } \delta_\sigma m > \alpha_R, \end{cases} \quad (7)$$

где $\delta_\sigma m \equiv (m - \mu) / \sigma$, N это нормировочный фактор, μ и σ это параметры, описывающие положение и ширину сигнала, соответственно, а параметры α_L , n_L и α_R , n_R описывают левые и правые отклонения сигнальной кривой от функции Гаусса. При фитировании димьюонного массового спектра, содержащего три Υ сигнала и комбинаторный фон, на параметры функций $CB2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-})$ накладываются следующие ограничения:

- на среднее значение функции $CB2_{\Upsilon(1S)}(m_{\mu^+\mu^-})$ никаких ограничений не накладывается, средние же значения функций $CB2_{\Upsilon(2S)}(m_{\mu^+\mu^-})$ и $CB2_{\Upsilon(3S)}(m_{\mu^+\mu^-})$ фиксируются известными разностями масс относительно определяемого из фита среднего значения $\Upsilon(1S)$ сигнала [120]

$$\mu^{\Upsilon(2S)} - \mu^{\Upsilon(1S)} = 562.96 \text{ МэВ}/c^2, \quad (8a)$$

$$\mu^{\Upsilon(3S)} - \mu^{\Upsilon(1S)} = 894.90 \text{ МэВ}/c^2, \quad (8b)$$

где $\mu^{\Upsilon(iS)}$ это среднее значение функции $CB2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-})$

- параметр $\sigma^{\Upsilon(1S)}$ у функции $CB2_{\Upsilon(1S)}(m_{\mu^+\mu^-})$ не имеет никаких ограничений при фитировании массового спектра, параметры же $\sigma^{\Upsilon(2S)}$ и $\sigma^{\Upsilon(3S)}$ у функций $CB2_{\Upsilon(2S)}(m_{\mu^+\mu^-})$ и $CB2_{\Upsilon(3S)}(m_{\mu^+\mu^-})$, соответственно, определяются из следующих отношений

$$\frac{\sigma^{\Upsilon(2S)}}{\sigma^{\Upsilon(1S)}} = \frac{\mu^{\Upsilon(2S)}}{\mu^{\Upsilon(1S)}}, \quad (8c)$$

$$\frac{\sigma^{\Upsilon(3S)}}{\sigma^{\Upsilon(1S)}} = \frac{\mu^{\Upsilon(3S)}}{\mu^{\Upsilon(1S)}}. \quad (8d)$$

- параметры α_L , n_L , α_R и n_R , описывающие отклонения сигнальной кривой от распределения Гаусса, принимают значения, одинаковые для трех рассматриваемых Υ сигналов.

Эти ограничения на параметры функций $\mathcal{CB}2_{\Upsilon(iS)}(m_{\mu^+\mu^-})$ идентичны ограничениям, которые использовались в работах [35, 36, 89].

Что касается функции $\mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-})$, которая описывает фоновую компоненту димюонного массового спектра, то, как уже отмечалось, при измерении сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов эта функция строилась как произведение экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна второго порядка. При изучении систематики сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов порядок функции Бернштейна варьировался (см. §3.4). При поляризационном анализе $\Upsilon(nS)$ состояний в качестве функции $\mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-})$ использовалась только экспоненциальная функция (при фитировании димюонных масс для получения основных поляризационных результатов). При изучении же систематики спиновой выстроенности $\Upsilon(nS)$ мезонов функция $\mathcal{B}(m_{\mu^+\mu^-})$ снова заменялась на произведение экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна разного порядка (см. §4.4).

**В. Таблицы сечений инклюзивного рождения $\Upsilon(nS)$
мезонов в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ
на установке ЛHCб**

В этом приложении приводятся таблицы с сечениями инклюзивного рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -взаимодействиях при полных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке ЛHCб.

Таблица 2. Сечения образования $\Upsilon(1S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [ГэВ/c]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 – 1	$26.1 \pm 0.5 \pm 0.3$	$29.55 \pm 0.30 \pm 0.11$	$27.0 \pm 0.3 \pm 0.4$	$22.5 \pm 0.3 \pm 0.7$	$13.4 \pm 0.4 \pm 0.2$
1 – 2	$67.9 \pm 0.8 \pm 1.0$	$74.9 \pm 0.5 \pm 0.4$	$68.8 \pm 0.4 \pm 0.5$	$56.0 \pm 0.4 \pm 0.3$	$31.8 \pm 0.6 \pm 0.1$
2 – 3	$85.0 \pm 0.8 \pm 0.7$	$97.0 \pm 0.6 \pm 0.4$	$85.2 \pm 0.5 \pm 0.3$	$68.5 \pm 0.5 \pm 0.8$	$38.9 \pm 0.6 \pm 1.0$
3 – 4	$85.3 \pm 0.8 \pm 1.7$	$96.0 \pm 0.6 \pm 0.4$	$84.2 \pm 0.5 \pm 0.1$	$66.7 \pm 0.5 \pm 0.4$	$37.7 \pm 0.6 \pm 0.3$
4 – 5	$77.2 \pm 0.8 \pm 0.3$	$83.7 \pm 0.5 \pm 0.2$	$72.2 \pm 0.4 \pm 0.3$	$57.6 \pm 0.4 \pm 0.8$	$31.0 \pm 0.5 \pm 0.2$
5 – 6	$63.4 \pm 0.7 \pm 1.1$	$68.1 \pm 0.5 \pm 0.3$	$59.4 \pm 0.4 \pm 0.4$	$44.6 \pm 0.4 \pm 0.3$	$24.0 \pm 0.5 \pm 0.1$
6 – 7	$50.9 \pm 0.6 \pm 0.8$	$53.6 \pm 0.4 \pm 0.4$	$45.5 \pm 0.4 \pm 0.4$	$34.0 \pm 0.3 \pm 0.2$	$17.6 \pm 0.4 \pm 0.4$
7 – 8	$38.7 \pm 0.5 \pm 0.6$	$40.9 \pm 0.4 \pm 0.4$	$33.4 \pm 0.3 \pm 0.2$	$25.0 \pm 0.3 \pm 0.2$	$12.78 \pm 0.33 \pm 0.04$
8 – 9	$28.6 \pm 0.5 \pm 0.4$	$30.8 \pm 0.3 \pm 0.3$	$24.76 \pm 0.25 \pm 0.25$	$17.74 \pm 0.24 \pm 0.12$	$8.31 \pm 0.27 \pm 0.14$
9 – 10	$22.2 \pm 0.4 \pm 0.3$	$22.05 \pm 0.26 \pm 0.13$	$18.39 \pm 0.22 \pm 0.14$	$13.10 \pm 0.21 \pm 0.12$	$5.83 \pm 0.23 \pm 0.06$
10 – 11	$16.7 \pm 0.4 \pm 0.2$	$16.35 \pm 0.22 \pm 0.06$	$13.71 \pm 0.18 \pm 0.03$	$8.99 \pm 0.17 \pm 0.04$	$3.9 \pm 0.2 \pm 0.3$
11 – 12	$12.3 \pm 0.3 \pm 0.2$	$12.32 \pm 0.19 \pm 0.16$	$9.81 \pm 0.16 \pm 0.02$	$6.55 \pm 0.14 \pm 0.08$	$2.48 \pm 0.17 \pm 0.02$
12 – 13	$9.24 \pm 0.26 \pm 0.15$	$8.92 \pm 0.16 \pm 0.05$	$7.08 \pm 0.13 \pm 0.01$	$4.68 \pm 0.12 \pm 0.03$	$1.73 \pm 0.16 \pm 0.04$
13 – 14	$6.78 \pm 0.22 \pm 0.09$	$6.60 \pm 0.13 \pm 0.08$	$5.14 \pm 0.11 \pm 0.03$	$3.47 \pm 0.10 \pm 0.02$	$1.93 \pm 0.19 \pm 0.07$
14 – 15	$5.38 \pm 0.19 \pm 0.10$	$4.91 \pm 0.11 \pm 0.04$	$3.70 \pm 0.09 \pm 0.07$	$2.25 \pm 0.08 \pm 0.04$	
15 – 16	$3.44 \pm 0.15 \pm 0.02$	$3.46 \pm 0.10 \pm 0.04$	$2.74 \pm 0.08 \pm 0.01$	$1.68 \pm 0.07 \pm 0.02$	
16 – 17	$2.91 \pm 0.14 \pm 0.07$	$2.97 \pm 0.09 \pm 0.03$	$1.99 \pm 0.07 \pm 0.01$	$1.25 \pm 0.06 \pm 0.03$	
17 – 18	$2.29 \pm 0.12 \pm 0.02$	$1.93 \pm 0.07 \pm 0.01$	$1.52 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.92 \pm 0.06 \pm 0.01$	$1.04 \pm 0.17 \pm 0.03$
18 – 19	$1.64 \pm 0.10 \pm 0.04$	$1.54 \pm 0.06 \pm 0.01$	$1.13 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.58 \pm 0.05 \pm 0.03$	
19 – 20	$1.28 \pm 0.08 \pm 0.02$	$1.06 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.84 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.04 \pm 0.02$	
20 – 21	$1.65 \pm 0.10 \pm 0.05$	$1.57 \pm 0.06 \pm 0.01$	$1.15 \pm 0.05 \pm 0.01$		
21 – 22					
22 – 23	$1.12 \pm 0.08 \pm 0.01$	$0.98 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.65 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.94 \pm 0.06 \pm 0.01$	
23 – 24					
24 – 25	$0.72 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.39 \pm 0.03 \pm 0.01$		
25 – 26					
26 – 27		$0.38 \pm 0.03 \pm 0.01$			
27 – 28			$0.45 \pm 0.04 \pm 0.03$		
28 – 29	$0.70 \pm 0.06 \pm 0.01$				
29 – 30		$0.26 \pm 0.03 \pm 0.01$			

Таблица 3. Сечения образования $\Upsilon(1S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [ГэВ/c]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 – 1	$38.5 \pm 0.5 \pm 0.6$	$37.2 \pm 0.3 \pm 0.3$	$32.7 \pm 0.2 \pm 0.3$	$26.28 \pm 0.22 \pm 0.12$	$15.8 \pm 0.3 \pm 0.2$
1 – 2	$98.4 \pm 0.8 \pm 0.5$	$94.3 \pm 0.4 \pm 0.3$	$81.5 \pm 0.4 \pm 0.4$	$65.7 \pm 0.4 \pm 0.7$	$39.6 \pm 0.5 \pm 0.4$
2 – 3	$124.9 \pm 0.8 \pm 0.8$	$122.1 \pm 0.5 \pm 0.7$	$103.7 \pm 0.4 \pm 0.8$	$80.9 \pm 0.4 \pm 0.2$	$48.0 \pm 0.5 \pm 0.3$
3 – 4	$127.3 \pm 0.8 \pm 0.9$	$122.4 \pm 0.5 \pm 0.3$	$101.9 \pm 0.4 \pm 0.6$	$79.4 \pm 0.4 \pm 0.5$	$45.8 \pm 0.5 \pm 0.3$
4 – 5	$114.7 \pm 0.8 \pm 0.5$	$107.1 \pm 0.4 \pm 0.3$	$88.7 \pm 0.4 \pm 0.3$	$69.2 \pm 0.4 \pm 0.3$	$38.4 \pm 0.4 \pm 0.6$
5 – 6	$93.7 \pm 0.7 \pm 0.7$	$88.6 \pm 0.4 \pm 0.5$	$72.7 \pm 0.3 \pm 0.5$	$54.7 \pm 0.3 \pm 0.5$	$31.4 \pm 0.4 \pm 0.1$
6 – 7	$74.1 \pm 0.6 \pm 0.8$	$69.1 \pm 0.4 \pm 0.3$	$56.0 \pm 0.3 \pm 0.3$	$42.0 \pm 0.3 \pm 0.4$	$23.20 \pm 0.33 \pm 0.08$
7 – 8	$56.7 \pm 0.5 \pm 0.5$	$52.7 \pm 0.3 \pm 0.3$	$42.8 \pm 0.2 \pm 0.2$	$31.48 \pm 0.24 \pm 0.16$	$17.65 \pm 0.29 \pm 0.15$
8 – 9	$42.9 \pm 0.5 \pm 0.3$	$39.9 \pm 0.3 \pm 0.3$	$31.41 \pm 0.21 \pm 0.13$	$23.19 \pm 0.20 \pm 0.04$	$11.86 \pm 0.24 \pm 0.19$
9 – 10	$32.6 \pm 0.4 \pm 0.3$	$30.04 \pm 0.23 \pm 0.14$	$23.53 \pm 0.18 \pm 0.07$	$16.36 \pm 0.17 \pm 0.14$	$7.87 \pm 0.20 \pm 0.05$
10 – 11	$25.1 \pm 0.4 \pm 0.4$	$22.10 \pm 0.19 \pm 0.25$	$17.17 \pm 0.15 \pm 0.07$	$11.85 \pm 0.14 \pm 0.14$	$5.02 \pm 0.17 \pm 0.13$
11 – 12	$18.6 \pm 0.3 \pm 0.2$	$16.32 \pm 0.16 \pm 0.12$	$12.62 \pm 0.13 \pm 0.14$	$8.87 \pm 0.12 \pm 0.06$	$3.23 \pm 0.14 \pm 0.05$
12 – 13	$13.77 \pm 0.25 \pm 0.12$	$12.00 \pm 0.14 \pm 0.12$	$9.05 \pm 0.11 \pm 0.05$	$6.32 \pm 0.10 \pm 0.06$	$2.41 \pm 0.14 \pm 0.05$
13 – 14	$10.24 \pm 0.22 \pm 0.13$	$9.09 \pm 0.12 \pm 0.08$	$6.70 \pm 0.09 \pm 0.09$	$4.49 \pm 0.09 \pm 0.05$	$2.46 \pm 0.15 \pm 0.07$
14 – 15	$7.89 \pm 0.19 \pm 0.17$	$6.71 \pm 0.10 \pm 0.06$	$4.93 \pm 0.08 \pm 0.01$	$3.24 \pm 0.07 \pm 0.07$	
15 – 16	$5.90 \pm 0.16 \pm 0.09$	$5.15 \pm 0.09 \pm 0.04$	$3.64 \pm 0.07 \pm 0.03$	$2.27 \pm 0.06 \pm 0.02$	
16 – 17	$4.37 \pm 0.13 \pm 0.02$	$3.68 \pm 0.07 \pm 0.03$	$2.79 \pm 0.06 \pm 0.01$	$1.79 \pm 0.06 \pm 0.03$	
17 – 18	$3.35 \pm 0.12 \pm 0.05$	$2.83 \pm 0.06 \pm 0.01$	$1.96 \pm 0.05 \pm 0.02$	$1.25 \pm 0.05 \pm 0.02$	$1.75 \pm 0.15 \pm 0.05$
18 – 19	$2.78 \pm 0.10 \pm 0.03$	$2.10 \pm 0.05 \pm 0.01$	$1.55 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.91 \pm 0.04 \pm 0.03$	
19 – 20	$2.02 \pm 0.09 \pm 0.01$	$1.67 \pm 0.05 \pm 0.01$	$1.26 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.75 \pm 0.04 \pm 0.01$	
20 – 21	$2.72 \pm 0.10 \pm 0.02$	$2.34 \pm 0.06 \pm 0.03$	$1.69 \pm 0.05 \pm 0.03$		
21 – 22				$1.29 \pm 0.05 \pm 0.02$	
22 – 23	$1.66 \pm 0.08 \pm 0.01$	$1.38 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.93 \pm 0.04 \pm 0.01$		
23 – 24					
24 – 25	$1.24 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.86 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.03 \pm 0.01$		
25 – 26					
26 – 27					
27 – 28	$1.20 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.03 \pm 0.01$		
28 – 29					
29 – 30		$0.39 \pm 0.03 \pm 0.01$			

Таблица 4. Сечения образования $\Upsilon(2S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [ГэВ/c]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 – 1	$5.80 \pm 0.25 \pm 0.12$	$6.44 \pm 0.16 \pm 0.04$	$5.69 \pm 0.14 \pm 0.12$	$4.71 \pm 0.14 \pm 0.24$	$2.86 \pm 0.19 \pm 0.10$
1 – 2	$13.7 \pm 0.4 \pm 0.4$	$15.95 \pm 0.25 \pm 0.13$	$14.40 \pm 0.23 \pm 0.14$	$11.87 \pm 0.22 \pm 0.10$	$7.16 \pm 0.30 \pm 0.03$
2 – 3	$19.5 \pm 0.4 \pm 0.3$	$20.98 \pm 0.29 \pm 0.13$	$18.35 \pm 0.25 \pm 0.10$	$15.1 \pm 0.2 \pm 0.3$	$8.5 \pm 0.3 \pm 0.4$
3 – 4	$20.7 \pm 0.5 \pm 0.7$	$21.49 \pm 0.29 \pm 0.13$	$19.22 \pm 0.26 \pm 0.06$	$15.42 \pm 0.25 \pm 0.13$	$8.72 \pm 0.31 \pm 0.12$
4 – 5	$18.6 \pm 0.4 \pm 0.1$	$20.16 \pm 0.28 \pm 0.07$	$17.40 \pm 0.24 \pm 0.14$	$14.1 \pm 0.2 \pm 0.4$	$7.67 \pm 0.28 \pm 0.13$
5 – 6	$16.2 \pm 0.4 \pm 0.4$	$16.37 \pm 0.26 \pm 0.11$	$14.47 \pm 0.22 \pm 0.18$	$11.26 \pm 0.21 \pm 0.11$	$6.67 \pm 0.26 \pm 0.04$
6 – 7	$13.5 \pm 0.4 \pm 0.4$	$14.04 \pm 0.24 \pm 0.13$	$11.84 \pm 0.20 \pm 0.17$	$9.07 \pm 0.19 \pm 0.10$	$4.91 \pm 0.22 \pm 0.19$
7 – 8	$11.3 \pm 0.3 \pm 0.3$	$11.42 \pm 0.21 \pm 0.20$	$9.37 \pm 0.17 \pm 0.11$	$6.92 \pm 0.17 \pm 0.13$	$3.67 \pm 0.19 \pm 0.04$
8 – 9	$9.04 \pm 0.29 \pm 0.17$	$9.17 \pm 0.19 \pm 0.12$	$7.43 \pm 0.15 \pm 0.12$	$5.46 \pm 0.15 \pm 0.07$	$2.55 \pm 0.16 \pm 0.08$
9 – 10	$6.82 \pm 0.25 \pm 0.15$	$6.91 \pm 0.16 \pm 0.05$	$5.64 \pm 0.13 \pm 0.09$	$4.12 \pm 0.13 \pm 0.09$	$1.88 \pm 0.15 \pm 0.03$
10 – 11	$5.17 \pm 0.22 \pm 0.11$	$5.28 \pm 0.13 \pm 0.04$	$3.96 \pm 0.11 \pm 0.01$	$3.23 \pm 0.11 \pm 0.02$	$1.28 \pm 0.13 \pm 0.13$
11 – 12	$4.10 \pm 0.19 \pm 0.11$	$4.03 \pm 0.12 \pm 0.08$	$3.23 \pm 0.10 \pm 0.02$	$2.20 \pm 0.09 \pm 0.04$	$0.95 \pm 0.13 \pm 0.01$
12 – 13	$3.02 \pm 0.16 \pm 0.09$	$3.07 \pm 0.10 \pm 0.04$	$2.43 \pm 0.08 \pm 0.01$	$1.60 \pm 0.08 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.10 \pm 0.02$
13 – 14	$2.66 \pm 0.15 \pm 0.07$	$2.50 \pm 0.09 \pm 0.04$	$2.02 \pm 0.07 \pm 0.02$	$1.38 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.71 \pm 0.14 \pm 0.03$
14 – 15	$1.90 \pm 0.12 \pm 0.07$	$1.85 \pm 0.07 \pm 0.03$	$1.47 \pm 0.06 \pm 0.04$	$0.90 \pm 0.06 \pm 0.03$	
15 – 16	$1.56 \pm 0.11 \pm 0.01$	$1.45 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.63 \pm 0.05 \pm 0.01$	
16 – 17	$1.08 \pm 0.09 \pm 0.05$	$1.17 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.87 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.63 \pm 0.05 \pm 0.03$	
17 – 18	$0.97 \pm 0.08 \pm 0.01$	$0.88 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.11 \pm 0.01$
18 – 19	$0.70 \pm 0.07 \pm 0.03$	$0.74 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.48 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.22 \pm 0.03 \pm 0.02$	
19 – 20	$0.63 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.36 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.03 \pm 0.01$	
20 – 21	$0.77 \pm 0.07 \pm 0.04$	$0.77 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.48 \pm 0.04 \pm 0.01$		
21 – 22					
22 – 23	$0.43 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.43 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.04 \pm 0.01$	
23 – 24					
24 – 25	$0.41 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.02 \pm 0.01$		
25 – 26					
26 – 27					
27 – 28	$0.36 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.19 \pm 0.02 \pm 0.01$			
28 – 29			$0.21 \pm 0.03 \pm 0.02$		
29 – 30		$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01$			

Таблица 5. Сечения образования $\Upsilon(2S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [$\text{ГэВ}/c$]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 — 1	$8.11 \pm 0.24 \pm 0.22$	$7.90 \pm 0.13 \pm 0.13$	$7.07 \pm 0.12 \pm 0.09$	$5.58 \pm 0.11 \pm 0.05$	$3.53 \pm 0.15 \pm 0.07$
1 — 2	$21.8 \pm 0.4 \pm 0.2$	$20.44 \pm 0.22 \pm 0.09$	$17.55 \pm 0.19 \pm 0.12$	$14.30 \pm 0.18 \pm 0.22$	$8.23 \pm 0.24 \pm 0.18$
2 — 3	$27.7 \pm 0.4 \pm 0.2$	$26.53 \pm 0.25 \pm 0.23$	$22.55 \pm 0.21 \pm 0.24$	$17.80 \pm 0.20 \pm 0.08$	$10.83 \pm 0.26 \pm 0.10$
3 — 4	$29.9 \pm 0.4 \pm 0.4$	$28.24 \pm 0.26 \pm 0.12$	$23.24 \pm 0.21 \pm 0.27$	$18.80 \pm 0.20 \pm 0.25$	$10.62 \pm 0.25 \pm 0.17$
4 — 5	$27.4 \pm 0.4 \pm 0.2$	$26.00 \pm 0.25 \pm 0.13$	$20.79 \pm 0.20 \pm 0.11$	$16.57 \pm 0.19 \pm 0.15$	$9.6 \pm 0.2 \pm 0.3$
5 — 6	$23.5 \pm 0.4 \pm 0.2$	$22.39 \pm 0.23 \pm 0.18$	$18.16 \pm 0.19 \pm 0.20$	$13.59 \pm 0.17 \pm 0.19$	$8.26 \pm 0.21 \pm 0.03$
6 — 7	$20.3 \pm 0.4 \pm 0.4$	$18.62 \pm 0.21 \pm 0.13$	$15.02 \pm 0.17 \pm 0.17$	$11.13 \pm 0.16 \pm 0.20$	$6.27 \pm 0.18 \pm 0.04$
7 — 8	$16.7 \pm 0.3 \pm 0.2$	$14.85 \pm 0.18 \pm 0.16$	$11.87 \pm 0.15 \pm 0.14$	$8.78 \pm 0.14 \pm 0.10$	$5.06 \pm 0.16 \pm 0.08$
8 — 9	$13.43 \pm 0.28 \pm 0.17$	$11.79 \pm 0.16 \pm 0.16$	$9.16 \pm 0.13 \pm 0.05$	$6.86 \pm 0.12 \pm 0.03$	$3.65 \pm 0.15 \pm 0.12$
9 — 10	$10.16 \pm 0.24 \pm 0.15$	$9.20 \pm 0.14 \pm 0.07$	$7.14 \pm 0.11 \pm 0.04$	$5.26 \pm 0.10 \pm 0.07$	$2.49 \pm 0.13 \pm 0.02$
10 — 11	$8.15 \pm 0.22 \pm 0.16$	$6.97 \pm 0.12 \pm 0.11$	$5.70 \pm 0.09 \pm 0.05$	$3.87 \pm 0.09 \pm 0.07$	$1.82 \pm 0.11 \pm 0.06$
11 — 12	$6.55 \pm 0.20 \pm 0.15$	$5.37 \pm 0.10 \pm 0.07$	$4.15 \pm 0.08 \pm 0.09$	$2.94 \pm 0.08 \pm 0.04$	$1.11 \pm 0.09 \pm 0.03$
12 — 13	$4.93 \pm 0.16 \pm 0.08$	$4.19 \pm 0.09 \pm 0.05$	$3.19 \pm 0.07 \pm 0.03$	$2.25 \pm 0.07 \pm 0.03$	$0.74 \pm 0.08 \pm 0.04$
13 — 14	$3.93 \pm 0.15 \pm 0.08$	$3.18 \pm 0.08 \pm 0.04$	$2.45 \pm 0.06 \pm 0.06$	$1.66 \pm 0.06 \pm 0.03$	$0.84 \pm 0.09 \pm 0.04$
14 — 15	$2.99 \pm 0.13 \pm 0.10$	$2.48 \pm 0.07 \pm 0.04$	$1.83 \pm 0.05 \pm 0.01$	$1.27 \pm 0.05 \pm 0.05$	
15 — 16	$2.36 \pm 0.11 \pm 0.07$	$2.03 \pm 0.06 \pm 0.02$	$1.42 \pm 0.05 \pm 0.03$	$0.92 \pm 0.04 \pm 0.01$	
16 — 17	$1.89 \pm 0.10 \pm 0.02$	$1.48 \pm 0.05 \pm 0.02$	$1.09 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.04 \pm 0.03$	
17 — 18	$1.31 \pm 0.08 \pm 0.03$	$1.19 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.86 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.52 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.79 \pm 0.11 \pm 0.03$
18 — 19	$1.15 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.92 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.69 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.39 \pm 0.03 \pm 0.02$	
19 — 20	$0.89 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.70 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.46 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.02 \pm 0.01$	
20 — 21	$1.34 \pm 0.08 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.69 \pm 0.03 \pm 0.02$		
21 — 22					
22 — 23	$0.76 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.64 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.59 \pm 0.04 \pm 0.02$	
23 — 24					
24 — 25	$0.63 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.02 \pm 0.01$		
25 — 26					
26 — 27					
27 — 28	$0.55 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.27 \pm 0.02 \pm 0.01$		
28 — 29					
29 — 30		$0.19 \pm 0.02 \pm 0.01$			

Таблица 6. Сечения образования $\Upsilon(3S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [ГэВ/c]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 – 1	$2.22 \pm 0.17 \pm 0.05$	$2.61 \pm 0.11 \pm 0.02$	$2.54 \pm 0.11 \pm 0.08$	$2.05 \pm 0.10 \pm 0.12$	$1.10 \pm 0.13 \pm 0.05$
1 – 2	$5.99 \pm 0.28 \pm 0.17$	$6.58 \pm 0.18 \pm 0.08$	$6.61 \pm 0.17 \pm 0.09$	$5.40 \pm 0.16 \pm 0.07$	$3.33 \pm 0.22 \pm 0.01$
2 – 3	$8.22 \pm 0.31 \pm 0.11$	$9.25 \pm 0.21 \pm 0.08$	$8.17 \pm 0.19 \pm 0.03$	$6.98 \pm 0.18 \pm 0.17$	$3.99 \pm 0.23 \pm 0.24$
3 – 4	$9.3 \pm 0.3 \pm 0.3$	$9.46 \pm 0.22 \pm 0.06$	$8.53 \pm 0.19 \pm 0.01$	$6.99 \pm 0.18 \pm 0.05$	$3.94 \pm 0.22 \pm 0.06$
4 – 5	$8.00 \pm 0.31 \pm 0.02$	$9.42 \pm 0.21 \pm 0.05$	$7.84 \pm 0.18 \pm 0.03$	$6.40 \pm 0.17 \pm 0.21$	$3.33 \pm 0.20 \pm 0.05$
5 – 6	$7.7 \pm 0.3 \pm 0.2$	$8.25 \pm 0.20 \pm 0.05$	$7.10 \pm 0.17 \pm 0.10$	$5.42 \pm 0.16 \pm 0.08$	$2.98 \pm 0.18 \pm 0.02$
6 – 7	$6.84 \pm 0.27 \pm 0.20$	$7.13 \pm 0.18 \pm 0.09$	$6.17 \pm 0.15 \pm 0.10$	$4.93 \pm 0.15 \pm 0.07$	$2.57 \pm 0.17 \pm 0.14$
7 – 8	$5.68 \pm 0.25 \pm 0.15$	$5.93 \pm 0.16 \pm 0.11$	$4.75 \pm 0.13 \pm 0.07$	$3.72 \pm 0.13 \pm 0.08$	$1.94 \pm 0.15 \pm 0.03$
8 – 9	$4.63 \pm 0.22 \pm 0.11$	$4.77 \pm 0.14 \pm 0.07$	$3.99 \pm 0.12 \pm 0.08$	$3.15 \pm 0.12 \pm 0.04$	$1.33 \pm 0.13 \pm 0.04$
9 – 10	$3.93 \pm 0.20 \pm 0.11$	$3.96 \pm 0.13 \pm 0.04$	$3.28 \pm 0.10 \pm 0.05$	$2.03 \pm 0.09 \pm 0.05$	$0.99 \pm 0.11 \pm 0.01$
10 – 11	$3.08 \pm 0.18 \pm 0.06$	$3.15 \pm 0.11 \pm 0.03$	$2.38 \pm 0.09 \pm 0.01$	$1.84 \pm 0.09 \pm 0.01$	$0.65 \pm 0.10 \pm 0.10$
11 – 12	$2.40 \pm 0.15 \pm 0.07$	$2.58 \pm 0.10 \pm 0.06$	$2.02 \pm 0.08 \pm 0.01$	$1.43 \pm 0.08 \pm 0.03$	$0.39 \pm 0.08 \pm 0.01$
12 – 13	$2.00 \pm 0.14 \pm 0.06$	$2.06 \pm 0.08 \pm 0.02$	$1.43 \pm 0.07 \pm 0.01$	$0.97 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.08 \pm 0.01$
13 – 14	$1.67 \pm 0.12 \pm 0.06$	$1.69 \pm 0.07 \pm 0.03$	$1.05 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.77 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.11 \pm 0.02$
14 – 15	$1.31 \pm 0.11 \pm 0.04$	$1.28 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.05 \pm 0.01$	
15 – 16	$1.05 \pm 0.09 \pm 0.01$	$0.95 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.71 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.04 \pm 0.01$	
16 – 17	$0.84 \pm 0.08 \pm 0.03$	$0.77 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.01$	
17 – 18	$0.54 \pm 0.07 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.34 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.35 \pm 0.11 \pm 0.01$
18 – 19	$0.45 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.34 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.19 \pm 0.03 \pm 0.01$	
19 – 20	$0.41 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.26 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.03 \pm 0.01$	
20 – 21		$0.64 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.04 \pm 0.01$		
21 – 22			$0.38 \pm 0.03 \pm 0.01$		
22 – 23		$0.46 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.04 \pm 0.01$	
23 – 24					
24 – 25	$0.23 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.25 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.02 \pm 0.01$		
25 – 26					
26 – 27		$0.14 \pm 0.02 \pm 0.01$			
27 – 28					
28 – 29	$0.31 \pm 0.05 \pm 0.01$		$0.15 \pm 0.03 \pm 0.02$		
29 – 30		$0.09 \pm 0.02 \pm 0.01$			

Таблица 7. Сечения образования $\Upsilon(3S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$.

Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.

p_T [ГэВ/c]	$2.0 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.0$	$4.0 < y < 4.5$
0 – 1	$3.30 \pm 0.17 \pm 0.09$	$3.29 \pm 0.10 \pm 0.04$	$2.72 \pm 0.09 \pm 0.05$	$2.42 \pm 0.08 \pm 0.02$	$1.47 \pm 0.11 \pm 0.03$
1 – 2	$8.19 \pm 0.27 \pm 0.01$	$8.45 \pm 0.16 \pm 0.06$	$7.18 \pm 0.14 \pm 0.02$	$5.83 \pm 0.13 \pm 0.13$	$3.43 \pm 0.17 \pm 0.11$
2 – 3	$10.73 \pm 0.30 \pm 0.14$	$11.16 \pm 0.18 \pm 0.07$	$9.05 \pm 0.15 \pm 0.14$	$7.56 \pm 0.14 \pm 0.03$	$4.94 \pm 0.19 \pm 0.05$
3 – 4	$12.44 \pm 0.31 \pm 0.07$	$12.00 \pm 0.18 \pm 0.04$	$9.99 \pm 0.16 \pm 0.08$	$7.98 \pm 0.15 \pm 0.10$	$4.69 \pm 0.18 \pm 0.08$
4 – 5	$11.37 \pm 0.30 \pm 0.07$	$11.42 \pm 0.18 \pm 0.01$	$9.51 \pm 0.15 \pm 0.05$	$7.70 \pm 0.14 \pm 0.05$	$4.48 \pm 0.17 \pm 0.20$
5 – 6	$10.06 \pm 0.27 \pm 0.04$	$10.21 \pm 0.17 \pm 0.07$	$8.53 \pm 0.14 \pm 0.09$	$6.64 \pm 0.13 \pm 0.12$	$3.68 \pm 0.15 \pm 0.01$
6 – 7	$9.35 \pm 0.26 \pm 0.16$	$8.60 \pm 0.15 \pm 0.03$	$7.36 \pm 0.13 \pm 0.07$	$5.66 \pm 0.12 \pm 0.12$	$3.13 \pm 0.14 \pm 0.01$
7 – 8	$7.83 \pm 0.23 \pm 0.06$	$7.48 \pm 0.14 \pm 0.05$	$6.14 \pm 0.11 \pm 0.08$	$4.79 \pm 0.11 \pm 0.04$	$2.48 \pm 0.12 \pm 0.04$
8 – 9	$6.66 \pm 0.21 \pm 0.05$	$6.13 \pm 0.12 \pm 0.08$	$4.91 \pm 0.10 \pm 0.03$	$3.64 \pm 0.09 \pm 0.01$	$1.75 \pm 0.11 \pm 0.05$
9 – 10	$5.29 \pm 0.19 \pm 0.07$	$4.81 \pm 0.11 \pm 0.04$	$3.99 \pm 0.09 \pm 0.02$	$3.00 \pm 0.08 \pm 0.05$	$1.24 \pm 0.09 \pm 0.01$
10 – 11	$4.11 \pm 0.17 \pm 0.08$	$3.98 \pm 0.09 \pm 0.08$	$3.19 \pm 0.07 \pm 0.03$	$2.42 \pm 0.07 \pm 0.05$	$1.10 \pm 0.09 \pm 0.07$
11 – 12	$3.27 \pm 0.15 \pm 0.09$	$3.16 \pm 0.08 \pm 0.04$	$2.49 \pm 0.06 \pm 0.07$	$1.73 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.69 \pm 0.07 \pm 0.02$
12 – 13	$2.91 \pm 0.13 \pm 0.04$	$2.65 \pm 0.07 \pm 0.04$	$1.95 \pm 0.06 \pm 0.02$	$1.41 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.46 \pm 0.07 \pm 0.01$
13 – 14	$2.41 \pm 0.12 \pm 0.04$	$2.07 \pm 0.06 \pm 0.03$	$1.52 \pm 0.05 \pm 0.04$	$1.05 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.09 \pm 0.02$
14 – 15	$1.93 \pm 0.11 \pm 0.07$	$1.67 \pm 0.06 \pm 0.04$	$1.17 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.83 \pm 0.04 \pm 0.03$	
15 – 16	$1.52 \pm 0.09 \pm 0.04$	$1.21 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.90 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.04 \pm 0.01$	
16 – 17	$1.10 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.76 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.42 \pm 0.03 \pm 0.02$	
17 – 18	$0.89 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.032 \pm 0.01$	$0.46 \pm 0.08 \pm 0.01$
18 – 19	$0.79 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.58 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.43 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.029 \pm 0.01$	
19 – 20	$0.59 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.49 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.02 \pm 0.01$	
20 – 21	$0.84 \pm 0.06 \pm 0.01$	$0.73 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.46 \pm 0.03 \pm 0.01$		
21 – 22					
22 – 23	$0.51 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.46 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.32 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.46 \pm 0.04 \pm 0.02$	
23 – 24					
24 – 25	$0.34 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.30 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.21 \pm 0.03 \pm 0.01$		
25 – 26					
26 – 27		$0.18 \pm 0.02 \pm 0.01$			
27 – 28	$0.52 \pm 0.05 \pm 0.02$		$0.20 \pm 0.02 \pm 0.01$		
28 – 29					
29 – 30		$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01$			

**С. Таблицы поляризаационных параметров для $\Upsilon(nS)$
мезонов, инклюзивно рожденных в
pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на
установке LHCb**

В этом приложении приводятся таблицы поляризаационных параметров $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно рожденных в pp-взаимодействиях при полных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb.

Таблица 8. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.220 \pm 0.063 \pm 0.042$	$0.104 \pm 0.034 \pm 0.027$	$-0.098 \pm 0.043 \pm 0.035$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.039 \pm 0.016 \pm 0.007$	$-0.041 \pm 0.012 \pm 0.006$	$0.041 \pm 0.016 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$0.009 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.004 \pm 0.009 \pm 0.005$	$-0.024 \pm 0.009 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.249 \pm 0.069 \pm 0.045$	$0.092 \pm 0.045 \pm 0.032$	$-0.167 \pm 0.051 \pm 0.036$
2 – 4	λ_θ	$0.175 \pm 0.045 \pm 0.025$	$0.053 \pm 0.025 \pm 0.020$	$-0.057 \pm 0.028 \pm 0.027$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.075 \pm 0.014 \pm 0.007$	$-0.009 \pm 0.011 \pm 0.006$	$0.034 \pm 0.016 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$0.000 \pm 0.007 \pm 0.002$	$-0.002 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.033 \pm 0.009 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.176 \pm 0.051 \pm 0.029$	$0.047 \pm 0.036 \pm 0.026$	$-0.151 \pm 0.039 \pm 0.036$
4 – 6	λ_θ	$0.069 \pm 0.045 \pm 0.037$	$0.055 \pm 0.026 \pm 0.017$	$-0.077 \pm 0.025 \pm 0.021$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.069 \pm 0.019 \pm 0.015$	$0.009 \pm 0.014 \pm 0.009$	$0.078 \pm 0.020 \pm 0.016$
	λ_ϕ	$-0.006 \pm 0.009 \pm 0.005$	$-0.041 \pm 0.011 \pm 0.006$	$-0.053 \pm 0.013 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.050 \pm 0.057 \pm 0.045$	$-0.066 \pm 0.040 \pm 0.025$	$-0.223 \pm 0.044 \pm 0.035$
6 – 8	λ_θ	$0.057 \pm 0.049 \pm 0.034$	$0.036 \pm 0.031 \pm 0.024$	$0.062 \pm 0.032 \pm 0.026$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.029 \pm 0.024 \pm 0.023$	$0.021 \pm 0.016 \pm 0.009$	$0.060 \pm 0.023 \pm 0.017$
	λ_ϕ	$-0.030 \pm 0.015 \pm 0.013$	$-0.055 \pm 0.016 \pm 0.010$	$-0.048 \pm 0.021 \pm 0.019$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.031 \pm 0.064 \pm 0.054$	$-0.121 \pm 0.047 \pm 0.025$	$-0.079 \pm 0.056 \pm 0.041$
8 – 10	λ_θ	$0.076 \pm 0.059 \pm 0.044$	$0.117 \pm 0.044 \pm 0.034$	$0.076 \pm 0.047 \pm 0.039$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.068 \pm 0.027 \pm 0.016$	$-0.022 \pm 0.018 \pm 0.006$	$0.035 \pm 0.023 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$-0.004 \pm 0.021 \pm 0.011$	$-0.048 \pm 0.023 \pm 0.014$	$-0.062 \pm 0.031 \pm 0.024$
	$\tilde{\lambda}$	$0.065 \pm 0.077 \pm 0.045$	$-0.024 \pm 0.059 \pm 0.024$	$-0.103 \pm 0.070 \pm 0.038$
10 – 15	λ_θ	$-0.021 \pm 0.051 \pm 0.029$	$0.123 \pm 0.042 \pm 0.030$	$0.135 \pm 0.051 \pm 0.048$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.009 \pm 0.023 \pm 0.010$	$-0.003 \pm 0.019 \pm 0.009$	$0.070 \pm 0.024 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$0.009 \pm 0.019 \pm 0.010$	$-0.059 \pm 0.022 \pm 0.013$	$-0.047 \pm 0.031 \pm 0.024$
	$\tilde{\lambda}$	$0.006 \pm 0.064 \pm 0.026$	$-0.052 \pm 0.060 \pm 0.026$	$-0.005 \pm 0.076 \pm 0.033$
15 – 20	λ_θ	$0.032 \pm 0.091 \pm 0.045$	$0.046 \pm 0.077 \pm 0.049$	$0.082 \pm 0.111 \pm 0.058$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.096 \pm 0.048 \pm 0.015$	$0.007 \pm 0.050 \pm 0.022$	$0.104 \pm 0.072 \pm 0.027$
	λ_ϕ	$0.008 \pm 0.033 \pm 0.013$	$0.099 \pm 0.040 \pm 0.018$	$0.119 \pm 0.058 \pm 0.022$
	$\tilde{\lambda}$	$0.055 \pm 0.130 \pm 0.044$	$0.382 \pm 0.175 \pm 0.083$	$0.500 \pm 0.252 \pm 0.094$

Таблица 9. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.190 \pm 0.042 \pm 0.030$	$0.092 \pm 0.023 \pm 0.020$	$0.012 \pm 0.030 \pm 0.031$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.009 \pm 0.011 \pm 0.005$	$0.019 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.013 \pm 0.011 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$-0.007 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.002 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.001 \pm 0.006 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.168 \pm 0.046 \pm 0.032$	$0.098 \pm 0.031 \pm 0.023$	$0.014 \pm 0.037 \pm 0.033$
2 – 4	λ_θ	$0.208 \pm 0.030 \pm 0.028$	$0.104 \pm 0.017 \pm 0.014$	$-0.017 \pm 0.019 \pm 0.021$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.077 \pm 0.009 \pm 0.007$	$-0.023 \pm 0.008 \pm 0.005$	$0.020 \pm 0.011 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$-0.006 \pm 0.004 \pm 0.002$	$-0.026 \pm 0.005 \pm 0.003$	$-0.020 \pm 0.006 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.189 \pm 0.035 \pm 0.030$	$0.025 \pm 0.024 \pm 0.017$	$-0.076 \pm 0.027 \pm 0.028$
4 – 6	λ_θ	$0.179 \pm 0.031 \pm 0.025$	$0.102 \pm 0.018 \pm 0.014$	$0.035 \pm 0.018 \pm 0.017$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.057 \pm 0.013 \pm 0.010$	$-0.012 \pm 0.010 \pm 0.007$	$0.040 \pm 0.014 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$-0.026 \pm 0.006 \pm 0.004$	$-0.030 \pm 0.007 \pm 0.004$	$-0.054 \pm 0.009 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.098 \pm 0.038 \pm 0.031$	$0.012 \pm 0.028 \pm 0.020$	$-0.119 \pm 0.031 \pm 0.030$
6 – 8	λ_θ	$0.129 \pm 0.033 \pm 0.025$	$0.084 \pm 0.021 \pm 0.017$	$0.038 \pm 0.021 \pm 0.017$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.060 \pm 0.016 \pm 0.012$	$-0.020 \pm 0.011 \pm 0.008$	$0.040 \pm 0.015 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$-0.040 \pm 0.010 \pm 0.007$	$-0.031 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.039 \pm 0.013 \pm 0.012$
	$\tilde{\lambda}$	$0.009 \pm 0.044 \pm 0.030$	$-0.007 \pm 0.033 \pm 0.020$	$-0.077 \pm 0.037 \pm 0.029$
8 – 10	λ_θ	$0.097 \pm 0.040 \pm 0.030$	$0.129 \pm 0.030 \pm 0.022$	$0.180 \pm 0.033 \pm 0.037$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.048 \pm 0.018 \pm 0.011$	$-0.027 \pm 0.012 \pm 0.006$	$0.059 \pm 0.016 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$-0.030 \pm 0.015 \pm 0.011$	$-0.062 \pm 0.015 \pm 0.009$	$-0.099 \pm 0.021 \pm 0.022$
	$\tilde{\lambda}$	$0.007 \pm 0.050 \pm 0.030$	$-0.052 \pm 0.039 \pm 0.015$	$-0.107 \pm 0.045 \pm 0.033$
10 – 15	λ_θ	$0.124 \pm 0.036 \pm 0.030$	$0.086 \pm 0.027 \pm 0.020$	$0.146 \pm 0.033 \pm 0.037$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.069 \pm 0.016 \pm 0.008$	$-0.009 \pm 0.013 \pm 0.007$	$-0.012 \pm 0.015 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$-0.042 \pm 0.013 \pm 0.009$	$-0.034 \pm 0.014 \pm 0.008$	$-0.048 \pm 0.020 \pm 0.019$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.002 \pm 0.041 \pm 0.022$	$-0.017 \pm 0.040 \pm 0.018$	$0.001 \pm 0.049 \pm 0.031$
15 – 20	λ_θ	$0.041 \pm 0.058 \pm 0.036$	$0.239 \pm 0.057 \pm 0.032$	$0.245 \pm 0.077 \pm 0.049$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.040 \pm 0.031 \pm 0.015$	$-0.006 \pm 0.034 \pm 0.019$	$0.071 \pm 0.048 \pm 0.027$
	λ_ϕ	$-0.062 \pm 0.022 \pm 0.012$	$-0.044 \pm 0.028 \pm 0.014$	$-0.063 \pm 0.041 \pm 0.025$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.137 \pm 0.075 \pm 0.036$	$0.102 \pm 0.098 \pm 0.045$	$0.052 \pm 0.126 \pm 0.067$

Таблица 10. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.243 \pm 0.063 \pm 0.036$	$0.114 \pm 0.035 \pm 0.026$	$-0.109 \pm 0.046 \pm 0.034$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.014 \pm 0.016 \pm 0.008$	$-0.017 \pm 0.012 \pm 0.004$	$0.047 \pm 0.014 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$0.007 \pm 0.008 \pm 0.003$	$-0.008 \pm 0.009 \pm 0.003$	$-0.021 \pm 0.009 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.265 \pm 0.069 \pm 0.038$	$0.089 \pm 0.046 \pm 0.028$	$-0.168 \pm 0.052 \pm 0.036$
2 – 4	λ_θ	$0.238 \pm 0.047 \pm 0.031$	$0.055 \pm 0.028 \pm 0.022$	$-0.084 \pm 0.034 \pm 0.030$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.022 \pm 0.013 \pm 0.006$	$0.020 \pm 0.010 \pm 0.003$	$0.041 \pm 0.012 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$-0.011 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.002 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.027 \pm 0.007 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.204 \pm 0.052 \pm 0.033$	$0.048 \pm 0.037 \pm 0.024$	$-0.160 \pm 0.040 \pm 0.033$
4 – 6	λ_θ	$0.139 \pm 0.052 \pm 0.030$	$0.008 \pm 0.030 \pm 0.018$	$-0.168 \pm 0.036 \pm 0.021$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.002 \pm 0.017 \pm 0.008$	$0.049 \pm 0.013 \pm 0.005$	$0.048 \pm 0.015 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$-0.026 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.027 \pm 0.008 \pm 0.003$	$-0.025 \pm 0.008 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.059 \pm 0.058 \pm 0.033$	$-0.072 \pm 0.041 \pm 0.021$	$-0.238 \pm 0.045 \pm 0.024$
6 – 8	λ_θ	$0.064 \pm 0.055 \pm 0.025$	$-0.045 \pm 0.030 \pm 0.018$	$-0.083 \pm 0.039 \pm 0.024$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.020 \pm 0.023 \pm 0.010$	$0.047 \pm 0.019 \pm 0.007$	$0.070 \pm 0.022 \pm 0.009$
	λ_ϕ	$-0.029 \pm 0.010 \pm 0.004$	$-0.028 \pm 0.011 \pm 0.004$	$-0.001 \pm 0.012 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.023 \pm 0.065 \pm 0.031$	$-0.125 \pm 0.047 \pm 0.022$	$-0.086 \pm 0.057 \pm 0.032$
8 – 10	λ_θ	$0.126 \pm 0.059 \pm 0.027$	$0.030 \pm 0.032 \pm 0.018$	$-0.071 \pm 0.041 \pm 0.020$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.020 \pm 0.034 \pm 0.012$	$0.079 \pm 0.027 \pm 0.009$	$0.064 \pm 0.032 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$-0.020 \pm 0.014 \pm 0.005$	$-0.019 \pm 0.016 \pm 0.007$	$-0.011 \pm 0.018 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.063 \pm 0.078 \pm 0.035$	$-0.027 \pm 0.059 \pm 0.026$	$-0.102 \pm 0.070 \pm 0.029$
10 – 15	λ_θ	$0.012 \pm 0.038 \pm 0.018$	$-0.039 \pm 0.026 \pm 0.014$	$-0.124 \pm 0.035 \pm 0.017$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.037 \pm 0.033 \pm 0.012$	$0.072 \pm 0.026 \pm 0.010$	$0.069 \pm 0.033 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$-0.005 \pm 0.017 \pm 0.008$	$-0.003 \pm 0.019 \pm 0.009$	$0.039 \pm 0.022 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.004 \pm 0.063 \pm 0.022$	$-0.049 \pm 0.060 \pm 0.024$	$-0.009 \pm 0.077 \pm 0.035$
15 – 20	λ_θ	$-0.112 \pm 0.054 \pm 0.031$	$0.088 \pm 0.064 \pm 0.044$	$-0.002 \pm 0.087 \pm 0.060$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.048 \pm 0.053 \pm 0.021$	$-0.030 \pm 0.048 \pm 0.016$	$-0.087 \pm 0.069 \pm 0.021$
	λ_ϕ	$0.053 \pm 0.041 \pm 0.025$	$0.092 \pm 0.050 \pm 0.030$	$0.147 \pm 0.065 \pm 0.032$
	$\tilde{\lambda}$	$0.049 \pm 0.129 \pm 0.061$	$0.401 \pm 0.176 \pm 0.079$	$0.514 \pm 0.253 \pm 0.090$

Таблица 11. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.190 \pm 0.042 \pm 0.030$	$0.078 \pm 0.024 \pm 0.021$	$0.002 \pm 0.032 \pm 0.031$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.038 \pm 0.011 \pm 0.006$	$0.039 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.007 \pm 0.010 \pm 0.005$
	λ_ϕ	$-0.005 \pm 0.006 \pm 0.002$	$0.006 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.001 \pm 0.006 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.173 \pm 0.046 \pm 0.031$	$0.096 \pm 0.031 \pm 0.024$	$-0.003 \pm 0.037 \pm 0.033$
2 – 4	λ_θ	$0.251 \pm 0.032 \pm 0.022$	$0.109 \pm 0.019 \pm 0.014$	$-0.045 \pm 0.024 \pm 0.024$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.029 \pm 0.009 \pm 0.006$	$0.031 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.043 \pm 0.008 \pm 0.005$
	λ_ϕ	$-0.015 \pm 0.004 \pm 0.002$	$-0.027 \pm 0.005 \pm 0.002$	$-0.017 \pm 0.005 \pm 0.002$
	$\tilde{\lambda}$	$0.202 \pm 0.035 \pm 0.023$	$0.027 \pm 0.024 \pm 0.017$	$-0.095 \pm 0.028 \pm 0.025$
4 – 6	λ_θ	$0.197 \pm 0.034 \pm 0.021$	$0.071 \pm 0.021 \pm 0.015$	$-0.049 \pm 0.025 \pm 0.025$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.066 \pm 0.011 \pm 0.006$	$0.052 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.067 \pm 0.010 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$-0.026 \pm 0.005 \pm 0.003$	$-0.021 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.028 \pm 0.006 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.116 \pm 0.039 \pm 0.026$	$0.008 \pm 0.028 \pm 0.018$	$-0.130 \pm 0.031 \pm 0.027$
6 – 8	λ_θ	$0.125 \pm 0.038 \pm 0.021$	$0.051 \pm 0.021 \pm 0.017$	$-0.062 \pm 0.026 \pm 0.021$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.048 \pm 0.016 \pm 0.008$	$0.049 \pm 0.013 \pm 0.004$	$0.050 \pm 0.014 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$-0.040 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.020 \pm 0.008 \pm 0.003$	$-0.007 \pm 0.008 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.006 \pm 0.044 \pm 0.026$	$-0.010 \pm 0.033 \pm 0.021$	$-0.082 \pm 0.038 \pm 0.027$
8 – 10	λ_θ	$0.069 \pm 0.038 \pm 0.020$	$0.030 \pm 0.021 \pm 0.012$	$-0.100 \pm 0.027 \pm 0.015$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.035 \pm 0.022 \pm 0.010$	$0.086 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.123 \pm 0.021 \pm 0.011$
	λ_ϕ	$-0.025 \pm 0.009 \pm 0.004$	$-0.028 \pm 0.011 \pm 0.005$	$-0.002 \pm 0.011 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.006 \pm 0.050 \pm 0.027$	$-0.053 \pm 0.039 \pm 0.018$	$-0.106 \pm 0.045 \pm 0.024$
10 – 15	λ_θ	$0.058 \pm 0.025 \pm 0.014$	$-0.012 \pm 0.018 \pm 0.011$	$-0.017 \pm 0.024 \pm 0.014$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.069 \pm 0.022 \pm 0.009$	$0.048 \pm 0.017 \pm 0.007$	$0.090 \pm 0.022 \pm 0.009$
	λ_ϕ	$-0.026 \pm 0.011 \pm 0.006$	$-0.001 \pm 0.013 \pm 0.007$	$0.005 \pm 0.014 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.019 \pm 0.040 \pm 0.022$	$-0.014 \pm 0.040 \pm 0.019$	$-0.001 \pm 0.049 \pm 0.028$
15 – 20	λ_θ	$-0.032 \pm 0.037 \pm 0.023$	$-0.068 \pm 0.036 \pm 0.027$	$-0.176 \pm 0.046 \pm 0.035$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.049 \pm 0.035 \pm 0.013$	$0.105 \pm 0.030 \pm 0.013$	$0.072 \pm 0.043 \pm 0.020$
	λ_ϕ	$-0.038 \pm 0.028 \pm 0.020$	$0.055 \pm 0.031 \pm 0.019$	$0.080 \pm 0.040 \pm 0.030$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.140 \pm 0.075 \pm 0.043$	$0.102 \pm 0.098 \pm 0.046$	$0.068 \pm 0.127 \pm 0.071$

Таблица 12. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.218 \pm 0.057 \pm 0.042$	$0.106 \pm 0.034 \pm 0.022$	$-0.120 \pm 0.046 \pm 0.037$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.064 \pm 0.019 \pm 0.014$	$0.007 \pm 0.012 \pm 0.005$	$0.050 \pm 0.014 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$0.014 \pm 0.009 \pm 0.005$	$-0.008 \pm 0.009 \pm 0.004$	$-0.014 \pm 0.009 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.264 \pm 0.067 \pm 0.048$	$0.082 \pm 0.045 \pm 0.025$	$-0.161 \pm 0.052 \pm 0.040$
2 – 4	λ_θ	$0.153 \pm 0.036 \pm 0.032$	$0.018 \pm 0.026 \pm 0.017$	$-0.125 \pm 0.034 \pm 0.027$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.108 \pm 0.019 \pm 0.019$	$0.041 \pm 0.011 \pm 0.005$	$0.034 \pm 0.011 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$0.017 \pm 0.008 \pm 0.006$	$0.009 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.014 \pm 0.007 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.208 \pm 0.052 \pm 0.049$	$0.046 \pm 0.037 \pm 0.022$	$-0.166 \pm 0.040 \pm 0.030$
4 – 6	λ_θ	$0.065 \pm 0.033 \pm 0.025$	$-0.072 \pm 0.026 \pm 0.017$	$-0.201 \pm 0.036 \pm 0.023$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.066 \pm 0.024 \pm 0.029$	$0.041 \pm 0.013 \pm 0.005$	$-0.025 \pm 0.014 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$-0.005 \pm 0.013 \pm 0.015$	$-0.003 \pm 0.009 \pm 0.004$	$-0.018 \pm 0.009 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.048 \pm 0.058 \pm 0.064$	$-0.079 \pm 0.041 \pm 0.021$	$-0.250 \pm 0.045 \pm 0.027$
6 – 8	λ_θ	$0.008 \pm 0.036 \pm 0.022$	$-0.101 \pm 0.031 \pm 0.017$	$-0.144 \pm 0.042 \pm 0.026$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.045 \pm 0.027 \pm 0.030$	$0.002 \pm 0.015 \pm 0.008$	$-0.020 \pm 0.018 \pm 0.009$
	λ_ϕ	$-0.012 \pm 0.020 \pm 0.022$	$-0.010 \pm 0.013 \pm 0.007$	$0.017 \pm 0.013 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.027 \pm 0.066 \pm 0.063$	$-0.129 \pm 0.047 \pm 0.022$	$-0.093 \pm 0.057 \pm 0.031$
8 – 10	λ_θ	$0.019 \pm 0.048 \pm 0.040$	$-0.119 \pm 0.042 \pm 0.030$	$-0.120 \pm 0.056 \pm 0.035$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.068 \pm 0.027 \pm 0.020$	$0.026 \pm 0.016 \pm 0.006$	$-0.028 \pm 0.021 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$0.012 \pm 0.027 \pm 0.028$	$0.030 \pm 0.018 \pm 0.008$	$0.006 \pm 0.018 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.054 \pm 0.077 \pm 0.059$	$-0.029 \pm 0.060 \pm 0.021$	$-0.103 \pm 0.070 \pm 0.029$
10 – 15	λ_θ	$0.088 \pm 0.052 \pm 0.051$	$-0.086 \pm 0.043 \pm 0.031$	$-0.078 \pm 0.059 \pm 0.033$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.018 \pm 0.020 \pm 0.007$	$-0.032 \pm 0.017 \pm 0.008$	$-0.097 \pm 0.023 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$-0.034 \pm 0.026 \pm 0.024$	$0.014 \pm 0.017 \pm 0.009$	$0.022 \pm 0.019 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.012 \pm 0.062 \pm 0.029$	$-0.044 \pm 0.060 \pm 0.028$	$-0.011 \pm 0.077 \pm 0.031$
15 – 20	λ_θ	$0.161 \pm 0.096 \pm 0.058$	$0.150 \pm 0.103 \pm 0.062$	$0.336 \pm 0.164 \pm 0.083$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.043 \pm 0.045 \pm 0.017$	$0.007 \pm 0.044 \pm 0.015$	$-0.008 \pm 0.069 \pm 0.028$
	λ_ϕ	$-0.039 \pm 0.045 \pm 0.024$	$0.079 \pm 0.035 \pm 0.012$	$0.054 \pm 0.049 \pm 0.017$
	$\tilde{\lambda}$	$0.043 \pm 0.129 \pm 0.051$	$0.419 \pm 0.177 \pm 0.078$	$0.527 \pm 0.254 \pm 0.101$

Таблица 13. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.154 \pm 0.038 \pm 0.029$	$0.052 \pm 0.023 \pm 0.023$	$-0.022 \pm 0.032 \pm 0.033$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.080 \pm 0.013 \pm 0.007$	$0.054 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.023 \pm 0.010 \pm 0.005$
	λ_ϕ	$0.005 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.013 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.001 \pm 0.006 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.170 \pm 0.045 \pm 0.034$	$0.092 \pm 0.031 \pm 0.025$	$-0.018 \pm 0.037 \pm 0.034$
2 – 4	λ_θ	$0.144 \pm 0.024 \pm 0.024$	$0.049 \pm 0.017 \pm 0.016$	$-0.106 \pm 0.023 \pm 0.023$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.111 \pm 0.013 \pm 0.014$	$0.072 \pm 0.007 \pm 0.005$	$0.045 \pm 0.008 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$0.014 \pm 0.005 \pm 0.004$	$-0.009 \pm 0.005 \pm 0.003$	$-0.002 \pm 0.005 \pm 0.002$
	$\tilde{\lambda}$	$0.187 \pm 0.035 \pm 0.036$	$0.023 \pm 0.024 \pm 0.023$	$-0.112 \pm 0.028 \pm 0.025$
4 – 6	λ_θ	$0.027 \pm 0.022 \pm 0.022$	$-0.031 \pm 0.018 \pm 0.012$	$-0.138 \pm 0.024 \pm 0.021$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.124 \pm 0.015 \pm 0.016$	$0.066 \pm 0.009 \pm 0.005$	$0.030 \pm 0.010 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$0.026 \pm 0.008 \pm 0.008$	$0.011 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.002 \pm 0.006 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.109 \pm 0.039 \pm 0.042$	$0.002 \pm 0.028 \pm 0.018$	$-0.142 \pm 0.031 \pm 0.024$
6 – 8	λ_θ	$-0.011 \pm 0.024 \pm 0.019$	$-0.056 \pm 0.021 \pm 0.017$	$-0.111 \pm 0.028 \pm 0.020$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.078 \pm 0.018 \pm 0.019$	$0.046 \pm 0.010 \pm 0.006$	$-0.012 \pm 0.012 \pm 0.007$
	λ_ϕ	$-0.001 \pm 0.013 \pm 0.015$	$0.014 \pm 0.009 \pm 0.005$	$0.007 \pm 0.008 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.014 \pm 0.044 \pm 0.045$	$-0.013 \pm 0.033 \pm 0.020$	$-0.090 \pm 0.038 \pm 0.025$
8 – 10	λ_θ	$-0.014 \pm 0.031 \pm 0.026$	$-0.125 \pm 0.028 \pm 0.019$	$-0.200 \pm 0.035 \pm 0.024$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.039 \pm 0.018 \pm 0.015$	$0.030 \pm 0.011 \pm 0.005$	$-0.044 \pm 0.013 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$-0.004 \pm 0.018 \pm 0.019$	$0.024 \pm 0.012 \pm 0.007$	$0.033 \pm 0.011 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.026 \pm 0.049 \pm 0.043$	$-0.054 \pm 0.039 \pm 0.017$	$-0.106 \pm 0.046 \pm 0.024$
10 – 15	λ_θ	$-0.073 \pm 0.030 \pm 0.032$	$-0.053 \pm 0.029 \pm 0.020$	$-0.118 \pm 0.037 \pm 0.028$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.025 \pm 0.012 \pm 0.006$	$-0.015 \pm 0.011 \pm 0.005$	$-0.031 \pm 0.014 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$0.012 \pm 0.016 \pm 0.017$	$0.014 \pm 0.012 \pm 0.006$	$0.039 \pm 0.012 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.036 \pm 0.040 \pm 0.025$	$-0.010 \pm 0.040 \pm 0.021$	$-0.001 \pm 0.050 \pm 0.030$
15 – 20	λ_θ	$-0.079 \pm 0.052 \pm 0.043$	$-0.055 \pm 0.060 \pm 0.031$	$0.047 \pm 0.091 \pm 0.055$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.018 \pm 0.027 \pm 0.013$	$-0.103 \pm 0.026 \pm 0.010$	$-0.158 \pm 0.039 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$-0.023 \pm 0.026 \pm 0.020$	$0.051 \pm 0.022 \pm 0.010$	$0.012 \pm 0.029 \pm 0.011$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.144 \pm 0.075 \pm 0.039$	$0.102 \pm 0.098 \pm 0.044$	$0.084 \pm 0.128 \pm 0.060$

Таблица 14. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренные в HX, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$0.065 \pm 0.023 \pm 0.017$	$-0.022 \pm 0.008 \pm 0.005$	$-0.004 \pm 0.005 \pm 0.002$
	CS	$0.073 \pm 0.024 \pm 0.018$	$0.002 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.006 \pm 0.005 \pm 0.002$
	GJ	$0.064 \pm 0.023 \pm 0.016$	$0.026 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.003 \pm 0.005 \pm 0.002$
2 – 4	HX	$0.036 \pm 0.016 \pm 0.012$	$-0.019 \pm 0.007 \pm 0.004$	$-0.009 \pm 0.004 \pm 0.002$
	CS	$0.047 \pm 0.019 \pm 0.012$	$0.016 \pm 0.006 \pm 0.004$	$-0.013 \pm 0.004 \pm 0.002$
	GJ	$0.007 \pm 0.017 \pm 0.013$	$0.043 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.000 \pm 0.004 \pm 0.003$
4 – 6	HX	$0.003 \pm 0.016 \pm 0.012$	$0.003 \pm 0.010 \pm 0.006$	$-0.030 \pm 0.006 \pm 0.003$
	CS	$-0.014 \pm 0.020 \pm 0.011$	$0.023 \pm 0.008 \pm 0.005$	$-0.025 \pm 0.004 \pm 0.002$
	GJ	$-0.060 \pm 0.017 \pm 0.010$	$0.020 \pm 0.009 \pm 0.006$	$-0.012 \pm 0.005 \pm 0.004$
6 – 8	HX	$0.041 \pm 0.019 \pm 0.015$	$0.019 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.045 \pm 0.009 \pm 0.006$
	CS	$-0.030 \pm 0.021 \pm 0.011$	$0.042 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.020 \pm 0.006 \pm 0.003$
	GJ	$-0.078 \pm 0.020 \pm 0.016$	$0.006 \pm 0.010 \pm 0.006$	$-0.004 \pm 0.008 \pm 0.006$
8 – 10	HX	$0.068 \pm 0.026 \pm 0.019$	$-0.014 \pm 0.012 \pm 0.005$	$-0.035 \pm 0.013 \pm 0.008$
	CS	$0.016 \pm 0.022 \pm 0.012$	$0.045 \pm 0.016 \pm 0.008$	$-0.017 \pm 0.009 \pm 0.003$
	GJ	$-0.065 \pm 0.026 \pm 0.023$	$0.017 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.010 \pm 0.011 \pm 0.007$
10 – 15	HX	$0.073 \pm 0.025 \pm 0.024$	$0.015 \pm 0.012 \pm 0.005$	$-0.027 \pm 0.013 \pm 0.010$
	CS	$-0.040 \pm 0.018 \pm 0.009$	$0.034 \pm 0.016 \pm 0.006$	$0.011 \pm 0.011 \pm 0.005$
	GJ	$-0.025 \pm 0.027 \pm 0.018$	$-0.031 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.007 \pm 0.011 \pm 0.006$
15 – 20	HX	$0.063 \pm 0.051 \pm 0.030$	$0.051 \pm 0.030 \pm 0.014$	$0.058 \pm 0.023 \pm 0.012$
	CS	$-0.011 \pm 0.037 \pm 0.023$	$-0.032 \pm 0.030 \pm 0.010$	$0.082 \pm 0.028 \pm 0.017$
	GJ	$0.158 \pm 0.062 \pm 0.039$	$-0.022 \pm 0.028 \pm 0.010$	$0.032 \pm 0.022 \pm 0.009$
20 – 30	HX	$0.077 \pm 0.098 \pm 0.049$	$-0.009 \pm 0.055 \pm 0.018$	$-0.004 \pm 0.036 \pm 0.011$
	CS	$-0.019 \pm 0.067 \pm 0.043$	$0.026 \pm 0.048 \pm 0.013$	$0.029 \pm 0.056 \pm 0.035$
	GJ	$0.027 \pm 0.105 \pm 0.054$	$-0.031 \pm 0.048 \pm 0.017$	$0.014 \pm 0.036 \pm 0.013$

Таблица 15. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренные в HX, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$0.072 \pm 0.016 \pm 0.014$	$0.003 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.002 \pm 0.004 \pm 0.001$
	CS	$0.064 \pm 0.016 \pm 0.014$	$0.026 \pm 0.005 \pm 0.003$	$-0.001 \pm 0.003 \pm 0.002$
	GJ	$0.040 \pm 0.016 \pm 0.012$	$0.046 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.005 \pm 0.004 \pm 0.001$
2 – 4	HX	$0.077 \pm 0.011 \pm 0.011$	$-0.028 \pm 0.005 \pm 0.004$	$-0.016 \pm 0.003 \pm 0.002$
	CS	$0.086 \pm 0.013 \pm 0.010$	$0.024 \pm 0.004 \pm 0.005$	$-0.020 \pm 0.003 \pm 0.001$
	GJ	$0.027 \pm 0.011 \pm 0.007$	$0.062 \pm 0.005 \pm 0.005$	$-0.003 \pm 0.003 \pm 0.002$
4 – 6	HX	$0.078 \pm 0.011 \pm 0.012$	$-0.008 \pm 0.006 \pm 0.005$	$-0.035 \pm 0.004 \pm 0.003$
	CS	$0.049 \pm 0.014 \pm 0.009$	$0.049 \pm 0.005 \pm 0.006$	$-0.026 \pm 0.003 \pm 0.002$
	GJ	$-0.047 \pm 0.012 \pm 0.010$	$0.058 \pm 0.006 \pm 0.006$	$0.004 \pm 0.004 \pm 0.004$
6 – 8	HX	$0.063 \pm 0.013 \pm 0.015$	$-0.010 \pm 0.007 \pm 0.005$	$-0.039 \pm 0.006 \pm 0.005$
	CS	$0.023 \pm 0.014 \pm 0.010$	$0.042 \pm 0.008 \pm 0.007$	$-0.026 \pm 0.004 \pm 0.002$
	GJ	$-0.058 \pm 0.013 \pm 0.013$	$0.033 \pm 0.007 \pm 0.005$	$0.001 \pm 0.005 \pm 0.005$
8 – 10	HX	$0.114 \pm 0.017 \pm 0.019$	$-0.007 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.056 \pm 0.009 \pm 0.008$
	CS	$0.002 \pm 0.014 \pm 0.008$	$0.072 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.018 \pm 0.006 \pm 0.003$
	GJ	$-0.101 \pm 0.017 \pm 0.016$	$0.011 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.017 \pm 0.007 \pm 0.006$
10 – 15	HX	$0.099 \pm 0.017 \pm 0.017$	$-0.025 \pm 0.008 \pm 0.004$	$-0.042 \pm 0.009 \pm 0.006$
	CS	$0.005 \pm 0.012 \pm 0.008$	$0.061 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.010 \pm 0.007 \pm 0.004$
	GJ	$-0.077 \pm 0.017 \pm 0.016$	$-0.005 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.018 \pm 0.007 \pm 0.006$
15 – 20	HX	$0.160 \pm 0.035 \pm 0.021$	$-0.012 \pm 0.020 \pm 0.009$	$-0.060 \pm 0.016 \pm 0.008$
	CS	$-0.073 \pm 0.022 \pm 0.017$	$0.084 \pm 0.019 \pm 0.007$	$0.019 \pm 0.018 \pm 0.013$
	GJ	$-0.060 \pm 0.035 \pm 0.020$	$-0.080 \pm 0.016 \pm 0.007$	$0.016 \pm 0.014 \pm 0.006$
20 – 30	HX	$0.183 \pm 0.064 \pm 0.033$	$0.084 \pm 0.035 \pm 0.013$	$-0.023 \pm 0.023 \pm 0.009$
	CS	$-0.155 \pm 0.037 \pm 0.029$	$0.004 \pm 0.028 \pm 0.011$	$0.086 \pm 0.032 \pm 0.026$
	GJ	$0.176 \pm 0.069 \pm 0.043$	$-0.093 \pm 0.031 \pm 0.014$	$-0.019 \pm 0.023 \pm 0.009$

Таблица 16. Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в HX, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	$\tilde{\lambda}$	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
0 – 2	HX	$0.054 \pm 0.028 \pm 0.019$	$0.064 \pm 0.020 \pm 0.014$
	CS	$0.055 \pm 0.029 \pm 0.020$	$0.060 \pm 0.020 \pm 0.016$
	GJ	$0.055 \pm 0.029 \pm 0.018$	$0.056 \pm 0.020 \pm 0.014$
2 – 4	HX	$0.009 \pm 0.022 \pm 0.014$	$0.029 \pm 0.015 \pm 0.011$
	CS	$0.009 \pm 0.022 \pm 0.014$	$0.027 \pm 0.015 \pm 0.012$
	GJ	$0.006 \pm 0.022 \pm 0.016$	$0.019 \pm 0.015 \pm 0.010$
4 – 6	HX	$-0.085 \pm 0.024 \pm 0.013$	$-0.026 \pm 0.017 \pm 0.012$
	CS	$-0.088 \pm 0.025 \pm 0.013$	$-0.029 \pm 0.017 \pm 0.012$
	GJ	$-0.094 \pm 0.025 \pm 0.013$	$-0.036 \pm 0.017 \pm 0.013$
6 – 8	HX	$-0.089 \pm 0.029 \pm 0.016$	$-0.053 \pm 0.019 \pm 0.014$
	CS	$-0.088 \pm 0.029 \pm 0.014$	$-0.052 \pm 0.020 \pm 0.013$
	GJ	$-0.089 \pm 0.029 \pm 0.017$	$-0.054 \pm 0.020 \pm 0.013$
8 – 10	HX	$-0.036 \pm 0.035 \pm 0.017$	$-0.051 \pm 0.023 \pm 0.012$
	CS	$-0.035 \pm 0.035 \pm 0.016$	$-0.050 \pm 0.023 \pm 0.012$
	GJ	$-0.035 \pm 0.036 \pm 0.017$	$-0.050 \pm 0.023 \pm 0.012$
10 – 15	HX	$-0.009 \pm 0.036 \pm 0.014$	$-0.025 \pm 0.023 \pm 0.010$
	CS	$-0.007 \pm 0.036 \pm 0.016$	$-0.024 \pm 0.023 \pm 0.010$
	GJ	$-0.004 \pm 0.036 \pm 0.013$	$-0.022 \pm 0.023 \pm 0.011$
15 – 20	HX	$0.250 \pm 0.094 \pm 0.041$	$-0.019 \pm 0.052 \pm 0.025$
	CS	$0.256 \pm 0.094 \pm 0.042$	$-0.016 \pm 0.052 \pm 0.028$
	GJ	$0.261 \pm 0.094 \pm 0.036$	$-0.012 \pm 0.052 \pm 0.022$
20 – 30	HX	$0.066 \pm 0.156 \pm 0.063$	$0.110 \pm 0.098 \pm 0.048$
	CS	$0.068 \pm 0.156 \pm 0.078$	$0.114 \pm 0.098 \pm 0.061$
	GJ	$0.071 \pm 0.157 \pm 0.061$	$0.115 \pm 0.098 \pm 0.051$

Таблица 17. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.167 \pm 0.148 \pm 0.068$	$-0.244 \pm 0.072 \pm 0.046$	$-0.190 \pm 0.097 \pm 0.071$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.021 \pm 0.037 \pm 0.010$	$0.013 \pm 0.026 \pm 0.009$	$-0.011 \pm 0.036 \pm 0.017$
	λ_ϕ	$-0.014 \pm 0.020 \pm 0.006$	$0.007 \pm 0.021 \pm 0.007$	$0.012 \pm 0.022 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.123 \pm 0.158 \pm 0.071$	$-0.224 \pm 0.095 \pm 0.052$	$-0.155 \pm 0.119 \pm 0.074$
2 – 4	λ_θ	$0.247 \pm 0.104 \pm 0.055$	$-0.032 \pm 0.056 \pm 0.033$	$-0.215 \pm 0.061 \pm 0.036$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.055 \pm 0.031 \pm 0.012$	$0.019 \pm 0.025 \pm 0.010$	$0.096 \pm 0.035 \pm 0.018$
	λ_ϕ	$0.009 \pm 0.015 \pm 0.004$	$0.015 \pm 0.017 \pm 0.005$	$-0.003 \pm 0.019 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.278 \pm 0.120 \pm 0.062$	$0.014 \pm 0.082 \pm 0.042$	$-0.223 \pm 0.088 \pm 0.051$
4 – 6	λ_θ	$0.023 \pm 0.097 \pm 0.056$	$-0.098 \pm 0.053 \pm 0.024$	$-0.100 \pm 0.055 \pm 0.034$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.012 \pm 0.040 \pm 0.019$	$0.073 \pm 0.031 \pm 0.012$	$0.124 \pm 0.044 \pm 0.030$
	λ_ϕ	$0.042 \pm 0.019 \pm 0.007$	$-0.015 \pm 0.021 \pm 0.008$	$-0.027 \pm 0.027 \pm 0.015$
	$\tilde{\lambda}$	$0.157 \pm 0.129 \pm 0.070$	$-0.142 \pm 0.085 \pm 0.032$	$-0.176 \pm 0.099 \pm 0.063$
6 – 8	λ_θ	$-0.103 \pm 0.097 \pm 0.054$	$-0.053 \pm 0.063 \pm 0.029$	$0.002 \pm 0.062 \pm 0.033$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.020 \pm 0.049 \pm 0.030$	$0.244 \pm 0.036 \pm 0.016$	$0.083 \pm 0.049 \pm 0.030$
	λ_ϕ	$0.037 \pm 0.028 \pm 0.016$	$-0.070 \pm 0.032 \pm 0.015$	$-0.015 \pm 0.040 \pm 0.025$
	$\tilde{\lambda}$	$0.009 \pm 0.140 \pm 0.079$	$-0.245 \pm 0.095 \pm 0.032$	$-0.042 \pm 0.121 \pm 0.069$
8 – 10	λ_θ	$-0.023 \pm 0.114 \pm 0.063$	$0.209 \pm 0.090 \pm 0.065$	$0.088 \pm 0.092 \pm 0.068$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.025 \pm 0.055 \pm 0.027$	$0.147 \pm 0.037 \pm 0.013$	$0.174 \pm 0.051 \pm 0.029$
	λ_ϕ	$-0.013 \pm 0.041 \pm 0.026$	$-0.055 \pm 0.044 \pm 0.024$	$-0.067 \pm 0.060 \pm 0.041$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.063 \pm 0.148 \pm 0.072$	$0.042 \pm 0.119 \pm 0.037$	$-0.105 \pm 0.138 \pm 0.061$
10 – 15	λ_θ	$0.172 \pm 0.103 \pm 0.087$	$0.114 \pm 0.077 \pm 0.053$	$0.237 \pm 0.102 \pm 0.095$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.007 \pm 0.043 \pm 0.022$	$0.004 \pm 0.034 \pm 0.013$	$0.123 \pm 0.044 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$-0.033 \pm 0.038 \pm 0.028$	$0.020 \pm 0.039 \pm 0.024$	$-0.116 \pm 0.062 \pm 0.057$
	$\tilde{\lambda}$	$0.071 \pm 0.119 \pm 0.057$	$0.178 \pm 0.123 \pm 0.055$	$-0.099 \pm 0.131 \pm 0.080$
15 – 20	λ_θ	$0.095 \pm 0.149 \pm 0.150$	$0.112 \pm 0.136 \pm 0.132$	$0.376 \pm 0.229 \pm 0.216$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.063 \pm 0.077 \pm 0.051$	$-0.008 \pm 0.083 \pm 0.057$	$0.076 \pm 0.135 \pm 0.098$
	λ_ϕ	$0.018 \pm 0.054 \pm 0.050$	$-0.057 \pm 0.073 \pm 0.056$	$-0.190 \pm 0.127 \pm 0.113$
	$\tilde{\lambda}$	$0.152 \pm 0.207 \pm 0.162$	$-0.055 \pm 0.229 \pm 0.164$	$-0.163 \pm 0.312 \pm 0.191$

Таблица 18. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.252 \pm 0.101 \pm 0.054$	$0.131 \pm 0.057 \pm 0.035$	$-0.156 \pm 0.067 \pm 0.054$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.033 \pm 0.026 \pm 0.009$	$-0.002 \pm 0.020 \pm 0.007$	$-0.041 \pm 0.025 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$0.002 \pm 0.014 \pm 0.004$	$-0.009 \pm 0.015 \pm 0.005$	$0.017 \pm 0.015 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.259 \pm 0.111 \pm 0.061$	$0.104 \pm 0.075 \pm 0.039$	$-0.107 \pm 0.083 \pm 0.059$
2 – 4	λ_θ	$0.210 \pm 0.070 \pm 0.037$	$0.131 \pm 0.040 \pm 0.029$	$-0.081 \pm 0.042 \pm 0.033$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.035 \pm 0.021 \pm 0.009$	$-0.052 \pm 0.018 \pm 0.008$	$0.030 \pm 0.024 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$-0.017 \pm 0.010 \pm 0.004$	$0.018 \pm 0.012 \pm 0.004$	$-0.002 \pm 0.013 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.156 \pm 0.078 \pm 0.040$	$0.190 \pm 0.060 \pm 0.037$	$-0.088 \pm 0.061 \pm 0.042$
4 – 6	λ_θ	$0.121 \pm 0.066 \pm 0.037$	$0.048 \pm 0.039 \pm 0.023$	$-0.086 \pm 0.039 \pm 0.022$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.046 \pm 0.027 \pm 0.016$	$0.092 \pm 0.022 \pm 0.010$	$0.180 \pm 0.030 \pm 0.024$
	λ_ϕ	$0.015 \pm 0.013 \pm 0.005$	$-0.030 \pm 0.015 \pm 0.006$	$-0.035 \pm 0.019 \pm 0.013$
	$\tilde{\lambda}$	$0.168 \pm 0.085 \pm 0.049$	$-0.040 \pm 0.061 \pm 0.034$	$-0.185 \pm 0.067 \pm 0.048$
6 – 8	λ_θ	$-0.018 \pm 0.066 \pm 0.043$	$0.109 \pm 0.045 \pm 0.027$	$0.049 \pm 0.044 \pm 0.026$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.003 \pm 0.033 \pm 0.023$	$0.168 \pm 0.025 \pm 0.013$	$0.216 \pm 0.036 \pm 0.024$
	λ_ϕ	$0.024 \pm 0.019 \pm 0.011$	$-0.090 \pm 0.023 \pm 0.011$	$-0.050 \pm 0.029 \pm 0.019$
	$\tilde{\lambda}$	$0.056 \pm 0.095 \pm 0.062$	$-0.146 \pm 0.066 \pm 0.029$	$-0.096 \pm 0.082 \pm 0.044$
8 – 10	λ_θ	$0.083 \pm 0.077 \pm 0.050$	$0.078 \pm 0.055 \pm 0.041$	$0.018 \pm 0.055 \pm 0.051$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.022 \pm 0.037 \pm 0.019$	$0.099 \pm 0.024 \pm 0.010$	$0.125 \pm 0.032 \pm 0.021$
	λ_ϕ	$0.023 \pm 0.027 \pm 0.017$	$-0.029 \pm 0.029 \pm 0.019$	$0.013 \pm 0.036 \pm 0.031$
	$\tilde{\lambda}$	$0.155 \pm 0.107 \pm 0.049$	$-0.010 \pm 0.078 \pm 0.026$	$0.057 \pm 0.096 \pm 0.058$
10 – 15	λ_θ	$0.388 \pm 0.076 \pm 0.062$	$0.209 \pm 0.054 \pm 0.047$	$0.200 \pm 0.065 \pm 0.077$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.045 \pm 0.030 \pm 0.015$	$0.069 \pm 0.022 \pm 0.009$	$0.077 \pm 0.028 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$-0.055 \pm 0.026 \pm 0.019$	$-0.042 \pm 0.027 \pm 0.019$	$-0.022 \pm 0.038 \pm 0.039$
	$\tilde{\lambda}$	$0.212 \pm 0.082 \pm 0.033$	$0.079 \pm 0.075 \pm 0.028$	$0.130 \pm 0.095 \pm 0.058$
15 – 20	λ_θ	$0.019 \pm 0.096 \pm 0.103$	$0.246 \pm 0.095 \pm 0.113$	$0.065 \pm 0.114 \pm 0.118$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.043 \pm 0.051 \pm 0.037$	$-0.062 \pm 0.057 \pm 0.046$	$0.201 \pm 0.072 \pm 0.057$
	λ_ϕ	$-0.015 \pm 0.037 \pm 0.028$	$-0.073 \pm 0.049 \pm 0.045$	$-0.016 \pm 0.068 \pm 0.060$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.025 \pm 0.129 \pm 0.083$	$0.025 \pm 0.155 \pm 0.118$	$0.018 \pm 0.208 \pm 0.167$

Таблица 19. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.175 \pm 0.146 \pm 0.066$	$-0.249 \pm 0.073 \pm 0.045$	$-0.198 \pm 0.103 \pm 0.059$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.088 \pm 0.038 \pm 0.013$	$-0.003 \pm 0.025 \pm 0.008$	$-0.012 \pm 0.033 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$-0.008 \pm 0.020 \pm 0.006$	$0.007 \pm 0.021 \pm 0.006$	$0.008 \pm 0.021 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.152 \pm 0.159 \pm 0.070$	$-0.230 \pm 0.095 \pm 0.050$	$-0.177 \pm 0.120 \pm 0.059$
2 – 4	λ_θ	$0.237 \pm 0.107 \pm 0.048$	$-0.036 \pm 0.062 \pm 0.032$	$-0.212 \pm 0.075 \pm 0.036$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.089 \pm 0.030 \pm 0.009$	$0.027 \pm 0.021 \pm 0.006$	$0.046 \pm 0.026 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$0.011 \pm 0.014 \pm 0.004$	$0.018 \pm 0.016 \pm 0.004$	$0.009 \pm 0.016 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.274 \pm 0.122 \pm 0.052$	$0.017 \pm 0.083 \pm 0.040$	$-0.186 \pm 0.091 \pm 0.043$
4 – 6	λ_θ	$0.054 \pm 0.106 \pm 0.039$	$-0.148 \pm 0.062 \pm 0.026$	$-0.163 \pm 0.079 \pm 0.039$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.069 \pm 0.035 \pm 0.011$	$0.032 \pm 0.026 \pm 0.007$	$0.065 \pm 0.031 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$0.052 \pm 0.015 \pm 0.004$	$0.004 \pm 0.017 \pm 0.004$	$0.009 \pm 0.018 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$0.220 \pm 0.133 \pm 0.049$	$-0.137 \pm 0.086 \pm 0.031$	$-0.138 \pm 0.101 \pm 0.048$
6 – 8	λ_θ	$-0.027 \pm 0.113 \pm 0.042$	$-0.354 \pm 0.057 \pm 0.025$	$-0.074 \pm 0.085 \pm 0.039$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.017 \pm 0.046 \pm 0.013$	$0.088 \pm 0.034 \pm 0.009$	$0.046 \pm 0.043 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$0.027 \pm 0.019 \pm 0.005$	$0.041 \pm 0.021 \pm 0.008$	$0.021 \pm 0.024 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.056 \pm 0.143 \pm 0.052$	$-0.241 \pm 0.095 \pm 0.043$	$-0.011 \pm 0.123 \pm 0.052$
8 – 10	λ_θ	$-0.036 \pm 0.115 \pm 0.047$	$-0.161 \pm 0.057 \pm 0.026$	$-0.217 \pm 0.077 \pm 0.034$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.038 \pm 0.062 \pm 0.019$	$0.135 \pm 0.048 \pm 0.015$	$0.077 \pm 0.059 \pm 0.026$
	λ_ϕ	$-0.001 \pm 0.025 \pm 0.010$	$0.066 \pm 0.029 \pm 0.010$	$0.046 \pm 0.033 \pm 0.013$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.040 \pm 0.150 \pm 0.059$	$0.040 \pm 0.119 \pm 0.046$	$-0.081 \pm 0.139 \pm 0.059$
10 – 15	λ_θ	$-0.019 \pm 0.072 \pm 0.036$	$0.009 \pm 0.051 \pm 0.028$	$-0.224 \pm 0.062 \pm 0.035$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.046 \pm 0.058 \pm 0.024$	$0.055 \pm 0.048 \pm 0.018$	$0.137 \pm 0.059 \pm 0.028$
	λ_ϕ	$0.023 \pm 0.028 \pm 0.014$	$0.053 \pm 0.033 \pm 0.016$	$0.040 \pm 0.038 \pm 0.021$
	$\tilde{\lambda}$	$0.052 \pm 0.118 \pm 0.055$	$0.177 \pm 0.123 \pm 0.053$	$-0.108 \pm 0.133 \pm 0.063$
15 – 20	λ_θ	$-0.068 \pm 0.091 \pm 0.083$	$-0.072 \pm 0.093 \pm 0.100$	$-0.291 \pm 0.118 \pm 0.139$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.013 \pm 0.089 \pm 0.053$	$0.071 \pm 0.080 \pm 0.048$	$0.182 \pm 0.115 \pm 0.074$
	λ_ϕ	$0.071 \pm 0.060 \pm 0.049$	$0.011 \pm 0.080 \pm 0.068$	$0.047 \pm 0.109 \pm 0.121$
	$\tilde{\lambda}$	$0.157 \pm 0.208 \pm 0.167$	$-0.040 \pm 0.230 \pm 0.154$	$-0.159 \pm 0.315 \pm 0.290$

Таблица 20. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.254 \pm 0.101 \pm 0.048$	$0.119 \pm 0.058 \pm 0.038$	$-0.139 \pm 0.072 \pm 0.051$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.037 \pm 0.026 \pm 0.010$	$0.026 \pm 0.019 \pm 0.007$	$-0.035 \pm 0.023 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$0.002 \pm 0.014 \pm 0.004$	$-0.007 \pm 0.015 \pm 0.005$	$0.008 \pm 0.015 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.260 \pm 0.111 \pm 0.047$	$0.097 \pm 0.075 \pm 0.042$	$-0.116 \pm 0.084 \pm 0.058$
2 – 4	λ_θ	$0.193 \pm 0.072 \pm 0.046$	$0.184 \pm 0.045 \pm 0.030$	$-0.054 \pm 0.053 \pm 0.038$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.096 \pm 0.020 \pm 0.009$	$0.008 \pm 0.015 \pm 0.005$	$0.037 \pm 0.018 \pm 0.006$
	λ_ϕ	$-0.011 \pm 0.010 \pm 0.003$	$0.008 \pm 0.011 \pm 0.004$	$-0.004 \pm 0.011 \pm 0.003$
	$\tilde{\lambda}$	$0.160 \pm 0.079 \pm 0.051$	$0.209 \pm 0.061 \pm 0.038$	$-0.065 \pm 0.063 \pm 0.040$
4 – 6	λ_θ	$0.148 \pm 0.074 \pm 0.029$	$-0.075 \pm 0.043 \pm 0.024$	$-0.207 \pm 0.053 \pm 0.031$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.077 \pm 0.023 \pm 0.008$	$0.100 \pm 0.018 \pm 0.006$	$0.106 \pm 0.021 \pm 0.008$
	λ_ϕ	$0.013 \pm 0.010 \pm 0.003$	$0.012 \pm 0.012 \pm 0.004$	$0.023 \pm 0.012 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.191 \pm 0.088 \pm 0.034$	$-0.038 \pm 0.062 \pm 0.033$	$-0.141 \pm 0.069 \pm 0.038$
6 – 8	λ_θ	$0.023 \pm 0.077 \pm 0.031$	$-0.190 \pm 0.041 \pm 0.018$	$-0.228 \pm 0.055 \pm 0.028$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.034 \pm 0.030 \pm 0.009$	$0.143 \pm 0.024 \pm 0.007$	$0.121 \pm 0.028 \pm 0.011$
	λ_ϕ	$0.023 \pm 0.013 \pm 0.005$	$0.017 \pm 0.015 \pm 0.005$	$0.056 \pm 0.015 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.093 \pm 0.097 \pm 0.040$	$-0.140 \pm 0.066 \pm 0.027$	$-0.065 \pm 0.083 \pm 0.038$
8 – 10	λ_θ	$0.096 \pm 0.080 \pm 0.032$	$-0.124 \pm 0.039 \pm 0.017$	$-0.143 \pm 0.053 \pm 0.025$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.057 \pm 0.042 \pm 0.015$	$0.054 \pm 0.033 \pm 0.010$	$0.020 \pm 0.039 \pm 0.016$
	λ_ϕ	$0.026 \pm 0.017 \pm 0.007$	$0.040 \pm 0.020 \pm 0.006$	$0.068 \pm 0.021 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.180 \pm 0.108 \pm 0.041$	$-0.005 \pm 0.079 \pm 0.024$	$0.066 \pm 0.097 \pm 0.042$
10 – 15	λ_θ	$0.041 \pm 0.048 \pm 0.027$	$-0.104 \pm 0.030 \pm 0.020$	$-0.104 \pm 0.043 \pm 0.027$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.155 \pm 0.039 \pm 0.018$	$0.106 \pm 0.031 \pm 0.010$	$0.093 \pm 0.040 \pm 0.019$
	λ_ϕ	$0.043 \pm 0.018 \pm 0.009$	$0.058 \pm 0.021 \pm 0.012$	$0.072 \pm 0.025 \pm 0.011$
	$\tilde{\lambda}$	$0.177 \pm 0.081 \pm 0.036$	$0.073 \pm 0.075 \pm 0.039$	$0.122 \pm 0.096 \pm 0.044$
15 – 20	λ_θ	$-0.063 \pm 0.063 \pm 0.058$	$-0.030 \pm 0.062 \pm 0.070$	$-0.261 \pm 0.074 \pm 0.080$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.008 \pm 0.059 \pm 0.033$	$0.159 \pm 0.054 \pm 0.036$	$-0.051 \pm 0.069 \pm 0.042$
	λ_ϕ	$0.010 \pm 0.042 \pm 0.042$	$0.020 \pm 0.052 \pm 0.039$	$0.093 \pm 0.064 \pm 0.061$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.032 \pm 0.129 \pm 0.096$	$0.029 \pm 0.155 \pm 0.081$	$0.022 \pm 0.209 \pm 0.171$

Таблица 21. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.129 \pm 0.133 \pm 0.071$	$-0.248 \pm 0.072 \pm 0.043$	$-0.209 \pm 0.103 \pm 0.068$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.146 \pm 0.044 \pm 0.021$	$-0.018 \pm 0.027 \pm 0.009$	$-0.015 \pm 0.033 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$0.012 \pm 0.020 \pm 0.007$	$0.007 \pm 0.021 \pm 0.007$	$0.006 \pm 0.021 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.168 \pm 0.156 \pm 0.085$	$-0.229 \pm 0.095 \pm 0.052$	$-0.192 \pm 0.120 \pm 0.071$
2 – 4	λ_θ	$0.028 \pm 0.080 \pm 0.048$	$-0.069 \pm 0.057 \pm 0.033$	$-0.195 \pm 0.075 \pm 0.040$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.156 \pm 0.041 \pm 0.025$	$0.028 \pm 0.024 \pm 0.010$	$0.016 \pm 0.025 \pm 0.011$
	λ_ϕ	$0.062 \pm 0.017 \pm 0.008$	$0.029 \pm 0.016 \pm 0.005$	$0.017 \pm 0.016 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.228 \pm 0.120 \pm 0.071$	$0.018 \pm 0.083 \pm 0.042$	$-0.147 \pm 0.091 \pm 0.048$
4 – 6	λ_θ	$-0.091 \pm 0.068 \pm 0.036$	$-0.162 \pm 0.056 \pm 0.023$	$-0.184 \pm 0.078 \pm 0.035$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.075 \pm 0.048 \pm 0.038$	$-0.024 \pm 0.028 \pm 0.010$	$0.006 \pm 0.030 \pm 0.016$
	λ_ϕ	$0.103 \pm 0.024 \pm 0.017$	$0.010 \pm 0.019 \pm 0.006$	$0.026 \pm 0.018 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.243 \pm 0.133 \pm 0.093$	$-0.133 \pm 0.086 \pm 0.034$	$-0.109 \pm 0.102 \pm 0.049$
6 – 8	λ_θ	$-0.025 \pm 0.074 \pm 0.041$	$-0.296 \pm 0.059 \pm 0.025$	$-0.097 \pm 0.089 \pm 0.044$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.015 \pm 0.058 \pm 0.047$	$-0.150 \pm 0.032 \pm 0.011$	$-0.003 \pm 0.038 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$0.032 \pm 0.038 \pm 0.028$	$0.022 \pm 0.026 \pm 0.009$	$0.036 \pm 0.025 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$0.074 \pm 0.144 \pm 0.109$	$-0.235 \pm 0.096 \pm 0.033$	$0.010 \pm 0.125 \pm 0.058$
8 – 10	λ_θ	$-0.117 \pm 0.085 \pm 0.057$	$-0.213 \pm 0.075 \pm 0.045$	$-0.148 \pm 0.109 \pm 0.063$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.009 \pm 0.057 \pm 0.043$	$-0.092 \pm 0.032 \pm 0.010$	$-0.112 \pm 0.041 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$0.028 \pm 0.050 \pm 0.043$	$0.083 \pm 0.032 \pm 0.012$	$0.029 \pm 0.034 \pm 0.014$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.035 \pm 0.150 \pm 0.102$	$0.039 \pm 0.120 \pm 0.044$	$-0.064 \pm 0.141 \pm 0.058$
10 – 15	λ_θ	$0.020 \pm 0.087 \pm 0.099$	$-0.044 \pm 0.080 \pm 0.048$	$-0.199 \pm 0.102 \pm 0.064$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.019 \pm 0.037 \pm 0.019$	$-0.042 \pm 0.031 \pm 0.010$	$-0.157 \pm 0.039 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$0.006 \pm 0.045 \pm 0.055$	$0.069 \pm 0.032 \pm 0.012$	$0.030 \pm 0.034 \pm 0.016$
	$\tilde{\lambda}$	$0.038 \pm 0.116 \pm 0.081$	$0.175 \pm 0.123 \pm 0.053$	$-0.112 \pm 0.134 \pm 0.058$
15 – 20	λ_θ	$0.059 \pm 0.144 \pm 0.142$	$-0.059 \pm 0.151 \pm 0.132$	$-0.174 \pm 0.220 \pm 0.173$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.074 \pm 0.065 \pm 0.042$	$-0.078 \pm 0.068 \pm 0.042$	$-0.256 \pm 0.099 \pm 0.047$
	λ_ϕ	$0.032 \pm 0.068 \pm 0.067$	$0.012 \pm 0.057 \pm 0.033$	$0.006 \pm 0.078 \pm 0.036$
	$\tilde{\lambda}$	$0.161 \pm 0.207 \pm 0.142$	$-0.024 \pm 0.231 \pm 0.157$	$-0.157 \pm 0.315 \pm 0.194$

Таблица 22. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Y [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.190 \pm 0.092 \pm 0.058$	$0.087 \pm 0.056 \pm 0.037$	$-0.130 \pm 0.073 \pm 0.050$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.095 \pm 0.030 \pm 0.017$	$0.050 \pm 0.020 \pm 0.008$	$-0.026 \pm 0.022 \pm 0.009$
	λ_ϕ	$0.015 \pm 0.014 \pm 0.006$	$-0.001 \pm 0.015 \pm 0.006$	$0.004 \pm 0.015 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.238 \pm 0.108 \pm 0.068$	$0.085 \pm 0.075 \pm 0.043$	$-0.119 \pm 0.085 \pm 0.053$
2 – 4	λ_θ	$-0.008 \pm 0.054 \pm 0.032$	$0.145 \pm 0.042 \pm 0.028$	$-0.074 \pm 0.052 \pm 0.039$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.153 \pm 0.027 \pm 0.018$	$0.075 \pm 0.017 \pm 0.010$	$0.057 \pm 0.017 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$0.040 \pm 0.012 \pm 0.006$	$0.022 \pm 0.011 \pm 0.005$	$0.010 \pm 0.011 \pm 0.004$
	$\tilde{\lambda}$	$0.117 \pm 0.077 \pm 0.049$	$0.216 \pm 0.061 \pm 0.040$	$-0.046 \pm 0.063 \pm 0.047$
4 – 6	λ_θ	$-0.072 \pm 0.046 \pm 0.030$	$-0.179 \pm 0.037 \pm 0.018$	$-0.248 \pm 0.051 \pm 0.030$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.107 \pm 0.032 \pm 0.027$	$0.037 \pm 0.019 \pm 0.010$	$0.011 \pm 0.021 \pm 0.013$
	λ_ϕ	$0.074 \pm 0.016 \pm 0.012$	$0.047 \pm 0.013 \pm 0.006$	$0.050 \pm 0.012 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$0.162 \pm 0.087 \pm 0.067$	$-0.038 \pm 0.062 \pm 0.031$	$-0.102 \pm 0.070 \pm 0.043$
6 – 8	λ_θ	$-0.088 \pm 0.047 \pm 0.025$	$-0.282 \pm 0.039 \pm 0.017$	$-0.261 \pm 0.056 \pm 0.028$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.021 \pm 0.038 \pm 0.036$	$-0.036 \pm 0.020 \pm 0.007$	$-0.063 \pm 0.025 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$0.059 \pm 0.024 \pm 0.024$	$0.052 \pm 0.017 \pm 0.006$	$0.074 \pm 0.017 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.093 \pm 0.097 \pm 0.087$	$-0.132 \pm 0.067 \pm 0.024$	$-0.041 \pm 0.084 \pm 0.041$
8 – 10	λ_θ	$-0.069 \pm 0.057 \pm 0.048$	$-0.087 \pm 0.055 \pm 0.036$	$-0.046 \pm 0.074 \pm 0.048$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.043 \pm 0.037 \pm 0.029$	$-0.072 \pm 0.023 \pm 0.008$	$-0.096 \pm 0.028 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$0.079 \pm 0.032 \pm 0.030$	$0.029 \pm 0.023 \pm 0.010$	$0.037 \pm 0.023 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$0.185 \pm 0.109 \pm 0.077$	$-0.001 \pm 0.079 \pm 0.028$	$0.069 \pm 0.097 \pm 0.049$
10 – 15	λ_θ	$-0.101 \pm 0.054 \pm 0.059$	$-0.122 \pm 0.050 \pm 0.041$	$-0.097 \pm 0.069 \pm 0.054$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.025 \pm 0.023 \pm 0.014$	$-0.098 \pm 0.019 \pm 0.008$	$-0.107 \pm 0.026 \pm 0.012$
	λ_ϕ	$0.078 \pm 0.027 \pm 0.031$	$0.063 \pm 0.020 \pm 0.009$	$0.068 \pm 0.022 \pm 0.012$
	$\tilde{\lambda}$	$0.144 \pm 0.080 \pm 0.055$	$0.070 \pm 0.075 \pm 0.035$	$0.115 \pm 0.097 \pm 0.046$
15 – 20	λ_θ	$0.028 \pm 0.095 \pm 0.141$	$-0.174 \pm 0.093 \pm 0.091$	$0.226 \pm 0.168 \pm 0.172$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.021 \pm 0.044 \pm 0.035$	$-0.098 \pm 0.041 \pm 0.026$	$-0.159 \pm 0.068 \pm 0.034$
	λ_ϕ	$-0.022 \pm 0.047 \pm 0.067$	$0.069 \pm 0.036 \pm 0.024$	$-0.068 \pm 0.052 \pm 0.029$
	$\tilde{\lambda}$	$-0.039 \pm 0.128 \pm 0.109$	$0.035 \pm 0.155 \pm 0.118$	$0.020 \pm 0.209 \pm 0.174$

Таблица 23. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^F < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^X [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$-0.160 \pm 0.052 \pm 0.039$	$0.007 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.001 \pm 0.012 \pm 0.004$
	CS	$-0.165 \pm 0.053 \pm 0.039$	$0.011 \pm 0.017 \pm 0.005$	$0.000 \pm 0.012 \pm 0.004$
	GJ	$-0.176 \pm 0.051 \pm 0.037$	$0.013 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.004 \pm 0.012 \pm 0.004$
2 – 4	HX	$-0.045 \pm 0.037 \pm 0.025$	$0.016 \pm 0.016 \pm 0.009$	$0.009 \pm 0.009 \pm 0.004$
	CS	$-0.051 \pm 0.041 \pm 0.027$	$0.035 \pm 0.014 \pm 0.005$	$0.011 \pm 0.009 \pm 0.003$
	GJ	$-0.104 \pm 0.037 \pm 0.022$	$0.040 \pm 0.015 \pm 0.009$	$0.027 \pm 0.009 \pm 0.004$
4 – 6	HX	$-0.069 \pm 0.034 \pm 0.019$	$0.064 \pm 0.021 \pm 0.009$	$0.008 \pm 0.012 \pm 0.006$
	CS	$-0.106 \pm 0.042 \pm 0.020$	$0.040 \pm 0.016 \pm 0.006$	$0.024 \pm 0.009 \pm 0.004$
	GJ	$-0.147 \pm 0.037 \pm 0.019$	$-0.004 \pm 0.018 \pm 0.010$	$0.039 \pm 0.011 \pm 0.007$
6 – 8	HX	$-0.050 \pm 0.037 \pm 0.021$	$0.131 \pm 0.024 \pm 0.013$	$-0.022 \pm 0.019 \pm 0.010$
	CS	$-0.193 \pm 0.042 \pm 0.016$	$0.047 \pm 0.022 \pm 0.007$	$0.032 \pm 0.012 \pm 0.004$
	GJ	$-0.170 \pm 0.040 \pm 0.024$	$-0.077 \pm 0.021 \pm 0.009$	$0.026 \pm 0.015 \pm 0.008$
8 – 10	HX	$0.089 \pm 0.050 \pm 0.028$	$0.114 \pm 0.025 \pm 0.010$	$-0.051 \pm 0.026 \pm 0.015$
	CS	$-0.153 \pm 0.041 \pm 0.016$	$0.085 \pm 0.030 \pm 0.010$	$0.032 \pm 0.016 \pm 0.007$
	GJ	$-0.170 \pm 0.048 \pm 0.032$	$-0.077 \pm 0.022 \pm 0.008$	$0.038 \pm 0.020 \pm 0.010$
10 – 15	HX	$0.139 \pm 0.049 \pm 0.040$	$0.036 \pm 0.021 \pm 0.009$	$-0.025 \pm 0.024 \pm 0.016$
	CS	$-0.057 \pm 0.033 \pm 0.018$	$0.063 \pm 0.029 \pm 0.012$	$0.039 \pm 0.018 \pm 0.009$
	GJ	$-0.051 \pm 0.048 \pm 0.037$	$-0.060 \pm 0.020 \pm 0.007$	$0.037 \pm 0.019 \pm 0.012$
15 – 20	HX	$0.155 \pm 0.088 \pm 0.079$	$0.043 \pm 0.050 \pm 0.029$	$-0.036 \pm 0.042 \pm 0.034$
	CS	$-0.110 \pm 0.056 \pm 0.055$	$0.062 \pm 0.050 \pm 0.027$	$0.053 \pm 0.044 \pm 0.043$
	GJ	$-0.013 \pm 0.091 \pm 0.070$	$-0.111 \pm 0.042 \pm 0.028$	$0.023 \pm 0.036 \pm 0.021$
20 – 30	HX	$0.267 \pm 0.164 \pm 0.149$	$0.002 \pm 0.091 \pm 0.081$	$0.060 \pm 0.059 \pm 0.048$
	CS	$-0.001 \pm 0.107 \pm 0.155$	$0.094 \pm 0.078 \pm 0.058$	$0.139 \pm 0.079 \pm 0.107$
	GJ	$0.051 \pm 0.156 \pm 0.214$	$-0.138 \pm 0.077 \pm 0.064$	$0.127 \pm 0.056 \pm 0.046$

Таблица 24. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^F < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^F [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$0.049 \pm 0.038 \pm 0.031$	$-0.023 \pm 0.013 \pm 0.005$	$0.002 \pm 0.008 \pm 0.003$
	CS	$0.051 \pm 0.039 \pm 0.030$	$0.005 \pm 0.012 \pm 0.004$	$0.000 \pm 0.008 \pm 0.003$
	GJ	$0.031 \pm 0.038 \pm 0.030$	$0.031 \pm 0.013 \pm 0.007$	$0.004 \pm 0.008 \pm 0.003$
2 – 4	HX	$0.058 \pm 0.025 \pm 0.024$	$-0.023 \pm 0.011 \pm 0.007$	$-0.001 \pm 0.006 \pm 0.003$
	CS	$0.080 \pm 0.029 \pm 0.024$	$0.033 \pm 0.009 \pm 0.005$	$-0.006 \pm 0.006 \pm 0.002$
	GJ	$0.011 \pm 0.026 \pm 0.022$	$0.079 \pm 0.011 \pm 0.009$	$0.016 \pm 0.006 \pm 0.004$
4 – 6	HX	$0.010 \pm 0.024 \pm 0.018$	$0.070 \pm 0.014 \pm 0.008$	$-0.012 \pm 0.008 \pm 0.005$
	CS	$-0.068 \pm 0.029 \pm 0.021$	$0.080 \pm 0.011 \pm 0.007$	$0.016 \pm 0.006 \pm 0.003$
	GJ	$-0.168 \pm 0.024 \pm 0.015$	$0.034 \pm 0.012 \pm 0.009$	$0.049 \pm 0.007 \pm 0.006$
6 – 8	HX	$0.044 \pm 0.026 \pm 0.019$	$0.125 \pm 0.017 \pm 0.008$	$-0.034 \pm 0.013 \pm 0.007$
	CS	$-0.145 \pm 0.029 \pm 0.014$	$0.095 \pm 0.014 \pm 0.008$	$0.033 \pm 0.008 \pm 0.004$
	GJ	$-0.210 \pm 0.026 \pm 0.017$	$-0.037 \pm 0.014 \pm 0.007$	$0.056 \pm 0.010 \pm 0.008$
8 – 10	HX	$0.039 \pm 0.032 \pm 0.024$	$0.080 \pm 0.016 \pm 0.008$	$-0.008 \pm 0.017 \pm 0.010$
	CS	$-0.096 \pm 0.028 \pm 0.013$	$0.037 \pm 0.020 \pm 0.009$	$0.039 \pm 0.011 \pm 0.006$
	GJ	$-0.072 \pm 0.034 \pm 0.024$	$-0.058 \pm 0.015 \pm 0.006$	$0.031 \pm 0.013 \pm 0.009$
10 – 15	HX	$0.224 \pm 0.034 \pm 0.035$	$0.048 \pm 0.014 \pm 0.008$	$-0.044 \pm 0.017 \pm 0.013$
	CS	$-0.076 \pm 0.021 \pm 0.013$	$0.105 \pm 0.019 \pm 0.010$	$0.052 \pm 0.012 \pm 0.008$
	GJ	$-0.101 \pm 0.031 \pm 0.028$	$-0.079 \pm 0.013 \pm 0.008$	$0.060 \pm 0.012 \pm 0.010$
15 – 20	HX	$0.119 \pm 0.056 \pm 0.063$	$0.034 \pm 0.032 \pm 0.024$	$-0.036 \pm 0.027 \pm 0.027$
	CS	$-0.090 \pm 0.037 \pm 0.039$	$0.050 \pm 0.033 \pm 0.017$	$0.032 \pm 0.029 \pm 0.029$
	GJ	$-0.025 \pm 0.059 \pm 0.056$	$-0.079 \pm 0.027 \pm 0.018$	$0.010 \pm 0.023 \pm 0.017$
20 – 30	HX	$0.043 \pm 0.092 \pm 0.118$	$0.060 \pm 0.054 \pm 0.047$	$0.013 \pm 0.037 \pm 0.027$
	CS	$-0.057 \pm 0.064 \pm 0.111$	$-0.012 \pm 0.049 \pm 0.042$	$0.045 \pm 0.052 \pm 0.091$
	GJ	$0.068 \pm 0.104 \pm 0.150$	$-0.042 \pm 0.048 \pm 0.044$	$0.004 \pm 0.037 \pm 0.034$

Таблица 25. Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	$\tilde{\lambda}$	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
0 – 2	HX	$-0.158 \pm 0.063 \pm 0.042$	$0.054 \pm 0.046 \pm 0.034$
	CS	$-0.164 \pm 0.063 \pm 0.042$	$0.050 \pm 0.047 \pm 0.033$
	GJ	$-0.164 \pm 0.063 \pm 0.038$	$0.042 \pm 0.046 \pm 0.033$
2 – 4	HX	$-0.018 \pm 0.050 \pm 0.033$	$0.055 \pm 0.034 \pm 0.030$
	CS	$-0.018 \pm 0.050 \pm 0.031$	$0.063 \pm 0.035 \pm 0.029$
	GJ	$-0.022 \pm 0.050 \pm 0.031$	$0.060 \pm 0.034 \pm 0.030$
4 – 6	HX	$-0.046 \pm 0.054 \pm 0.031$	$-0.026 \pm 0.037 \pm 0.026$
	CS	$-0.036 \pm 0.055 \pm 0.028$	$-0.020 \pm 0.037 \pm 0.028$
	GJ	$-0.033 \pm 0.055 \pm 0.032$	$-0.023 \pm 0.037 \pm 0.029$
6 – 8	HX	$-0.112 \pm 0.061 \pm 0.030$	$-0.056 \pm 0.042 \pm 0.023$
	CS	$-0.100 \pm 0.061 \pm 0.024$	$-0.048 \pm 0.042 \pm 0.022$
	GJ	$-0.093 \pm 0.062 \pm 0.027$	$-0.045 \pm 0.042 \pm 0.024$
8 – 10	HX	$-0.061 \pm 0.069 \pm 0.026$	$0.016 \pm 0.047 \pm 0.023$
	CS	$-0.059 \pm 0.069 \pm 0.026$	$0.021 \pm 0.048 \pm 0.024$
	GJ	$-0.060 \pm 0.069 \pm 0.029$	$0.023 \pm 0.048 \pm 0.025$
10 – 15	HX	$0.063 \pm 0.067 \pm 0.028$	$0.087 \pm 0.044 \pm 0.026$
	CS	$0.062 \pm 0.067 \pm 0.031$	$0.085 \pm 0.044 \pm 0.025$
	GJ	$0.063 \pm 0.067 \pm 0.028$	$0.085 \pm 0.045 \pm 0.023$
15 – 20	HX	$0.046 \pm 0.135 \pm 0.085$	$0.009 \pm 0.087 \pm 0.061$
	CS	$0.051 \pm 0.136 \pm 0.101$	$0.007 \pm 0.087 \pm 0.065$
	GJ	$0.056 \pm 0.136 \pm 0.077$	$0.005 \pm 0.087 \pm 0.061$
20 – 30	HX	$0.474 \pm 0.286 \pm 0.245$	$0.083 \pm 0.152 \pm 0.145$
	CS	$0.484 \pm 0.287 \pm 0.323$	$0.082 \pm 0.153 \pm 0.225$
	GJ	$0.495 \pm 0.288 \pm 0.248$	$0.081 \pm 0.152 \pm 0.176$

Таблица 26. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.479 \pm 0.259 \pm 0.104$	$-0.052 \pm 0.125 \pm 0.074$	$-0.277 \pm 0.154 \pm 0.101$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.026 \pm 0.064 \pm 0.015$	$0.068 \pm 0.043 \pm 0.012$	$-0.047 \pm 0.057 \pm 0.020$
	λ_ϕ	$-0.024 \pm 0.034 \pm 0.007$	$-0.050 \pm 0.035 \pm 0.008$	$0.006 \pm 0.035 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.396 \pm 0.276 \pm 0.108$	$-0.193 \pm 0.151 \pm 0.074$	$-0.261 \pm 0.188 \pm 0.106$
2 – 4	λ_θ	$0.051 \pm 0.165 \pm 0.065$	$0.021 \pm 0.095 \pm 0.058$	$-0.451 \pm 0.089 \pm 0.058$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.098 \pm 0.048 \pm 0.017$	$0.056 \pm 0.040 \pm 0.015$	$0.129 \pm 0.054 \pm 0.026$
	λ_ϕ	$0.029 \pm 0.023 \pm 0.005$	$0.062 \pm 0.027 \pm 0.007$	$0.043 \pm 0.028 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$0.141 \pm 0.192 \pm 0.075$	$0.218 \pm 0.148 \pm 0.079$	$-0.338 \pm 0.134 \pm 0.083$
4 – 6	λ_θ	$0.111 \pm 0.150 \pm 0.059$	$-0.039 \pm 0.085 \pm 0.045$	$-0.030 \pm 0.089 \pm 0.061$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.072 \pm 0.060 \pm 0.024$	$0.062 \pm 0.048 \pm 0.018$	$0.088 \pm 0.068 \pm 0.038$
	λ_ϕ	$0.061 \pm 0.027 \pm 0.009$	$0.029 \pm 0.032 \pm 0.010$	$0.022 \pm 0.040 \pm 0.019$
	$\tilde{\lambda}$	$0.314 \pm 0.204 \pm 0.084$	$0.048 \pm 0.146 \pm 0.070$	$0.038 \pm 0.167 \pm 0.115$
6 – 8	λ_θ	$-0.244 \pm 0.133 \pm 0.050$	$0.011 \pm 0.090 \pm 0.036$	$-0.035 \pm 0.090 \pm 0.049$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.029 \pm 0.068 \pm 0.034$	$0.111 \pm 0.053 \pm 0.019$	$0.238 \pm 0.079 \pm 0.045$
	λ_ϕ	$0.100 \pm 0.037 \pm 0.017$	$0.031 \pm 0.045 \pm 0.019$	$-0.041 \pm 0.060 \pm 0.036$
	$\tilde{\lambda}$	$0.063 \pm 0.209 \pm 0.089$	$0.107 \pm 0.167 \pm 0.070$	$-0.151 \pm 0.175 \pm 0.094$
8 – 10	λ_θ	$-0.087 \pm 0.144 \pm 0.070$	$0.126 \pm 0.124 \pm 0.070$	$0.015 \pm 0.122 \pm 0.087$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.068 \pm 0.074 \pm 0.039$	$0.184 \pm 0.053 \pm 0.014$	$0.209 \pm 0.077 \pm 0.040$
	λ_ϕ	$0.124 \pm 0.050 \pm 0.026$	$-0.071 \pm 0.063 \pm 0.028$	$-0.050 \pm 0.084 \pm 0.060$
	$\tilde{\lambda}$	$0.326 \pm 0.242 \pm 0.116$	$-0.080 \pm 0.163 \pm 0.046$	$-0.129 \pm 0.198 \pm 0.099$
10 – 15	λ_θ	$0.192 \pm 0.134 \pm 0.109$	$0.322 \pm 0.121 \pm 0.103$	$0.053 \pm 0.118 \pm 0.121$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.126 \pm 0.056 \pm 0.026$	$0.091 \pm 0.046 \pm 0.017$	$0.106 \pm 0.055 \pm 0.019$
	λ_ϕ	$0.081 \pm 0.045 \pm 0.028$	$-0.147 \pm 0.062 \pm 0.039$	$-0.026 \pm 0.076 \pm 0.068$
	$\tilde{\lambda}$	$0.474 \pm 0.181 \pm 0.077$	$-0.103 \pm 0.138 \pm 0.043$	$-0.025 \pm 0.185 \pm 0.099$
15 – 20	λ_θ	$0.181 \pm 0.203 \pm 0.198$	$0.156 \pm 0.161 \pm 0.125$	$0.521 \pm 0.292 \pm 0.253$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.084 \pm 0.093 \pm 0.053$	$0.121 \pm 0.093 \pm 0.060$	$0.265 \pm 0.147 \pm 0.080$
	λ_ϕ	$0.137 \pm 0.067 \pm 0.047$	$0.086 \pm 0.082 \pm 0.052$	$0.178 \pm 0.122 \pm 0.087$
	$\tilde{\lambda}$	$0.685 \pm 0.335 \pm 0.204$	$0.453 \pm 0.333 \pm 0.171$	$1.282 \pm 0.644 \pm 0.294$

Таблица 27. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.212 \pm 0.165 \pm 0.083$	$-0.073 \pm 0.089 \pm 0.078$	$-0.494 \pm 0.101 \pm 0.080$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.060 \pm 0.042 \pm 0.011$	$0.015 \pm 0.031 \pm 0.009$	$0.021 \pm 0.039 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$-0.004 \pm 0.022 \pm 0.005$	$-0.029 \pm 0.025 \pm 0.006$	$-0.019 \pm 0.024 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$0.198 \pm 0.180 \pm 0.086$	$-0.155 \pm 0.112 \pm 0.080$	$-0.540 \pm 0.119 \pm 0.081$
2 – 4	λ_θ	$0.233 \pm 0.113 \pm 0.045$	$-0.008 \pm 0.063 \pm 0.057$	$-0.147 \pm 0.068 \pm 0.072$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.108 \pm 0.033 \pm 0.011$	$0.016 \pm 0.028 \pm 0.013$	$0.014 \pm 0.038 \pm 0.024$
	λ_ϕ	$0.040 \pm 0.016 \pm 0.005$	$0.008 \pm 0.019 \pm 0.006$	$0.027 \pm 0.020 \pm 0.009$
	$\tilde{\lambda}$	$0.367 \pm 0.135 \pm 0.055$	$0.015 \pm 0.091 \pm 0.071$	$-0.068 \pm 0.101 \pm 0.092$
4 – 6	λ_θ	$0.106 \pm 0.102 \pm 0.042$	$0.096 \pm 0.061 \pm 0.045$	$-0.183 \pm 0.062 \pm 0.057$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.078 \pm 0.041 \pm 0.017$	$0.059 \pm 0.033 \pm 0.020$	$0.267 \pm 0.050 \pm 0.034$
	λ_ϕ	$0.075 \pm 0.019 \pm 0.008$	$0.037 \pm 0.022 \pm 0.011$	$-0.047 \pm 0.028 \pm 0.017$
	$\tilde{\lambda}$	$0.357 \pm 0.141 \pm 0.064$	$0.215 \pm 0.105 \pm 0.077$	$-0.309 \pm 0.104 \pm 0.091$
6 – 8	λ_θ	$-0.150 \pm 0.095 \pm 0.042$	$-0.019 \pm 0.062 \pm 0.033$	$-0.088 \pm 0.062 \pm 0.044$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.024 \pm 0.048 \pm 0.023$	$0.273 \pm 0.038 \pm 0.017$	$0.406 \pm 0.065 \pm 0.042$
	λ_ϕ	$0.080 \pm 0.026 \pm 0.012$	$-0.068 \pm 0.032 \pm 0.016$	$-0.146 \pm 0.047 \pm 0.029$
	$\tilde{\lambda}$	$0.097 \pm 0.145 \pm 0.067$	$-0.210 \pm 0.098 \pm 0.058$	$-0.459 \pm 0.116 \pm 0.080$
8 – 10	λ_θ	$-0.100 \pm 0.103 \pm 0.057$	$0.109 \pm 0.078 \pm 0.052$	$0.064 \pm 0.081 \pm 0.063$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.096 \pm 0.052 \pm 0.030$	$0.193 \pm 0.035 \pm 0.014$	$0.175 \pm 0.050 \pm 0.029$
	λ_ϕ	$0.092 \pm 0.036 \pm 0.019$	$-0.017 \pm 0.041 \pm 0.023$	$-0.049 \pm 0.055 \pm 0.035$
	$\tilde{\lambda}$	$0.194 \pm 0.159 \pm 0.088$	$0.056 \pm 0.116 \pm 0.042$	$-0.079 \pm 0.132 \pm 0.079$
10 – 15	λ_θ	$0.222 \pm 0.093 \pm 0.067$	$0.254 \pm 0.075 \pm 0.067$	$0.186 \pm 0.086 \pm 0.072$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.054 \pm 0.038 \pm 0.021$	$0.129 \pm 0.029 \pm 0.012$	$0.142 \pm 0.037 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$-0.017 \pm 0.033 \pm 0.022$	$-0.057 \pm 0.037 \pm 0.025$	$-0.091 \pm 0.051 \pm 0.033$
	$\tilde{\lambda}$	$0.168 \pm 0.108 \pm 0.056$	$0.080 \pm 0.099 \pm 0.046$	$-0.079 \pm 0.112 \pm 0.056$
15 – 20	λ_θ	$0.512 \pm 0.153 \pm 0.143$	$0.238 \pm 0.120 \pm 0.128$	$0.313 \pm 0.176 \pm 0.160$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.064 \pm 0.073 \pm 0.049$	$0.032 \pm 0.067 \pm 0.056$	$0.176 \pm 0.096 \pm 0.071$
	λ_ϕ	$-0.123 \pm 0.054 \pm 0.045$	$-0.061 \pm 0.060 \pm 0.058$	$-0.203 \pm 0.097 \pm 0.093$
	$\tilde{\lambda}$	$0.126 \pm 0.168 \pm 0.093$	$0.052 \pm 0.184 \pm 0.135$	$-0.246 \pm 0.223 \pm 0.178$

Таблица 28. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.457 \pm 0.257 \pm 0.104$	$-0.065 \pm 0.125 \pm 0.072$	$-0.189 \pm 0.167 \pm 0.098$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.089 \pm 0.065 \pm 0.014$	$0.081 \pm 0.042 \pm 0.011$	$-0.047 \pm 0.053 \pm 0.016$
	λ_ϕ	$-0.020 \pm 0.033 \pm 0.008$	$-0.042 \pm 0.035 \pm 0.009$	$-0.008 \pm 0.034 \pm 0.009$
	$\tilde{\lambda}$	$0.388 \pm 0.277 \pm 0.102$	$-0.185 \pm 0.152 \pm 0.071$	$-0.210 \pm 0.192 \pm 0.102$
2 – 4	λ_θ	$0.115 \pm 0.173 \pm 0.065$	$0.023 \pm 0.102 \pm 0.060$	$-0.344 \pm 0.111 \pm 0.063$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.029 \pm 0.047 \pm 0.012$	$0.064 \pm 0.035 \pm 0.007$	$0.010 \pm 0.041 \pm 0.013$
	λ_ϕ	$0.015 \pm 0.023 \pm 0.005$	$0.072 \pm 0.026 \pm 0.006$	$0.045 \pm 0.025 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.161 \pm 0.195 \pm 0.070$	$0.257 \pm 0.151 \pm 0.079$	$-0.218 \pm 0.140 \pm 0.080$
4 – 6	λ_θ	$0.240 \pm 0.172 \pm 0.052$	$-0.043 \pm 0.103 \pm 0.047$	$0.047 \pm 0.130 \pm 0.070$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.106 \pm 0.052 \pm 0.012$	$0.033 \pm 0.039 \pm 0.008$	$0.065 \pm 0.050 \pm 0.013$
	λ_ϕ	$0.052 \pm 0.023 \pm 0.006$	$0.043 \pm 0.027 \pm 0.007$	$0.039 \pm 0.028 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$0.419 \pm 0.213 \pm 0.064$	$0.091 \pm 0.149 \pm 0.064$	$0.170 \pm 0.174 \pm 0.099$
6 – 8	λ_θ	$-0.080 \pm 0.161 \pm 0.047$	$-0.092 \pm 0.096 \pm 0.041$	$-0.224 \pm 0.118 \pm 0.049$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.036 \pm 0.063 \pm 0.017$	$0.041 \pm 0.051 \pm 0.014$	$0.109 \pm 0.061 \pm 0.018$
	λ_ϕ	$0.074 \pm 0.027 \pm 0.007$	$0.074 \pm 0.032 \pm 0.013$	$0.055 \pm 0.033 \pm 0.011$
	$\tilde{\lambda}$	$0.153 \pm 0.216 \pm 0.066$	$0.141 \pm 0.169 \pm 0.078$	$-0.063 \pm 0.179 \pm 0.074$
8 – 10	λ_θ	$0.201 \pm 0.176 \pm 0.071$	$-0.219 \pm 0.081 \pm 0.031$	$-0.238 \pm 0.115 \pm 0.046$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.010 \pm 0.086 \pm 0.023$	$0.097 \pm 0.068 \pm 0.016$	$0.076 \pm 0.084 \pm 0.025$
	λ_ϕ	$0.056 \pm 0.035 \pm 0.012$	$0.053 \pm 0.040 \pm 0.011$	$0.049 \pm 0.045 \pm 0.013$
	$\tilde{\lambda}$	$0.393 \pm 0.248 \pm 0.087$	$-0.063 \pm 0.164 \pm 0.053$	$-0.096 \pm 0.200 \pm 0.068$
10 – 15	λ_θ	$-0.080 \pm 0.091 \pm 0.035$	$-0.184 \pm 0.060 \pm 0.028$	$-0.137 \pm 0.090 \pm 0.044$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.025 \pm 0.073 \pm 0.021$	$0.204 \pm 0.063 \pm 0.021$	$0.027 \pm 0.079 \pm 0.033$
	λ_ϕ	$0.159 \pm 0.032 \pm 0.014$	$0.023 \pm 0.042 \pm 0.016$	$0.038 \pm 0.050 \pm 0.022$
	$\tilde{\lambda}$	$0.471 \pm 0.180 \pm 0.076$	$-0.118 \pm 0.138 \pm 0.047$	$-0.024 \pm 0.187 \pm 0.073$
15 – 20	λ_θ	$0.010 \pm 0.117 \pm 0.090$	$-0.074 \pm 0.106 \pm 0.094$	$-0.153 \pm 0.146 \pm 0.141$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.023 \pm 0.115 \pm 0.067$	$-0.014 \pm 0.095 \pm 0.041$	$0.008 \pm 0.139 \pm 0.067$
	λ_ϕ	$0.184 \pm 0.072 \pm 0.052$	$0.151 \pm 0.083 \pm 0.053$	$0.337 \pm 0.103 \pm 0.066$
	$\tilde{\lambda}$	$0.689 \pm 0.336 \pm 0.207$	$0.447 \pm 0.333 \pm 0.178$	$1.295 \pm 0.652 \pm 0.324$

Таблица 29. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.231 \pm 0.166 \pm 0.072$	$-0.072 \pm 0.090 \pm 0.076$	$-0.437 \pm 0.108 \pm 0.081$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.033 \pm 0.043 \pm 0.013$	$0.022 \pm 0.030 \pm 0.008$	$-0.002 \pm 0.036 \pm 0.010$
	λ_ϕ	$-0.007 \pm 0.022 \pm 0.005$	$-0.028 \pm 0.025 \pm 0.007$	$-0.024 \pm 0.024 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.209 \pm 0.181 \pm 0.077$	$-0.151 \pm 0.112 \pm 0.079$	$-0.499 \pm 0.122 \pm 0.083$
2 – 4	λ_θ	$0.282 \pm 0.119 \pm 0.052$	$0.023 \pm 0.070 \pm 0.058$	$0.000 \pm 0.086 \pm 0.075$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.070 \pm 0.032 \pm 0.010$	$0.036 \pm 0.024 \pm 0.007$	$0.003 \pm 0.030 \pm 0.009$
	λ_ϕ	$0.030 \pm 0.016 \pm 0.004$	$0.009 \pm 0.018 \pm 0.005$	$0.013 \pm 0.018 \pm 0.005$
	$\tilde{\lambda}$	$0.382 \pm 0.138 \pm 0.061$	$0.051 \pm 0.093 \pm 0.069$	$0.039 \pm 0.105 \pm 0.086$
4 – 6	λ_θ	$0.184 \pm 0.116 \pm 0.044$	$0.060 \pm 0.071 \pm 0.052$	$-0.238 \pm 0.084 \pm 0.064$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.094 \pm 0.035 \pm 0.011$	$0.082 \pm 0.027 \pm 0.008$	$0.131 \pm 0.032 \pm 0.011$
	λ_ϕ	$0.061 \pm 0.016 \pm 0.005$	$0.061 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.030 \pm 0.018 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.391 \pm 0.145 \pm 0.056$	$0.259 \pm 0.107 \pm 0.075$	$-0.154 \pm 0.108 \pm 0.083$
6 – 8	λ_θ	$-0.044 \pm 0.114 \pm 0.041$	$-0.330 \pm 0.059 \pm 0.033$	$-0.404 \pm 0.080 \pm 0.044$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.040 \pm 0.043 \pm 0.011$	$0.119 \pm 0.033 \pm 0.009$	$0.155 \pm 0.039 \pm 0.015$
	λ_ϕ	$0.068 \pm 0.018 \pm 0.006$	$0.056 \pm 0.021 \pm 0.008$	$0.037 \pm 0.022 \pm 0.010$
	$\tilde{\lambda}$	$0.172 \pm 0.150 \pm 0.056$	$-0.170 \pm 0.099 \pm 0.055$	$-0.302 \pm 0.114 \pm 0.068$
8 – 10	λ_θ	$-0.093 \pm 0.108 \pm 0.043$	$-0.213 \pm 0.054 \pm 0.023$	$-0.177 \pm 0.078 \pm 0.036$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.031 \pm 0.057 \pm 0.017$	$0.078 \pm 0.044 \pm 0.012$	$0.085 \pm 0.054 \pm 0.022$
	λ_ϕ	$0.104 \pm 0.023 \pm 0.010$	$0.092 \pm 0.027 \pm 0.009$	$0.046 \pm 0.030 \pm 0.015$
	$\tilde{\lambda}$	$0.246 \pm 0.163 \pm 0.067$	$0.068 \pm 0.117 \pm 0.044$	$-0.041 \pm 0.134 \pm 0.074$
10 – 15	λ_θ	$-0.038 \pm 0.063 \pm 0.027$	$-0.168 \pm 0.039 \pm 0.021$	$-0.213 \pm 0.053 \pm 0.028$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.110 \pm 0.050 \pm 0.017$	$0.115 \pm 0.040 \pm 0.016$	$0.122 \pm 0.051 \pm 0.024$
	λ_ϕ	$0.068 \pm 0.022 \pm 0.012$	$0.078 \pm 0.027 \pm 0.013$	$0.040 \pm 0.032 \pm 0.016$
	$\tilde{\lambda}$	$0.177 \pm 0.108 \pm 0.049$	$0.073 \pm 0.099 \pm 0.043$	$-0.097 \pm 0.113 \pm 0.051$
15 – 20	λ_θ	$-0.083 \pm 0.075 \pm 0.049$	$-0.109 \pm 0.072 \pm 0.070$	$-0.368 \pm 0.082 \pm 0.081$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.242 \pm 0.074 \pm 0.040$	$0.116 \pm 0.068 \pm 0.035$	$0.107 \pm 0.088 \pm 0.050$
	λ_ϕ	$0.064 \pm 0.048 \pm 0.037$	$0.049 \pm 0.058 \pm 0.048$	$0.044 \pm 0.079 \pm 0.077$
	$\tilde{\lambda}$	$0.117 \pm 0.168 \pm 0.114$	$0.041 \pm 0.183 \pm 0.112$	$-0.246 \pm 0.224 \pm 0.182$

Таблица 30. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Υ [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.317 \pm 0.233 \pm 0.116$	$-0.092 \pm 0.120 \pm 0.070$	$-0.126 \pm 0.170 \pm 0.095$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.175 \pm 0.074 \pm 0.030$	$0.091 \pm 0.044 \pm 0.016$	$-0.024 \pm 0.053 \pm 0.017$
	λ_ϕ	$0.003 \pm 0.034 \pm 0.008$	$-0.031 \pm 0.035 \pm 0.007$	$-0.015 \pm 0.034 \pm 0.007$
	$\tilde{\lambda}$	$0.326 \pm 0.270 \pm 0.132$	$-0.178 \pm 0.152 \pm 0.070$	$-0.168 \pm 0.194 \pm 0.102$
2 – 4	λ_θ	$-0.088 \pm 0.132 \pm 0.074$	$-0.016 \pm 0.093 \pm 0.053$	$-0.227 \pm 0.117 \pm 0.053$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.091 \pm 0.066 \pm 0.041$	$0.073 \pm 0.039 \pm 0.018$	$-0.025 \pm 0.038 \pm 0.018$
	λ_ϕ	$0.056 \pm 0.028 \pm 0.012$	$0.092 \pm 0.027 \pm 0.008$	$0.038 \pm 0.025 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.085 \pm 0.190 \pm 0.111$	$0.288 \pm 0.152 \pm 0.083$	$-0.119 \pm 0.143 \pm 0.071$
4 – 6	λ_θ	$-0.099 \pm 0.104 \pm 0.046$	$-0.052 \pm 0.091 \pm 0.043$	$0.006 \pm 0.126 \pm 0.059$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.160 \pm 0.071 \pm 0.042$	$0.017 \pm 0.045 \pm 0.019$	$0.118 \pm 0.048 \pm 0.029$
	λ_ϕ	$0.142 \pm 0.034 \pm 0.019$	$0.057 \pm 0.029 \pm 0.010$	$0.077 \pm 0.028 \pm 0.016$
	$\tilde{\lambda}$	$0.382 \pm 0.212 \pm 0.116$	$0.127 \pm 0.151 \pm 0.069$	$0.258 \pm 0.178 \pm 0.105$
6 – 8	λ_θ	$-0.110 \pm 0.103 \pm 0.042$	$-0.071 \pm 0.095 \pm 0.037$	$-0.250 \pm 0.122 \pm 0.052$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.053 \pm 0.083 \pm 0.053$	$-0.039 \pm 0.049 \pm 0.017$	$-0.026 \pm 0.052 \pm 0.021$
	λ_ϕ	$0.087 \pm 0.051 \pm 0.032$	$0.076 \pm 0.038 \pm 0.017$	$0.081 \pm 0.035 \pm 0.017$
	$\tilde{\lambda}$	$0.165 \pm 0.217 \pm 0.121$	$0.171 \pm 0.171 \pm 0.072$	$-0.008 \pm 0.182 \pm 0.083$
8 – 10	λ_θ	$-0.076 \pm 0.115 \pm 0.066$	$-0.171 \pm 0.108 \pm 0.054$	$-0.210 \pm 0.152 \pm 0.068$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.083 \pm 0.077 \pm 0.050$	$-0.111 \pm 0.048 \pm 0.015$	$-0.092 \pm 0.059 \pm 0.019$
	λ_ϕ	$0.142 \pm 0.061 \pm 0.044$	$0.042 \pm 0.049 \pm 0.020$	$0.043 \pm 0.048 \pm 0.018$
	$\tilde{\lambda}$	$0.409 \pm 0.249 \pm 0.140$	$-0.047 \pm 0.165 \pm 0.050$	$-0.085 \pm 0.202 \pm 0.085$
10 – 15	λ_θ	$0.105 \pm 0.119 \pm 0.111$	$-0.315 \pm 0.092 \pm 0.054$	$-0.047 \pm 0.145 \pm 0.084$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.128 \pm 0.051 \pm 0.027$	$-0.123 \pm 0.037 \pm 0.011$	$-0.078 \pm 0.055 \pm 0.019$
	λ_ϕ	$0.105 \pm 0.055 \pm 0.050$	$0.064 \pm 0.039 \pm 0.017$	$0.006 \pm 0.047 \pm 0.021$
	$\tilde{\lambda}$	$0.468 \pm 0.178 \pm 0.091$	$-0.130 \pm 0.137 \pm 0.049$	$-0.029 \pm 0.189 \pm 0.075$
15 – 20	λ_θ	$0.261 \pm 0.198 \pm 0.277$	$0.188 \pm 0.203 \pm 0.190$	$0.470 \pm 0.331 \pm 0.247$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.076 \pm 0.088 \pm 0.065$	$-0.104 \pm 0.084 \pm 0.044$	$-0.249 \pm 0.137 \pm 0.051$
	λ_ϕ	$0.117 \pm 0.086 \pm 0.105$	$0.073 \pm 0.070 \pm 0.041$	$0.193 \pm 0.101 \pm 0.057$
	$\tilde{\lambda}$	$0.693 \pm 0.334 \pm 0.238$	$0.437 \pm 0.332 \pm 0.225$	$1.300 \pm 0.649 \pm 0.346$

Таблица 31. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^Y [ГэВ/c]	λ	$2.2 < y < 3.0$	$3.0 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4.5$
0 – 2	λ_θ	$0.147 \pm 0.152 \pm 0.072$	$-0.081 \pm 0.087 \pm 0.072$	$-0.385 \pm 0.111 \pm 0.074$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.110 \pm 0.049 \pm 0.019$	$0.030 \pm 0.031 \pm 0.013$	$-0.009 \pm 0.036 \pm 0.014$
	λ_ϕ	$0.009 \pm 0.023 \pm 0.005$	$-0.024 \pm 0.025 \pm 0.006$	$-0.027 \pm 0.024 \pm 0.006$
	$\tilde{\lambda}$	$0.177 \pm 0.177 \pm 0.079$	$-0.148 \pm 0.112 \pm 0.076$	$-0.453 \pm 0.123 \pm 0.078$
2 – 4	λ_θ	$0.008 \pm 0.089 \pm 0.043$	$-0.002 \pm 0.065 \pm 0.051$	$0.054 \pm 0.088 \pm 0.065$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.156 \pm 0.044 \pm 0.022$	$0.064 \pm 0.026 \pm 0.017$	$0.070 \pm 0.029 \pm 0.022$
	λ_ϕ	$0.084 \pm 0.019 \pm 0.007$	$0.025 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.019 \pm 0.018 \pm 0.008$
	$\tilde{\lambda}$	$0.283 \pm 0.134 \pm 0.067$	$0.075 \pm 0.093 \pm 0.073$	$0.113 \pm 0.108 \pm 0.085$
4 – 6	λ_θ	$-0.166 \pm 0.071 \pm 0.049$	$-0.038 \pm 0.060 \pm 0.037$	$-0.247 \pm 0.081 \pm 0.045$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$0.114 \pm 0.048 \pm 0.043$	$0.079 \pm 0.030 \pm 0.019$	$0.058 \pm 0.031 \pm 0.024$
	λ_ϕ	$0.138 \pm 0.023 \pm 0.017$	$0.099 \pm 0.020 \pm 0.011$	$0.068 \pm 0.018 \pm 0.013$
	$\tilde{\lambda}$	$0.288 \pm 0.142 \pm 0.118$	$0.289 \pm 0.108 \pm 0.076$	$-0.044 \pm 0.110 \pm 0.082$
6 – 8	λ_θ	$-0.223 \pm 0.066 \pm 0.031$	$-0.306 \pm 0.056 \pm 0.024$	$-0.375 \pm 0.080 \pm 0.032$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.011 \pm 0.055 \pm 0.043$	$-0.106 \pm 0.032 \pm 0.016$	$-0.074 \pm 0.036 \pm 0.020$
	λ_ϕ	$0.119 \pm 0.033 \pm 0.024$	$0.062 \pm 0.025 \pm 0.014$	$0.060 \pm 0.023 \pm 0.016$
	$\tilde{\lambda}$	$0.153 \pm 0.150 \pm 0.110$	$-0.129 \pm 0.100 \pm 0.055$	$-0.207 \pm 0.116 \pm 0.064$
8 – 10	λ_θ	$-0.157 \pm 0.077 \pm 0.046$	$-0.134 \pm 0.074 \pm 0.039$	$-0.183 \pm 0.098 \pm 0.049$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.078 \pm 0.056 \pm 0.048$	$-0.132 \pm 0.032 \pm 0.011$	$-0.060 \pm 0.039 \pm 0.016$
	λ_ϕ	$0.128 \pm 0.043 \pm 0.041$	$0.069 \pm 0.031 \pm 0.014$	$0.054 \pm 0.031 \pm 0.021$
	$\tilde{\lambda}$	$0.259 \pm 0.163 \pm 0.122$	$0.079 \pm 0.117 \pm 0.044$	$-0.024 \pm 0.136 \pm 0.074$
10 – 15	λ_θ	$-0.114 \pm 0.069 \pm 0.072$	$-0.126 \pm 0.067 \pm 0.051$	$-0.218 \pm 0.086 \pm 0.049$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.058 \pm 0.031 \pm 0.019$	$-0.133 \pm 0.025 \pm 0.010$	$-0.130 \pm 0.033 \pm 0.011$
	λ_ϕ	$0.092 \pm 0.035 \pm 0.036$	$0.063 \pm 0.027 \pm 0.015$	$0.035 \pm 0.029 \pm 0.015$
	$\tilde{\lambda}$	$0.178 \pm 0.107 \pm 0.068$	$0.068 \pm 0.099 \pm 0.047$	$-0.117 \pm 0.113 \pm 0.054$
15 – 20	λ_θ	$-0.213 \pm 0.099 \pm 0.126$	$-0.115 \pm 0.118 \pm 0.121$	$-0.066 \pm 0.181 \pm 0.164$
	$\lambda_{\theta\phi}$	$-0.159 \pm 0.047 \pm 0.029$	$-0.121 \pm 0.051 \pm 0.025$	$-0.239 \pm 0.077 \pm 0.046$
	λ_ϕ	$0.102 \pm 0.050 \pm 0.054$	$0.047 \pm 0.046 \pm 0.028$	$-0.068 \pm 0.063 \pm 0.036$
	$\tilde{\lambda}$	$0.105 \pm 0.167 \pm 0.115$	$0.028 \pm 0.182 \pm 0.126$	$-0.252 \pm 0.223 \pm 0.148$

Таблица 32. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^F < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^F [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$-0.054 \pm 0.087 \pm 0.069$	$0.012 \pm 0.030 \pm 0.009$	$-0.026 \pm 0.020 \pm 0.006$
	CS	$-0.039 \pm 0.089 \pm 0.069$	$0.038 \pm 0.029 \pm 0.007$	$-0.026 \pm 0.020 \pm 0.004$
	GJ	$-0.054 \pm 0.086 \pm 0.068$	$0.065 \pm 0.030 \pm 0.012$	$-0.018 \pm 0.020 \pm 0.004$
2 – 4	HX	$-0.141 \pm 0.057 \pm 0.046$	$0.022 \pm 0.026 \pm 0.013$	$0.043 \pm 0.015 \pm 0.005$
	CS	$-0.097 \pm 0.064 \pm 0.052$	$0.023 \pm 0.022 \pm 0.006$	$0.040 \pm 0.014 \pm 0.004$
	GJ	$-0.123 \pm 0.059 \pm 0.042$	$0.034 \pm 0.024 \pm 0.014$	$0.055 \pm 0.015 \pm 0.006$
4 – 6	HX	$-0.004 \pm 0.054 \pm 0.037$	$0.027 \pm 0.032 \pm 0.016$	$0.040 \pm 0.018 \pm 0.010$
	CS	$0.028 \pm 0.069 \pm 0.043$	$0.053 \pm 0.025 \pm 0.007$	$0.044 \pm 0.015 \pm 0.007$
	GJ	$-0.075 \pm 0.057 \pm 0.031$	$0.068 \pm 0.028 \pm 0.016$	$0.080 \pm 0.017 \pm 0.011$
6 – 8	HX	$-0.056 \pm 0.053 \pm 0.027$	$0.098 \pm 0.035 \pm 0.017$	$0.049 \pm 0.025 \pm 0.015$
	CS	$-0.101 \pm 0.064 \pm 0.028$	$0.032 \pm 0.031 \pm 0.009$	$0.074 \pm 0.017 \pm 0.009$
	GJ	$-0.115 \pm 0.059 \pm 0.025$	$-0.038 \pm 0.031 \pm 0.015$	$0.083 \pm 0.021 \pm 0.014$
8 – 10	HX	$-0.008 \pm 0.067 \pm 0.039$	$0.120 \pm 0.035 \pm 0.015$	$0.001 \pm 0.035 \pm 0.022$
	CS	$-0.148 \pm 0.061 \pm 0.023$	$0.048 \pm 0.042 \pm 0.012$	$0.051 \pm 0.022 \pm 0.013$
	GJ	$-0.148 \pm 0.069 \pm 0.032$	$-0.074 \pm 0.032 \pm 0.010$	$0.052 \pm 0.028 \pm 0.016$
10 – 15	HX	$0.176 \pm 0.067 \pm 0.064$	$0.126 \pm 0.028 \pm 0.012$	$-0.010 \pm 0.033 \pm 0.026$
	CS	$-0.147 \pm 0.042 \pm 0.019$	$0.073 \pm 0.038 \pm 0.012$	$0.091 \pm 0.022 \pm 0.013$
	GJ	$-0.066 \pm 0.064 \pm 0.037$	$-0.128 \pm 0.026 \pm 0.010$	$0.064 \pm 0.025 \pm 0.013$
15 – 20	HX	$0.227 \pm 0.112 \pm 0.108$	$0.138 \pm 0.058 \pm 0.034$	$0.125 \pm 0.048 \pm 0.040$
	CS	$-0.062 \pm 0.068 \pm 0.068$	$-0.018 \pm 0.062 \pm 0.031$	$0.204 \pm 0.048 \pm 0.041$
	GJ	$0.281 \pm 0.128 \pm 0.108$	$-0.122 \pm 0.055 \pm 0.033$	$0.111 \pm 0.046 \pm 0.028$
20 – 30	HX	$0.570 \pm 0.221 \pm 0.232$	$0.149 \pm 0.113 \pm 0.102$	$0.017 \pm 0.074 \pm 0.069$
	CS	$-0.226 \pm 0.099 \pm 0.134$	$0.083 \pm 0.082 \pm 0.048$	$0.239 \pm 0.083 \pm 0.094$
	GJ	$0.313 \pm 0.212 \pm 0.231$	$-0.274 \pm 0.096 \pm 0.089$	$0.093 \pm 0.069 \pm 0.060$

Таблица 33. Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^F < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^X [ГэВ/c]		λ_θ	$\lambda_{\theta\phi}$	λ_ϕ
0 – 2	HX	$-0.141 \pm 0.059 \pm 0.063$	$-0.010 \pm 0.021 \pm 0.009$	$-0.016 \pm 0.014 \pm 0.003$
	CS	$-0.119 \pm 0.061 \pm 0.067$	$0.007 \pm 0.020 \pm 0.006$	$-0.019 \pm 0.014 \pm 0.003$
	GJ	$-0.122 \pm 0.059 \pm 0.063$	$0.027 \pm 0.021 \pm 0.011$	$-0.015 \pm 0.014 \pm 0.003$
2 – 4	HX	$-0.014 \pm 0.041 \pm 0.048$	$-0.022 \pm 0.018 \pm 0.013$	$0.026 \pm 0.010 \pm 0.005$
	CS	$0.044 \pm 0.046 \pm 0.053$	$0.025 \pm 0.015 \pm 0.006$	$0.016 \pm 0.010 \pm 0.004$
	GJ	$-0.017 \pm 0.042 \pm 0.045$	$0.076 \pm 0.017 \pm 0.015$	$0.038 \pm 0.010 \pm 0.006$
4 – 6	HX	$0.008 \pm 0.037 \pm 0.037$	$0.057 \pm 0.022 \pm 0.017$	$0.036 \pm 0.013 \pm 0.010$
	CS	$-0.009 \pm 0.046 \pm 0.045$	$0.079 \pm 0.017 \pm 0.007$	$0.051 \pm 0.010 \pm 0.007$
	GJ	$-0.139 \pm 0.038 \pm 0.030$	$0.065 \pm 0.019 \pm 0.016$	$0.093 \pm 0.011 \pm 0.010$
6 – 8	HX	$-0.076 \pm 0.036 \pm 0.027$	$0.205 \pm 0.025 \pm 0.014$	$-0.019 \pm 0.018 \pm 0.014$
	CS	$-0.270 \pm 0.042 \pm 0.027$	$0.091 \pm 0.020 \pm 0.007$	$0.059 \pm 0.011 \pm 0.009$
	GJ	$-0.291 \pm 0.037 \pm 0.020$	$-0.083 \pm 0.021 \pm 0.012$	$0.072 \pm 0.014 \pm 0.014$
8 – 10	HX	$0.033 \pm 0.045 \pm 0.029$	$0.154 \pm 0.024 \pm 0.011$	$0.017 \pm 0.024 \pm 0.014$
	CS	$-0.172 \pm 0.039 \pm 0.017$	$0.059 \pm 0.027 \pm 0.010$	$0.086 \pm 0.015 \pm 0.010$
	GJ	$-0.146 \pm 0.046 \pm 0.029$	$-0.104 \pm 0.021 \pm 0.009$	$0.077 \pm 0.018 \pm 0.014$
10 – 15	HX	$0.198 \pm 0.045 \pm 0.039$	$0.114 \pm 0.018 \pm 0.012$	$-0.049 \pm 0.022 \pm 0.016$
	CS	$-0.150 \pm 0.027 \pm 0.014$	$0.101 \pm 0.025 \pm 0.011$	$0.063 \pm 0.015 \pm 0.013$
	GJ	$-0.129 \pm 0.041 \pm 0.026$	$-0.112 \pm 0.016 \pm 0.010$	$0.055 \pm 0.016 \pm 0.013$
15 – 20	HX	$0.307 \pm 0.080 \pm 0.075$	$0.042 \pm 0.042 \pm 0.029$	$-0.111 \pm 0.037 \pm 0.030$
	CS	$-0.169 \pm 0.043 \pm 0.038$	$0.140 \pm 0.042 \pm 0.026$	$0.048 \pm 0.034 \pm 0.030$
	GJ	$-0.123 \pm 0.070 \pm 0.077$	$-0.156 \pm 0.032 \pm 0.018$	$0.030 \pm 0.029 \pm 0.022$
20 – 30	HX	$0.060 \pm 0.114 \pm 0.168$	$0.087 \pm 0.066 \pm 0.060$	$0.004 \pm 0.046 \pm 0.040$
	CS	$-0.086 \pm 0.077 \pm 0.133$	$-0.021 \pm 0.059 \pm 0.040$	$0.046 \pm 0.064 \pm 0.113$
	GJ	$0.069 \pm 0.128 \pm 0.198$	$-0.037 \pm 0.060 \pm 0.060$	$-0.011 \pm 0.047 \pm 0.044$

Таблица 34. Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в HX, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.

p_T^{Υ} [ГэВ/c]	$\tilde{\lambda}$	$\sqrt{s} = 7$ TeV	$\sqrt{s} = 8$ TeV
0 – 2	HX	$-0.129 \pm 0.102 \pm 0.070$	$-0.187 \pm 0.071 \pm 0.066$
	CS	$-0.113 \pm 0.103 \pm 0.069$	$-0.174 \pm 0.071 \pm 0.070$
	GJ	$-0.105 \pm 0.102 \pm 0.072$	$-0.165 \pm 0.071 \pm 0.067$
2 – 4	HX	$-0.012 \pm 0.080 \pm 0.063$	$0.065 \pm 0.056 \pm 0.064$
	CS	$0.024 \pm 0.082 \pm 0.063$	$0.095 \pm 0.057 \pm 0.064$
	GJ	$0.043 \pm 0.082 \pm 0.061$	$0.100 \pm 0.057 \pm 0.064$
4 – 6	HX	$0.121 \pm 0.089 \pm 0.068$	$0.120 \pm 0.061 \pm 0.070$
	CS	$0.167 \pm 0.091 \pm 0.066$	$0.153 \pm 0.062 \pm 0.068$
	GJ	$0.181 \pm 0.091 \pm 0.067$	$0.155 \pm 0.062 \pm 0.068$
6 – 8	HX	$0.097 \pm 0.097 \pm 0.063$	$-0.129 \pm 0.061 \pm 0.059$
	CS	$0.130 \pm 0.099 \pm 0.056$	$-0.099 \pm 0.062 \pm 0.055$
	GJ	$0.145 \pm 0.099 \pm 0.059$	$-0.081 \pm 0.062 \pm 0.056$
8 – 10	HX	$-0.004 \pm 0.102 \pm 0.055$	$0.086 \pm 0.071 \pm 0.048$
	CS	$0.007 \pm 0.103 \pm 0.056$	$0.093 \pm 0.071 \pm 0.049$
	GJ	$0.009 \pm 0.103 \pm 0.052$	$0.093 \pm 0.071 \pm 0.049$
10 – 15	HX	$0.143 \pm 0.091 \pm 0.042$	$0.047 \pm 0.057 \pm 0.042$
	CS	$0.140 \pm 0.091 \pm 0.043$	$0.043 \pm 0.057 \pm 0.043$
	GJ	$0.136 \pm 0.091 \pm 0.037$	$0.039 \pm 0.057 \pm 0.042$
15 – 20	HX	$0.689 \pm 0.218 \pm 0.134$	$-0.023 \pm 0.104 \pm 0.069$
	CS	$0.692 \pm 0.218 \pm 0.142$	$-0.027 \pm 0.104 \pm 0.076$
	GJ	$0.692 \pm 0.218 \pm 0.108$	$-0.033 \pm 0.104 \pm 0.058$
20 – 30	HX	$0.631 \pm 0.360 \pm 0.327$	$0.073 \pm 0.187 \pm 0.215$
	CS	$0.646 \pm 0.365 \pm 0.313$	$0.056 \pm 0.187 \pm 0.276$
	GJ	$0.654 \pm 0.366 \pm 0.335$	$0.035 \pm 0.186 \pm 0.201$

Список иллюстраций

- 1 Энергетические масштабы для системы (слева), состоящей из тяжелого кварка и легких степеней свободы (легкого антикварка и глюона), а также для кваркониевой системы (справа), состоящей из двух тяжелых кварка и антикварка [4]. 7
- 1.1 Общая схема ускорительного комплекса ЦЕРН (слева) [52] и общая схема БАК с местами расположения четырех основных экспериментов (справа) [53]. 22
- 1.2 Общая схема экспериментальной установки ЛHCб [54]. 22
- 1.3 Корреляция образования $b\bar{b}$ -кварковой пары в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, представленная в переменных псевдобыстроты (слева) и угла (справа) для каждого кварка (Монте-Карло моделирование). 23
- 1.4 Среднее число видимых взаимодействий на каждое столкновение двух банчей μ_{vis} (верхний график) и светимость (нижний график) на ЛHCб в 2010–2012 годах [58]. Пунктирные линии показывают проектные значения этих величин. 25
- 1.5 Зависимость светимости от времени (слева) на установках ЛHCб, CMS и ATLAS в одном из периодов работы БАК [58]. Интегральные значения светимости (справа) на ЛHCб в течение 2010–2012 годов [58]. 26
- 1.6 Схематичный вид сенсорных плоскостей вершинного детектора VELO (сверху) и передний фронт одной из сенсорных плоскостей, изображенной в закрытом и открытом режимах работы VELO (снизу) [59]. 28

- 1.7 Схематичное расположение трековых станций ТТ и Т1-Т3 (слева) и схематичный вид четырёх плоскостей трековой станции ТТ (справа). В трековых станциях Т1-Т3 фиолетовым цветом изображены станции внутреннего трекера IT, а голубым цветом — станции внешнего трекера OT. 31
- 1.8 Фронтальный вид (изображение слева) и вид сверху (изображение справа) одной из станций трековых станций Т1-Т3. Голубым цветом изображен внешний трекер OT, коричневым цветом — внутренний трекер IT. 33
- 1.9 Детекторы колец излучения Вавилова-Черенкова RICH1 (слева) и RICH2 (справа). RICH1 представлен в плоскости (y, z) , а RICH2 — в плоскости (x, z) 34
- 1.10 Зависимость угла θ_C от значений импульса разных частиц в разных радиаторах (слева) и пример одного события в двух матрицах детектора RICH1 (справа). 36
- 1.11 Иллюстрация разделения детекторов ECAL (слева) и HCAL (справа) на зоны разной поперечной сегментации [64]. Показаны квадранты детекторов. 38
- 1.12 (а) Схематичный вид мюонной системы [66]. (б) Фронтальный вид одной из станций мюонной системы, содержащей 4 региона R1–R4 [66]. 41
- 1.13 Фронтальный вид квадранта мюонной станции (слева) и логическое разбиение одного из квадрантов станции M1 (справа) [66]. 43
- 1.14 Схематическая иллюстрация треков разного типа [59]: long (длинные), upstream (ближние), downstream (дальние), VELO и T треки. Сверху показана зависимость B_y компоненты магнитного поля от координаты z 47
- 1.15 Триггерная схема в эксперименте LHCb в 2011 и 2012 годах. 56

- 2.1 Распределения димюонных масс, полученные для $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов, когда исследуемый положительный мюон, классифицированный как *accepted* (слева) и *rejected* (справа), находился в кинематическом диапазоне $2.0 < p_T^\mu < 2.5$ ГэВ/с и $3.0 < \eta^\mu < 3.25$. Верхний (нижний) ряд соответствует данным 2011 (2012) года и магнитной полярности “вверх”. Красная кривая показывает результаты фита спектра димюонных масс (см. текст). Сигнальная и фоновая компоненты димюонного спектра обозначены зеленой кривой и синей линией, соответственно. 61
- 2.2 Эффективность мюонной идентификации, [%], определенная для μ^+ на данных 2011 года при магнитном поле, направленном вверх. 64
- 2.3 Эффективность мюонной идентификации, [%], определенная для μ^+ на данных 2012 года при магнитном поле, направленном вверх. 65
- 2.4 Относительная разность эффективности мюонной идентификации, [%], определенная по формуле (2.2) для магнитных полярностей “вверх” и “вниз”, используя данные 2011 года (левый столбец) и данные 2012 года (правый столбец). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами. 66
- 2.5 Асимметрия эффективности мюонной идентификации, [%], связанная с разными зарядами мюонов, определенная по формуле (2.3) для магнитной полярности “вверх”, используя данные 2011 года (левый столбец) и данные 2012 года (правый столбец). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами. 67

- 2.6 Относительная разность эффективности мюонной идентификации, [%], для μ^+ (магнитная поляризация “вниз”) и μ^- (магнитная поляризация “вверх”), определенная по формуле (2.4) на данных 2011 и 2012 годов (левый и правый столбцы, соответственно). Цветовой масштаб у гистограмм слева и справа не одинаков, поэтому почти одни и те же значения бинов у этих гистограмм представлены немного разными цветами. 68
- 3.1 Поправленные на эффективность спектры димюонных масс, полученные для событий, отобранных в кинематическом диапазоне $3 < p_T^{\Upsilon} < 4$ ГэВ/с и $3.0 < y^{\Upsilon} < 3.5$, для данных, соответствующих энергиям $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Оранжевые кривые показывают результаты фита спектра димюонных масс (см. текст). Три пика, показанные с помощью фиолетовой кривой, соответствуют $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам (слева направо). Фоновая компонента димюонного спектра обозначена синей прерывистой линией. 75
- 3.2 Дважды дифференциальные сечения $\frac{d^2}{dp_T dy} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены сверху вниз), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (показаны слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (показаны справа). Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Интервалы по быстрой $2.0 < y^{\Upsilon} < 2.5$, $2.5 < y^{\Upsilon} < 3.0$, $3.0 < y^{\Upsilon} < 3.5$, $3.5 < y^{\Upsilon} < 4.0$ и $4.0 < y^{\Upsilon} < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов, голубых треугольников (направленных вниз), маджента треугольников (направленных вверх) и зеленых ромбов, соответственно. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия. 83

- 3.3 Дифференциальные сечения $\frac{d}{dp_T^\Upsilon} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, измеренные в полном диапазоне по быстроте $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Кривые показывают результаты фита, полученные с помощью функции Цаллиса в диапазоне $6 < p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c. Точки расположены в бинах согласно уравнению (6) работы [118]. 84
- 3.4 Дифференциальные сечения $\frac{d}{dy} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, измеренные в диапазоне поперечного импульса $p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно), инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Сплошные линии показывают результаты фита, полученные с помощью предсказаний модели цветовых октетов [127–129], примененной для диапазона по быстроте $2.5 < y^\Upsilon < 4.0$. Прерывистые линии показывают экстраполяцию предсказаний модели цветовых октетов [127–129], сделанную для полного диапазона по быстроте $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Точки расположены в бинах согласно уравнению (6) работы [118]. 86

- 3.5 Отношения дифференциальных сечений $\frac{d}{dp_T}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (слева) и $\frac{d}{dy}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (справа), измеренных при $\sqrt{s} = 8$ и 7 ТэВ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представлены красными кружками, синими квадратами и зелеными ромбами, соответственно). На левом рисунке показаны результаты фита, полученные с помощью линейной функции. Красная сплошная, синяя точечно пунктирная и зеленая штриховая линии относятся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно. На том же левом рисунке черная сплошная линия показывает предсказания нерелятивистской КХД модели, вычисленные в приближении NLO [130]. На правом рисунке красные, синие и зеленые кривые линии, относящиеся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно, показывают предсказания модели цветных октетов [127–129], сделанные с учетом нормировок, полученных после фитирования данных на рисунке 3.4. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия. 88
- 3.6 Отношения сечений образования $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{2,1}$ (верхние два рисунка), $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,1}$ (посередине два рисунка), и $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,2}$ (нижние два рисунка), измеренные при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Интервалы по быстрой $2.0 < y < 2.5$, $2.5 < y < 3.0$, $3.0 < y < 3.5$, $3.5 < y < 4.0$ и $4.0 < y < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов, голубых треугольников (направленных вниз), маджента треугольников (направленных вверх) и зеленых ромбов, соответственно. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия. 90

- 3.7 Отношения сечений образования $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{2,1}$ (красные кружки), $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(1S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,1}$ (синие квадраты), и $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний, $\mathcal{R}_{3,2}$ (зеленые ромбы), измеренные при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Верхние два рисунка соответствуют отношениям сечений, проинтегрированным на диапазоне по быстроте $2.0 < y < 4.5$, нижние два рисунка — на диапазоне по поперечному импульсу $p_T < 30$ ГэВ/с. 91
- 4.1 (а) Распределения $\cos \theta_{GJ}$ для $\Upsilon(1S)$ (красные кружки), $\Upsilon(2S)$ (синие квадраты) и $\Upsilon(3S)$ (зеленые ромбы) сигнальных кандидатов, а также для фоновой компоненты (черная гистограмма), полученные для кинематического региона $6 < p_T^{\Upsilon} < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y^{\Upsilon} < 3.0$, для экспериментальных данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Чтобы улучшить восприятие, масштаб распределений $\cos \theta_{GJ}$ для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ кандидатов был увеличен в 3 и 2 раза, соответственно. (б) Димюонное массовое распределение, полученное для окончательно отобранных событий в кинематическом диапазоне $6 < p_T < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y < 3.0$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Оранжевые кривые показывают результаты фита спектра димюонных масс. Три пика, показанные с помощью красной кривой, соответствуют $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам (слева направо). Фоновая компонента димюонного спектра обозначена синей прерывистой линией. 99
- 4.2 Угловые распределения $\cos \theta$ (а) и ϕ (б) для положительного мюона от распадов $\Upsilon(1S)$ кандидатов, измеренные в НХ системе для кинематического диапазона $6 < p_T^{\Upsilon} < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y^{\Upsilon} < 3.0$, для данных, соответствующих $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Представленные угловые распределения были получены после вычитания фона. 100

- 4.3 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстроте, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстроте $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 110
- 4.4 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстроте, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстроте $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 111

- 4.5 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 112
- 4.6 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(1S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 113

- 4.7 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 114
- 4.8 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 115

- 4.9 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 116
- 4.10 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(2S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 117

- 4.11 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 118
- 4.12 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 119

- 4.13 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в GJ системе для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и трех диапазонах по быстрой, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для диапазонов по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$, $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$ и $3.5 < y^\Upsilon < 4.5$ показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 120
- 4.14 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные для $\Upsilon(3S)$ состояния в различных p_T^Υ -бинах и полного диапазона по быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 121

- 4.15 Инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (сверху, посередине и снизу, соответственно), измеренный в различных p_T^{Υ} -бинах и для полного диапазона по быстрой $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для NH, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 122
- 4.16 Поляризационные параметры λ_{θ} (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_{ϕ} (снизу), измеренные в NH системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты поляризационного анализа, полученные LHCb коллаборацией для диапазона по быстрой $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты анализа, полученные CMS коллаборацией [25] для данных pp взаимодействий при $\sqrt{s} = 7$ для двух диапазонов по быстрой $|y^{\Upsilon}| < 0.6$ и $0.6 < |y^{\Upsilon}| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты, полученные CDF коллаборацией [30] для данных $p\bar{p}$ взаимодействий при $\sqrt{s} = 1.96$ для диапазона по быстрой $|y^{\Upsilon}| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 123

- 4.17 Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ состояний (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты поляризационного анализа, полученные LHCb коллаборацией для диапазона по быстройроте $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты анализа, полученные CMS коллаборацией [25] для данных pp взаимодействий при $\sqrt{s} = 7$ для двух диапазонов по быстройроте $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты, полученные CDF коллаборацией [30] для данных $p\bar{p}$ взаимодействий при $\sqrt{s} = 1.96$ для диапазона по быстройроте $|y^\Upsilon| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия. 124
- 4.18 Измеренные значения поляризационных параметров λ_θ и λ_ϕ для а) $\Upsilon(1S)$, б) $\Upsilon(2S)$ и в) $\Upsilon(3S)$ мезонов. Красные кружки, голубые квадраты и зеленые ромбы соответствуют НХ, CS и GJ поляризационным системам, соответственно. Тонкие черные линии обозначают регионы, допускаемые условием положительности. 125

Список таблиц

1.1	Выработка триггерного решения <code>IsMuon</code> в мюонной системе как функция значения импульса трека [54, 86].	51
1.2	Пороговые значения для триггера L0 в 2011 и 2012 годах [88].	55
2.1	Условия отбора кандидатов $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	59
2.2	Дополнительные условия отбора, связанные с мюонной идентификацией.	60
3.1	Условия отбора кандидатов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$	71
3.2	Поправленные на эффективность количества $\Upsilon(nS)$ кандидатов, полученные в полном кинематическом регионе $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, используя данные 2011 и 2012 годов. Приведенные неопределенности являются только статистическими.	76
3.3	Диапазоны изменения относительных систематических неопределенностей (в %) дифференциальных сечений, их отношений, интегральных сечений и отношений $\mathcal{R}_{8/7}$, полученные для разных источников систематики. Приведённые диапазоны отражают зависимость систематических неопределенностей от кинематических бинов (p_T, y)	77
3.4	Значения параметров n и T , полученные после фитирования дифференциальных сечений функцией Цаллиса (3.6) в интервале $6 < p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с.	85
3.5	Интегральные сечения $\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}$ (в пб), измеренные на полном, $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$	87
3.6	Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$, определенные в полном, $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$	87

3.7	Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, определенные в полном, $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$	92
4.1	Диапазоны изменения систематических неопределенностей для поляризационных параметров $\vec{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$, которые определялись для всех бинов $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ и всех трех поляризационных систем, используя данные 2011 и 2012 годов.	103
2	Сечения образования $\Upsilon(1S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	151
3	Сечения образования $\Upsilon(1S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	152
4	Сечения образования $\Upsilon(2S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	153
5	Сечения образования $\Upsilon(2S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	154
6	Сечения образования $\Upsilon(3S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	155
7	Сечения образования $\Upsilon(3S)$ мезонов, $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ [пб], измеренные в бинах (p_T, y) для полной энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая неопределенность статистическая, вторая — систематическая.	156
8	Значения поляризационных параметров $\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi$ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая.	158

- 9 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 159
- 10 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 160
- 11 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 161
- 12 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 162
- 13 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренные в GJ системе для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 163
- 14 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренные в НХ, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 164
- 15 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренные в НХ, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 165
- 16 Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в НХ, CS и GJ системах для $\Upsilon(1S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 166

- 17 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 167
- 18 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 168
- 19 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 169
- 20 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 170
- 21 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 171
- 22 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 172
- 23 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 173
- 24 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 174

- 25 Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(2S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 175
- 26 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 176
- 27 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в НХ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 177
- 28 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 178
- 29 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в CS системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 179
- 30 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 180
- 31 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, измеренных в GJ системе $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 181
- 32 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 182

- 33 Значения поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , измеренных в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 183
- 34 Значения инвариантного поляризационного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в НХ, CS и GJ системах $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в диапазоне быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Первая погрешность статистическая, вторая систематическая. 184