



J/ $\psi$ - UND D-MESON-PRODUKTION IN  
PROTON-PROTON KOLLISIONEN IN EPOS4 BEI  
 $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  UND  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

BACHELORARBEIT

Benedikt Lotz

Universität Münster

Institut für Kernphysik

AG Andronic / Klein-Bösing

Erstgutachter: Prof. Dr. Anton Andronic

Zweitgutachter: Apl. Prof. Dr. Christian Klein-Bösing

Münster, Mai 2024



## Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, *Benedikt Lotz*, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Gedanklich, inhaltlich oder wörtlich übernommenes habe ich durch Angabe von Herkunft und Text oder Anmerkung belegt bzw. kenntlich gemacht. Dies gilt in gleicher Weise für Bilder, Tabellen, Zeichnungen und Skizzen, die nicht von mir selbst erstellt wurden.

Münster, 29. September 2023

---

Benedikt Lotz



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Mesonen . . . . .	5
2.2.1	J/ $\psi$ -Meson . . . . .	5
2.2.2	D-Mesonen . . . . .	5
2.3	Kinematische Variablen der Teilchenphysik . . . . .	6
2.4	Der Large Hadron Collider . . . . .	8
2.4.1	Der ALICE Detektor . . . . .	9
2.4.2	Der LHCb Detektor . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Monte Carlo Simulationen mit EPOS4 und ROOT Auswertung</b>	<b>13</b>
3.1	EPOS4 . . . . .	13
3.2	ROOT . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>17</b>
4.1	Unsicherheiten . . . . .	17
4.2	Berechnung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	18
4.3	Wirkungsquerschnitte des J/ $\psi$ . . . . .	19
4.3.1	Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Rapidität . . . . .	19
4.3.2	Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Transversalimpulses . . . . .	25
4.4	Wirkungsquerschnitte der D-Mesonen . . . . .	27
4.4.1	D <sup>0</sup> -Meson . . . . .	27
4.4.2	D <sup>+</sup> -Meson . . . . .	30
4.4.3	D <sub>S</sub> <sup>+</sup> -Meson . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>37</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>41</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>43</b>



# 1 Einleitung

Schon vor über 2.000 Jahren haben sich die Menschen darüber Gedanken gemacht, wie die Welt um sie herum aufgebaut ist. Damals entstand das erste Modell der Materie, das Atommodell nach Demokrit, nach welchem die Materie im Kleinsten aus unzertrennlichen Teilchen, den Atomen, aufgebaut ist.

Heute wissen wir, dass die Atome aus einer Hülle und einem Kern aufgebaut sind. Der Kern wiederum setzt sich aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, zusammen. Auch diese konnten wir weiter zerteilen und entdeckten so die Quarks. Um die Quarks zu untersuchen werden Teilchenbeschleuniger benötigt sowie Detektoren und Software, um die Kollisionen innerhalb dieser Beschleuniger zu detektieren und auszuwerten. Um die gesammelten Daten besser auswerten zu können werden solche Teilchenkollisionen auch simuliert.

In dieser Bachelorarbeit werden von EPOS4[1] simulierte Proton-Proton Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 5,02 TeV sowie 13 TeV mit experimentellen Daten aus dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN verglichen.

Bei EPOS4 handelt es sich um einen Monte-Carlo-Ereignisgenerator. Solche Ereignisgeneratoren können beispielsweise verwendet werden, um Kollisionen zwischen Protonen oder schwereren Atomkernen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien zu simulieren. EPOS4 verfolgt dabei einen anderen Ansatz als vergleichbare Ereignisgeneratoren, da hier Saturation verwendet wird, um parallel scattering und factorization in Einklang zu bringen. Eine genauere Erklärung folgt in Kapitel 3.

Die verwendeten experimentellen Daten, mit denen die simulierten Daten aus EPOS4 verglichen werden, stammen aus zwei Detektoren am LHC: ALICE und LHCb. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dient zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas (QGP), einem extremen Zustand von dem vermutet wird, dass er kurz nach dem Urknall vorlag[2]. LHCb (Large Hadron Collider beauty) untersucht die Teilchen Kollisionen auf Hadronen, welche ein bottom-Quark (b-Quark) enthalten, um Rückschlüsse auf die Unterschiede zwischen Materie und Antimaterie zu ziehen.

Um die simulierten Daten die EPOS4 mit den experimentellen Daten von ALICE und LHCb zu vergleichen werden der  $J/\psi$ -Wirkungsquerschnitt sowie die Wirkungsquerschnitte der

D-Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  und  $D_S^+$  in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses ( $p_T$ ) sowie ihrer Rapidität ( $y$ ) untersucht. Die untersuchten Mesonen werden außerdem danach unterschieden, ob sie direkt bei der Kollision entstehen (prompt) oder aus Zerfällen von B-Hadronen (non-prompt). Die erhaltenen Ergebnisse werden in Kapitel 4 dargestellt und in Kapitel 5 zusammengefasst.



## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die, für diese Arbeit wichtigen, theoretischen Grundlagen erläutert. Angefangen wird hierbei bei dem Standardmodell der Teilchenphysik. Anschließend werden die Mesonen und hierbei auch im Detail das  $J/\psi$  sowie die D-Mesonen beschrieben. Danach folgen die kinematischen Variablen, die in der Teilchenphysik verwendet werden, und am Schluss wird der Large Hadron Collider mit den Detektoren ALICE und LHCb vorgestellt.

### 2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

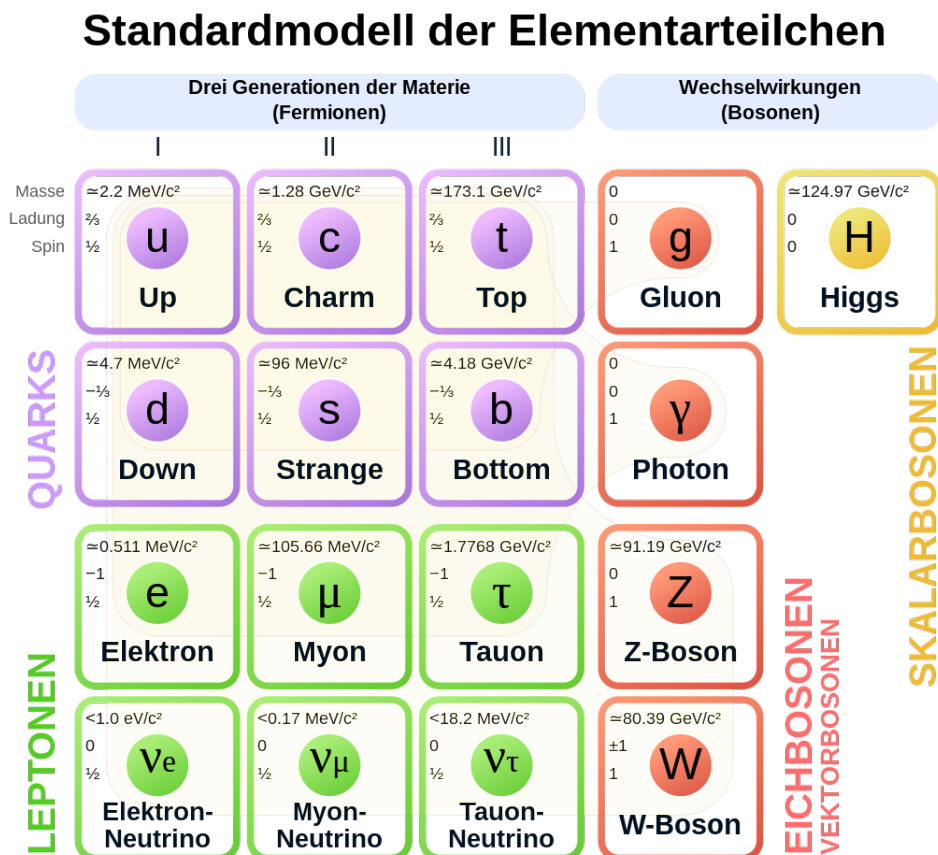


Abbildung 2.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik. Entnommen aus [3]

Das Standardmodell der Teilchenphysik umfasst alle uns bekannten Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist, die Austauschteilchen von drei der vier elementaren Wechselwirkungen sowie das Higgs-Boson. Es wird in Abbildung 2.1 dargestellt und im Folgenden weiter erläutert.

Zu den Materieteilchen zählen sowohl die Quarks als auch die Leptonen. Eine Gemeinsamkeit dieser beiden Gruppen ist der Spin von  $\frac{1}{2}$ . Teilchen mit einem halbzahligen Spin werden Fermionen genannt.

Die Wechselwirkungsteilchen, was die Gluonen, das Photon sowie die  $Z$ - und  $W$ -Bosonen umfasst, hingegen haben den Spin von 1 als Gemeinsamkeit. Das Higgs-Boson hat einen Spin von 0. Teilchen mit einem ganzzahligen Spin werden Bosonen genannt.

Die vier bekannten elementaren Wechselwirkungen sind hierbei die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation kann nicht durch das Standardmodell beschrieben werden.

Das Photon ist das elektrisch neutrale Wechselwirkungsteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Im Gegensatz dazu tragen das Elektron, Myon und Tauon aus der Gruppe der Leptonen eine elektrische Ladung und können somit elektromagnetisch wechselwirken, was auch für sämtliche Quarks und die beiden  $W$ -Bosonen gilt. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben, eine Quantenfeldtheorie welche die Interaktion von Licht und Materie beschreibt. Sie ist der quantentheoretische Gegenpart zur Elektrodynamik.

Die schwache Wechselwirkung hat die drei Bosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  als Austauschteilchen. Die Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Diese tragen, wie auch die Quarks mit denen sie wechselwirken, eine Farbladung. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Der Name kommt von den Farbladungen (diese werden als rot, blau oder grün definiert), die den Quarks und Gluonen zugewiesen werden, sowie den Anti-Farbladungen. Da auch die Gluonen eine Farbladung tragen, welche eine Kombination aus Farbladungen und Antifarbladungen darstellt, können sie untereinander wechselwirken. Dies führt dazu, dass die Energie, die aufgebracht werden muss, um zwei Quarks voneinander zu entfernen, immer weiter, mit der Entfernung der Quarks zueinander, ansteigt. Ab einem Punkt ist dann genug potentielle Energie im System enthalten, um ein neues  $q\bar{q}$ -Paar, wobei ein  $q$  eine Farbladung und ein  $\bar{q}$  eine Antifarbladung trägt, zu erzeugen, wodurch die Existenz von freien Quarks verhindert wird. Aber nicht nur die Existenz freier Quarks wird dadurch verhindert, sondern die Existenz freier Farbladungen im Allgemeinen. Dieser Umstand wird als Confinement bezeichnet. Die starke Wechselwirkung ist dafür verantwortlich, dass Hadronen zusammen halten.[2]

## 2.2 Mesonen

Als Mesonen werden Teilchen bezeichnet, welche aus einem Quark und einem Anti-Quark bestehen. Dabei muss das Anti-Quark nicht das Antiteilchen des beteiligten Quark sein. So ergibt sich eine Vielzahl verschiedener Mesonen, wobei im Folgenden das  $J/\psi$  und die D-Mesonen weiter erläutert werden. Alle hier behandelten Mesonen enthalten entweder ein Charm-Quark (c-Quark) oder ein Anti-Charm-Quark ( $\bar{c}$ -Quark). Das c-Quark ist eines der schweren Quarks, zu denen außerdem das b-Quark sowie das t-Quark gehören.

### 2.2.1 $J/\psi$ -Meson

Das  $J/\psi$ -Meson enthält ein c-Quark und ein  $\bar{c}$ -Quark, weshalb das  $J/\psi$  auch sein eigenes Antiteilchen ist. Mesonen die diese Kombination an Quarks enthalten heißen Charmonium. Das  $J/\psi$  ist hierbei ein Grundzustand.

Der Name rührt daher, dass zwei verschiedene Forschungsgruppen dieses Teilchen unabhängig voneinander zur gleichen Zeit entdeckt haben. Dabei handelt es sich um die Gruppe von Samuel Chao Chung Ting (MIT), welche Beryllium mit hochenergetischen Protonen beschoss und das entdeckte Teilchen J nannten, sowie die Gruppe von Burton Richter (SLAC), welche die  $e^+e^-$ -Annihilation untersuchte und das entdeckte Teilchen  $\psi$  nannte. Dafür erhielten beide Forscher 1976 den Nobelpreis.[4][5]

Das  $J/\psi$  hat eine Ruheenergie von  $(3.096,9 \pm 0,006)$  MeV und eine Zerfallsbreite von  $(92,9 \pm 2,8)$  keV. Mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(87,7 \pm 0,5)$  % zerfällt es in Hadronen und mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(5,971 \pm 0,032)$  % in ein Positron und ein Elektron, welcher ein Zerfall ist, der zum Nachweis der  $J/\psi$  genutzt wird.[6]

Die Produktion des  $J/\psi$  kann in einer Kollision entweder prompt oder non-prompt sein. Im Falle des prompt  $J/\psi$  entsteht es direkt aus der Kollision oder aus der Abregung eines, in der Kollision entstandenen, angeregten Mesons, beispielsweise dem  $\Psi(2S)$ . Im Fall des non-prompt  $J/\psi$  ist es das Zerfallsprodukt eines B-Hadrons.

### 2.2.2 D-Mesonen

Zu den D-Mesonen gehören drei verschiedene Quark Kombinationen sowie deren Antiteilchen. Das  $D^0$ -Meson besteht aus einem c-Quark und einem Anti-Up-Quark, hat eine Ruheenergie von  $(1.864,84 \pm 0,05)$  MeV und eine Lebensdauer von  $(410,3 \pm 1) \cdot 10^{-15}$  s. Das  $D^+$ -Meson ist aus einem c-Quark und einem Anti-Down-Quark zusammengesetzt, hat eine Ruheenergie von  $(1.869,66 \pm 0,05)$  MeV und eine Lebensdauer von  $(1.033 \pm 5) \cdot 10^{-15}$  s. Das  $D_S^+$ -Meson beinhaltet ein c-Quark und ein Anti-Strange-Quark, hat eine Ruheenergie von  $(1.968,35 \pm$

0,07) MeV und eine Lebensdauer von  $(504 \pm 4) \cdot 10^{-15}$  s. [6]

Auch die Produktion der D-Mesonen wird in prompt und non-prompt unterteilt.

## 2.3 Kinematische Variablen der Teilchenphysik

Bei den in dieser Arbeit betrachteten pp-Kollisionen sind, wie auch in den Kollisionen anderer Teilchen, die Rapidity ( $y$ ) und der Transversalimpuls ( $p_T$ ) wichtig. Die in der Arbeit betrachteten Wirkungsquerschnitte werden in Abhängigkeit dieser beiden Größen dargestellt. Außerdem werden im Folgenden natürliche Einheiten verwendet, das bedeutet es gilt  $c = 1 = \hbar$ .

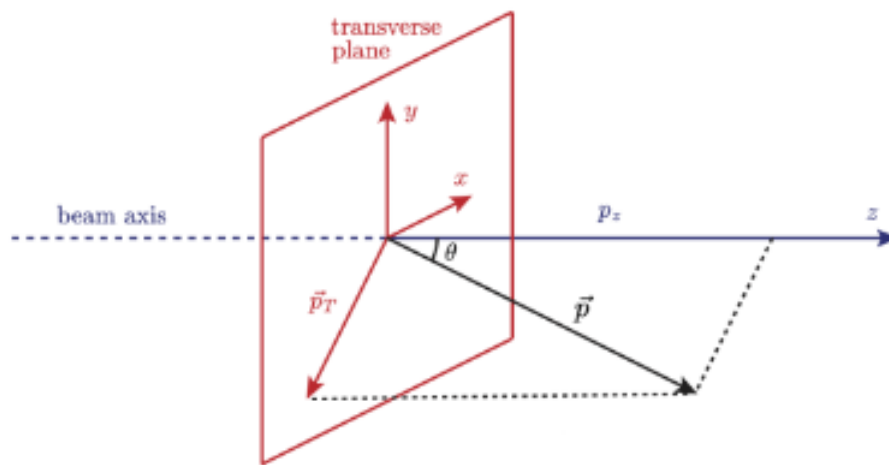


Abbildung 2.2: Darstellung der Kollision im Koordinatensystem. Entnommen aus [7]

Der Impuls eines Teilchens ( $p$ ) kann durch

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (2.1)$$

aus den Impulsen entlang der drei Raumrichtungen ( $p_x$ ,  $p_y$  und  $p_z$ ) erhalten werden.

Der Transversalimpuls erhält seinen Namen daher, dass es sich hier um den Anteil des Impulses des Teilchens handelt, welcher senkrecht (also transversal) zur Strahlachse (in z-Richtung) verläuft (vgl. Abbildung 2.2). Somit ergibt sich

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.2)$$

Der Transversalimpuls wird üblicherweise in der Einheit eV angegeben.

Der Transversalimpuls kann auch in Abhängigkeit des Winkels  $\theta$ , dem Winkel zwischen Bewegungsrichtung und Strahlachse, angegeben werden:

$$p_T = \sin(\theta) \cdot p \quad (2.3)$$

In der Teilchenphysik wird die Rapidität relativ zur Strahlachse verwendet. Berechnen lässt sich  $y$  mit

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

wobei  $E$  die Gesamtenergie des Teilchens ist. Die Rapidität ist eine einheitenlose Größe. Die Gesamtenergie erhält man aus der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung:

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 + m^2 \cdot c^4. \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $m$  die Ruhemasse des Teilchens.

Es gilt also, dass die Rapidität 0 wird, wenn  $p_z=0$  ist, da  $\ln\left(\frac{E}{E}\right) = 0$ . Wenn  $p_z$  hingegen große positive Werte annimmt, geht die Rapidität gegen  $+\infty$ . Bei großen negativen Werten geht sie gegen  $-\infty$ .

Als Letztes wird hier die Pseudorapidität ( $\eta$ ) eingeführt:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \log \left( \frac{p + p_z}{p - p_z} \right). \quad (2.6)$$

Für den Fall, dass  $p \gg m$  ist, geht  $E$  gegen  $p$  und somit auch  $\eta$  gegen  $y$  (vgl. Gl.(2.5)). Da dies bei den in dieser Arbeit betrachteten hochenergetischen Teilchenkollisionen der Fall ist, kann die Pseudorapidität die Rapidität annähern.

Alternativ kann die Pseudorapidität auch mit

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \log \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\log \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.7)$$

angegeben werden.

Diese Definition zeigt den Nutzen der Pseudorapidität: sie hängt nur von dem Winkel ab, unter dem das Teilchen detektiert wird. Das Teilchen muss nicht zuerst identifiziert werden, um seine Masse zu bestimmen. Es muss lediglich die Bewegungsrichtung des Teilchens bestimmt werden.[7]

## 2.4 Der Large Hadron Collider

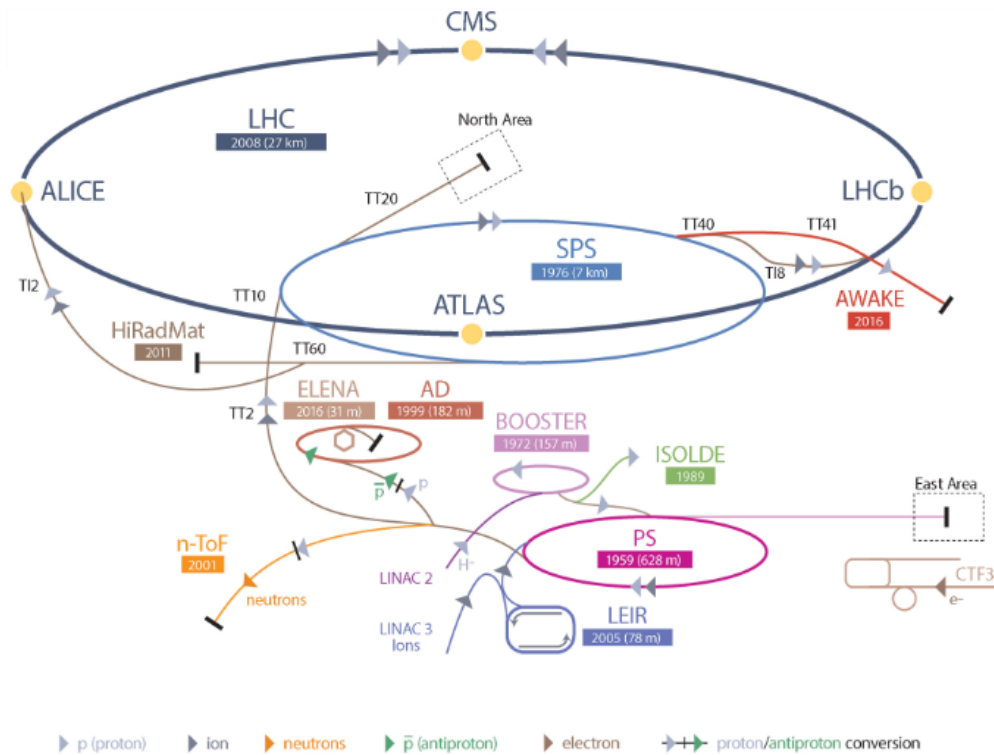


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Beschleunigerkomplexes am CERN vom LHC Run 2. Grafik entnommen aus [8]

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der weltweit größte Teilchenbeschleuniger mit einer Länge von 26,7 km, welcher sich am CERN in der Schweiz sowie in Frankreich befindet. Der LHC ist ein Synchrotron, welche sich dadurch auszeichnen, dass die Stärke der Magnetfelder, mit denen die beschleunigten Teilchen auf einer Kreisbahn gehalten werden, synchron mit der Geschwindigkeit der Teilchen erhöht wird. Der LHC arbeitet mit zwei Beschleunigungsringen, die die Teilchen (in dieser Arbeit werden Proton-Proton Kollisionen untersucht, die Protonen werden vom Beschleunigerkomplex des CERN injiziert, siehe Abbildung 2.3) in entgegengesetzter Richtung beschleunigen.

Mit dem LHC ist es möglich, die Teilchen auf relativistische Geschwindigkeiten zu beschleunigen, womit, bei der Kollision, Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erreicht werden sollen. Für diese Arbeit wurden Daten bei Kollisionsenergien von 5,02 TeV sowie 13 TeV verwendet. An vier Stellen kreuzen sich die beiden Beschleunigungsringe, wodurch die Teilchen kollidieren können. An diesen vier Stellen werden vier große Detektoren genutzt: ATLAS (**A** Toroidal **LHC** **A**pparatu**S**), LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty), CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) und ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment). Es werden Daten sowohl von ALICE als auch von LHCb verwendet, weshalb diese beiden im Folgenden weiter erläutert werden. Da

vor allem Daten von ALICE genutzt werden wird hier noch mehr ins Detail gegangen. Aktuell läuft der LHC Run 3. Die hier verwendeten Daten stammen aus dem LHC Run 2.[9][10]

### 2.4.1 Der ALICE Detektor

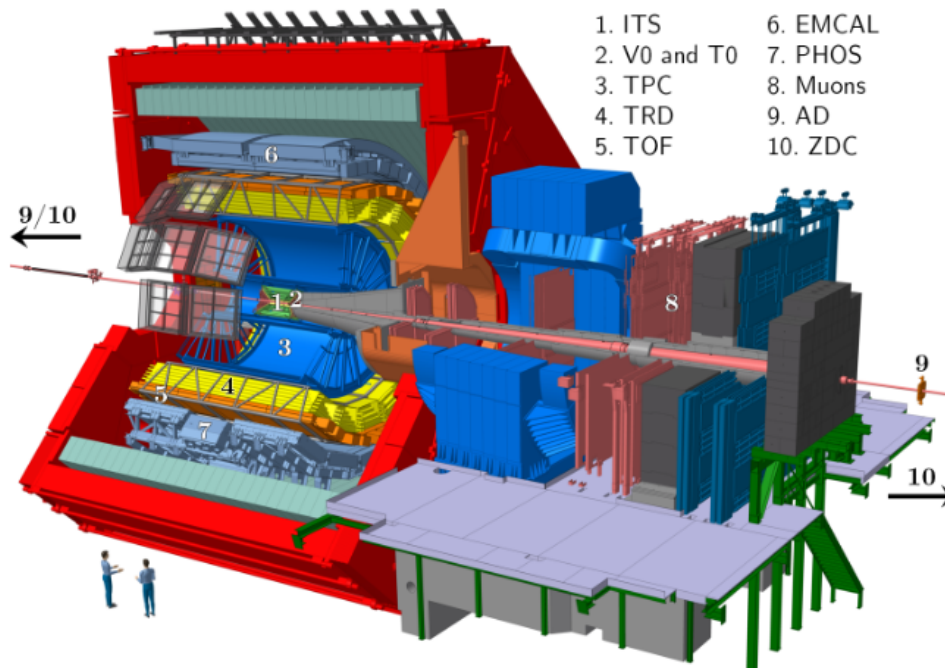


Abbildung 2.4: Darstellung des ALICE Detektors. Grafik entnommen aus [11]

Der ALICE Detektor (Abbildung 2.4) ist  $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$  groß und wiegt dabei ungefähr 10.000 t. In der Abbildung 2.4 erkennt man verschiedene Detektorteile, welche zylindrisch um das Strahlrohr, einem Beryllium Zylinder mit einer Wanddicke von  $800 \mu\text{m}$  und einem Radius von 3 cm, gebaut sind.

Das Ziel von ALICE ist es, das Quark-Gluon-Plasma (QGP), einen extremen Zustand von Materie mit hoher Temperatur und hohem Druck, und die starke Wechselwirkung zu untersuchen. Dabei werden Bleikerne zunächst beschleunigt und anschließend im Detektor zur Kollision gebracht. Die extremen Energiedichten und Temperaturen, die bei solchen Blei-Blei Kollisionen entstehen, sind nötig, damit sich ein QGP bilden kann. Es werden allerdings nicht nur Kollisionen zwischen Bleikernen (Pb–Pb) untersucht, sondern auch Proton-Proton (pp) und Proton-Blei (p–Pb) Kollisionen.

Um diese Kollisionen zu untersuchen, besteht der ALICE Detektor aus 11 Subdetektoren. Zwei wichtige Subdetektoren für die Detektion des  $J/\psi$  und der D-Mesonen sind das Inner Tracking System (ITS) und die Time Projection Chamber (TPC). Außerdem wird für alle Teilchen der V0 Detektor, bestehend aus dem V0A Detektor mit  $2,8 < \eta < 5,1$  und dem

V0C Detektor mit  $-3,7 < \eta < -1,7$ , genutzt, um die Events, die gemessenen Kollisionen, zu selektieren. Hierbei wurde ein Minimum Bias Trigger gewählt, bei welchem sowohl im V0A als auch im V0C Detektor mindestens ein Teilchen detektiert werden muss. Ist dies nicht der Fall, wird das Event für diese Analyse nicht verwendet.[12]

## ITS

Das Inner Tracking System (ITS) ist der innerste Subdetektor. Mit diesem können nicht nur der Primärvertex, der Punkt der initialen Kollision, mit einer Genauigkeit von  $100 \mu\text{m}$  bestimmt werden, sondern auch sekundäre Zerfallsvertices rekonstruiert werden. Außerdem kann das ITS unter anderem verwendet werden um Teilchen mit niedrigem Impuls ( $p < 200 \text{ MeV}$ ) zu identifizieren und zu tracken, oder die Impuls- und Winkelauflösung der TPC zu verbessern.

Das ITS besteht aus sechs Schichten von drei verschiedenen Silizium Detektoren, welche zylindrisch entlang der Strahlachse verlaufen und ein Rapiditätsintervall von  $|\eta| < 0,9$  abdecken. Die Radien liegen hierbei zwischen 4 und 43 cm.

Aufgrund der erwarteten hohen Teilchendichte von bis zu 50 Teilchen pro  $\text{cm}^2$  wurden für die inneren beiden Schichten Silizium Pixel Detektoren (SPD) gewählt, welche einen binären Output geben, wohingegen die vier äußeren Schichten einen analogen Output geben. Dadurch wird das Tracking der Teilchen ermöglicht. Die beiden folgenden Schichten bestehen aus Silizium Drift Detektoren (SDD) und die äußeren beiden Schichten, wo die erwartete Teilchendichte bei unter einem Teilchen pro  $\text{cm}^2$  liegt, werden Silizium Streifen Detektoren (SSD) verwendet. Diese dienen dazu die Flugbahnen der Teilchen, die von der TPC gemessen werden, mit den Bahnen im ITS abzugleichen. Die vier äußeren Schichten messen außerdem den Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  von durchlaufenden Teilchen in Materie. So ist es möglich, die Teilchen zu identifizieren.[12]

## TPC

Die Time Projection Chamber (TPC) ist ein  $90 \text{ m}^3$  großer, mit einem Gasgemisch aus  $\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$  (86/9/5)[13] gefüllter hohler Zylinder (innerer Radius 85 cm und äußerer Radius 250 cm), welcher ein Rapiditätsintervall von  $|\eta| < 0,9$  abdeckt. Sie ist in der Lage, den Impuls geladener Teilchen zu messen und Teilchen zu identifizieren. Dabei kann ein  $p_T$ -Bereich von  $0,1 \text{ GeV}$  bis  $100 \text{ GeV}$  abgedeckt werden.

In Abbildung 2.5 sieht man den mit Gas gefüllten Zylinder und die sich darin befindende Anode. Sie liegt in der Mitte des Zylinders und hat eine Dicke von  $22 \mu\text{m}$ , eine Ausrichtung von  $90^\circ$  zur Strahlachse und eine Spannung von  $100 \text{ kV}$ . An den beiden Enden befinden sich Kathoden, was ein elektrisches Feld zur Folge hat, welches Elektronen, welche die Folge der



Ionisierung des Gases beim Durchlauf der Teilchen sind, nach außen bewegt. An den Enden befinden sich, auf 18 voneinander getrennten Trapezoiden pro Seite, insgesamt 560.000 Sensoren (Readout Pads) in verschiedenen Größen ( $4 \times 7,5 \text{ mm}^2$ ,  $6 \times 10 \text{ mm}^2$  und  $6 \times 15 \text{ mm}^2$ ), welche die Elektronen messen und eine Fläche von  $32,5 \text{ m}^2$  einnehmen. In diesem Setup haben die Elektronen eine maximale Driftzeit von  $90 \mu\text{s}$ . [12]

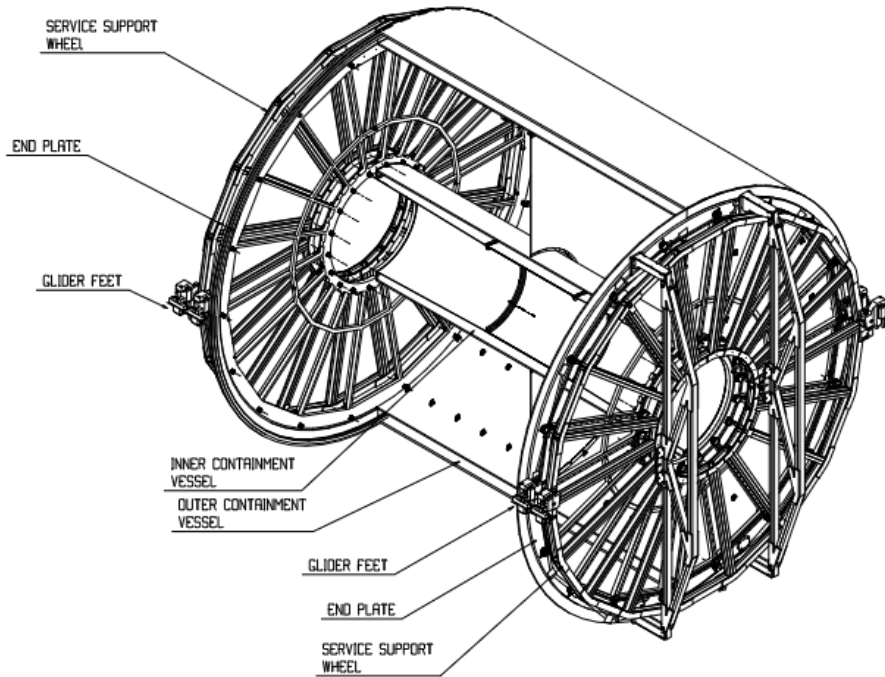


Abbildung 2.5: Grafik zur TPC. Entnommen aus [12]

### 2.4.2 Der LHCb Detektor

Es werden auch Datensätze verwendet, die vom LHCb Detektor aufgenommen wurden. Hierbei handelt es sich um ein Experiment, um CP Verletzungen und den Zerfall von Hadronen mit bottom Anteil zu messen. Letztere können über einen Zerfall in ein  $J/\psi$  nachgewiesen werden, welches wiederum in zwei Myonen zerfällt. Daher werden in dieser Arbeit auch LHCb Daten zu Zerfällen von  $J/\psi$ -Mesonen betrachtet. Diese werden für die Bestimmung des rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnittes genutzt. Der LHCb-Detektor ist ein einarmiges Spektrometer, welches eine Pseudorapidität von  $1,6 < \eta < 4,9$  abdeckt. [14] [15] [16]



## 3 Monte Carlo Simulationen mit EPOS4 und ROOT Auswertung

Bei einer Monte Carlo (MC) Simulation werden Zufallszahlen verwendet, um Prozesse zu simulieren oder approximativ Lösungen zu Problemen zu finden. In diesem Fall werden damit Proton-Proton Kollisionen simuliert. Diese Art der Simulationen basiert auf Wahrscheinlichkeiten und benötigt, um möglichst genau zu werden, viele Wiederholungen. Weitere Informationen zu MC Simulationen können aus „Grundlagen der Monte Carlo Methoden“[17] entnommen werden. Zur Simulation der Daten wurde EPOS4[1] verwendet. Die Daten wurden anschließend mit Hilfe von ROOT[18], einem Data Analysis Framework vom CERN, ausgewertet.

### 3.1 EPOS4

EPOS ist ein Akronym und steht für **E**nergy conservation (Energie Erhaltung), **P**arallel scattering (Parallele Streuung), **factO**rization (Faktorisierung) und **S**aturation (Sättigung). Die 4 steht hier für die Versionsnummer 4.0.0. Dies ist die EPOS Version, die in dieser Arbeit verwendet wurde.

Parallel scattering bedeutet, dass die einzelnen Partonen, die Teilchen, aus denen die Nucleonen aufgebaut sind (sowohl Quarks als auch Gluonen), parallel aneinander streuen. Mit Hilfe der Faktorisierung können, bei hohem Impulsübertrag, Wirkungsquerschnitte für bestimmte Prozesse in der QCD angegeben werden, indem der Prozess in kurzreichweitige und langreichweitige Physik unterteilt wird. Die meisten Ereignisgeneratoren (ein Programm das verwendet wird, um Teilchen Kollisionen zu simulieren) nutzen die Faktorisierung als Grundlage für die Berechnungen. Da beim Ansatz der Faktorisierung davon ausgegangen wird, dass die Partonen nacheinander streuen, dies allerdings nicht der Fall ist, muss die Faktorisierung mit dem parallel scattering zusammen gebracht werden, um einen Ereignisgenerator zu verbessern. Um dies zu erreichen, verwendet EPOS4 das Phänomen der Saturation, auch als small x physics bekannt, wobei Bjorken-x durch  $x = \frac{p}{P_h}$  gegeben ist mit dem Impuls eines

Partons ( $p$ ) und dem Impuls des Hadrons ( $P_h$ ). Mit steigender Energie werden hierbei Partonen, die kleine Werte von Bjorken- $x$  haben, wichtiger, da ihre Parton Dichte Funktionen (PDF) in diesem Bereich ansteigen.[1]

Aufgrund eines Fehlers im Code wurde bei bestimmten  $J/\psi$ s die Energie des Teilchens anstatt der  $z$ -Komponente des Impulses  $p_z$  gespeichert. Dies wurde im Verlauf der Arbeit bemerkt, berichtet und vom EPOS4 Team behoben. Die verwendete EPOS4 Version beinhaltet diesen Bugfix, wird aber nicht als eigene Version aufgelistet.[19]

### Einstellungen für die EPOS4 Simulationen

Es wurden 5 Millionen Proton-Proton Kollisionen mit EPOS4 simuliert. Diese wurden auf 4 Simulationen mit jeweils 1,25 Millionen Events aufgeteilt. Eine Simulation umfasst dabei eine zuvor festgelegte Anzahl an Events die dann mit EPOS4 simuliert werden, ein Event ist eine einzelne Proton-Proton Kollision. Bei diesen Simulationen gibt EPOS4 root-Dateien aus. In diesen werden die simulierten Events mit Informationen über die entstandenen Teilchen, deren Impulse sowie Energien gespeichert. Der inelastische  $pp$ -Wirkungsquerschnitt kann durch das EPOS4 interne Analyse Tool ausgegeben werden.

Bei einer EPOS4 Simulationen müssen bestimmte Parameter vorgegeben werden. Beispiele dafür sowie Erklärungen zu den Parametern selbst können [20] entnommen werden. Neben der Zahl der Events und der Schwerpunktsenergie muss die Art der Kollision („hadron“ für die Proton-Proton Kollision) angegeben werden, sowie die kollidierenden Teilchen selber (Massenzahl sowie Protonenzahl). Desweiteren wurde für die Simulation „core“(core corona procedure) auf „PFE“ (Parameterized Fluid Expansion) gesetzt. Daher werden „hydro“(hydrodynamic evolution), „eos“(equation of state) sowie „hacas“(hadronic cascade) auf „off“ gesetzt. Bei dieser Konfiguration wird die Kern-Corona Prozedur gestartet und die Expansion des Fluids nachgeahmt. Dadurch wird Rechenleistung eingespart und die Events können in einer kürzeren Zeit simuliert werden. Eine vollständige Liste über die Einstellungen ist in 6 (siehe Anhang) gegeben.[20]

## 3.2 ROOT

Die aus EPOS4 erhaltene root-Datei kann anschließend mit Hilfe von ROOT analysiert werden. Hierbei wurden die Events nach  $J/\psi$  und D-Mesonen durchsucht, anschließend wurden die gefundenen Teilchen in prompt und non-prompt unterteilt. Bei dem  $J/\psi$  wurde dazu der EPOS4 interne Werte „ist“, der Status Wert des Teilchens, genutzt, bei den D-Mesonen

wurde dies durch eine Untersuchung des jeweiligen Events und der Zerfallskette, in welcher das D-Meson auftritt, unterschieden. Anschließend wurden die Teilchen anhand ihrer Rapidität bzw ihres Transversalimpulses in ein Histogramm eingeordnet, welches in einem zweiten Schritt mit den Daten aus ALICE und LHCb verglichen wurde.



## 4 Analyse

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der EPOS4 Simulationen dargestellt und besprochen werden.

Zunächst werden die Berechnungen der Unsicherheiten, die in den Histogrammen gezeigt werden, erläutert.

Anschließend wird die Berechnung für die im Anschluss besprochenen Wirkungsquerschnitte erläutert. Als erstes wird dann der Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt ermittelt.

Danach wird der Wirkungsquerschnitt des  $J/\psi$ s besprochen. Dabei wird sowohl ein Blick auf den rapiditätsabhängigen als auch den  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnitt geworfen. Außerdem wird zwischen prompter und non-prompter  $J/\psi$  Produktion unterschieden.

Abschließend folgen die D-Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  und  $D_S^+$ . Bei diesen werden lediglich die  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnitte betrachtet und es wird auch wieder zwischen prompter und non-prompter Produktion unterschieden.

### 4.1 Unsicherheiten

Bei den Daten wird unterschieden zwischen statistischen und systematischen Unsicherheiten. In den Histogrammen werden die systematischen Unsicherheiten als Fehlerboxen angegeben, die statistischen mit Hilfe von Fehlerbalken. Für EPOS4 werden nur statistische Unsicherheiten angegeben.

In den Histogrammen werden nicht nur die verschiedenen Datenpunkte mit ihren Unsicherheiten dargestellt sondern auch der Quotient aus EPOS4 Daten und ALICE Daten. Hierbei werden ebenfalls Unsicherheiten angegeben, die mit Hilfe einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet werden.

Zunächst muss die kombinierte Unsicherheit der ALICE Daten ( $\sigma_{\text{ALICE}}$ ) berechnet werden:

$$\sigma_{\text{ALICE}} = \sqrt{\sigma_{\text{sys}}^2 + \sigma_{\text{stat}}^2} \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $\sigma_{\text{sys}}$  die systematische Unsicherheit der ALICE Daten und  $\sigma_{\text{stat}}$  die statistische Unsicherheit der ALICE Daten.

So ist es möglich, die Gaußsche Fehlerfortpflanzung durchzuführen. Für den Quotienten werden die Unsicherheit aus den ALICE Daten und die Unsicherheit aus den EPOS Daten getrennt dargestellt und daher werden diese auch getrennt berechnet.

Die Unsicherheit des Quotienten, die aus den ALICE Daten stammt ( $\sigma_{\text{Ratio,ALICE}}$ ), wird mit

$$\sigma_{\text{Ratio,ALICE}} = \frac{\sigma_{\text{ALICE}}}{v_{\text{ALICE}}} \quad (4.2)$$

berechnet. Hierbei ist  $v_{\text{ALICE}}$  der Datenpunkt der ALICE Daten.

Analog wird die Unsicherheit des Quotienten, die aus den EPOS Daten stammt ( $\sigma_{\text{Ratio,EPOS}}$ ), mit

$$\sigma_{\text{Ratio,EPOS}} = \frac{\sigma_{\text{EPOS}}}{v_{\text{ALICE}}} \quad (4.3)$$

berechnet. Hier ist  $\sigma_{\text{EPOS}}$  die statistische Unsicherheit der EPOS4 Daten.

Eine Besonderheit liegt bei den Unsicherheiten der D-Mesonen. Bei den prompt-Teilchen sind die systematischen Unsicherheiten asymmetrisch. Dies lässt sich mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung nicht bewältigen. Allerdings liegen die Unsicherheiten in positiver und negativer Richtung nicht weit auseinander; diese Abweichung liegt in keinem Fall über 15%, größtenteils liegt sie unter 10%. Daher werden diese gemittelt und anschließend wird mit einer symmetrischen Unsicherheit weiter gerechnet.

## 4.2 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Um die Wirkungsquerschnitte der Mesonen anzugeben, wird die Formel

$$\frac{\sigma_{J/\psi}}{N_{J/\psi}} = \frac{\sigma_{\text{pp}}}{N_{\text{pp}}} \Leftrightarrow \sigma_{J/\psi} = \frac{\sigma_{\text{pp}}}{N_{\text{pp}}} \cdot N_{J/\psi}, \quad (4.4)$$

verwendet, welche zu

$$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dy \cdot dp_T} = \frac{\sigma_{\text{pp}}}{N_{\text{pp}}} \cdot N_{J/\psi} \cdot \frac{1}{w} \cdot \frac{1}{\Delta y} \cdot \frac{1}{\Delta p_T} \quad (4.5)$$

ergänzt wird. Hierbei ist  $\sigma_{\text{pp}}$  der inelastische Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton Kollision ( $\sigma_{\text{pp},5}$  bei 5,02 TeV und  $\sigma_{\text{pp},13}$  bei 13 TeV),  $N_{\text{pp}}$  (= 5 000 000) die Anzahl der Events,  $\sigma_{J/\psi}$  der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $J/\psi$  und  $N_{J/\psi}$  die Anzahl der entstanden  $J/\psi$ s. Darüber hinaus ist  $w$  die Gewichtung, welche bei prompt  $J/\psi$ s hinzu kommt, da deren



Vorkommen bei EPOS4 künstlich erhöht wird,  $\Delta y$  ist das Rapiditätsintervall, wenn nach so einem gefiltert wird und  $\Delta p_T$  ist das betrachtete Intervall des Transversalimpulses und, in den Histogrammen, die in Abhängigkeit von diesem sind, die Binbreite der Datenpunkte. Hierbei ist  $w = 35,7143$  (oder 1 wenn die Gewichtung wegfällt) und  $\Delta y = 1,8$  bei den  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnitten des  $J/\psi$ s (bei den D-Mesonen beträgt der Wert 1, da hier  $|y| < 0,5$ ). Die Formel (4.5) gilt analog für die D-Mesonen.

Durch diese Normierung ist es möglich, die EPOS4 Daten mit den ALICE Daten zu vergleichen.

Der inelastische Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton Kollision ist die Basis für diese Formel und dieser wird sowohl für 5,02 TeV als auch für 13 TeV bestimmt. Dazu wurden für jede der beiden Kollisionsenergien 20 Simulationen durchgeführt, da EPOS4 für jede Simulation einen Wirkungsquerschnitt festlegt und diesen anschließend für jedes Event, welches in dieser Simulation generiert wird (1,25 bzw 5 Mio), verwendet. Die von EPOS4 ausgegebenen Wirkungsquerschnitte werden in Tabelle 6.1 für 5,02 TeV und in Tabelle 6.2 für 13 TeV dargestellt (siehe Anhang). Über die erhaltenen Wirkungsquerschnitte wird gemittelt, um so einen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, mit dem weiter gerechnet werden kann.

Der so erhaltene mittlere Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu  $(71.833,5 \pm 441,1) \mu\text{b}$  bei 5,02 TeV (bzw.  $(81.589,5 \pm 582,0) \mu\text{b}$  bei 13 TeV). Der Wert für 13 TeV weicht ein wenig von dem Wert aus [21] ab, welcher hier  $(77,41 \pm 1,09) \text{mb}$  beträgt. Der von EPOS4 erhaltene Wert weicht um circa 5% von diesem ab.

### 4.3 Wirkungsquerschnitte des $J/\psi$

In diesem Kapitel werden rapiditäts- und  $p_T$ -abhängige  $J/\psi$  Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die EPOS4 Simulationen werden mit Daten von ALICE verglichen. Bei den rapiditätsabhängigen Verteilungen wird außerdem mit Daten von LHCb bei höherer Rapidität verglichen. Es wird immer zwischen prompt und non-prompt  $J/\psi$ s unterschieden. Die Datenpunkte von EPOS4 werden mit grünen Punkten, die von ALICE mit roten Rechtecken und die von LHCb mit blauen Dreiecken dargestellt. Im unteren Bereich der Histogramme wird der Quotient aus EPOS4 (MC für Monte Carlo) und den Daten (aus ALICE bzw LHCb) dargestellt.

#### 4.3.1 Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Rapidität

In Abbildung 4.1 ist der rapiditätsabhängige Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$ s im Bereich  $-0,9 < y < 4,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  dargestellt. Es werden  $J/\psi$  von EPOS4 und ALICE

mit  $p_T > 0$  GeV und LHCb mit  $p_T < 14$  GeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE haben hier einen Datenpunkt. Dieser liegt bei ca  $4,9 \mu\text{b}$  im Bereich  $|y| < 0,9$ . Die experimentellen Daten aus LHCb liegen im Intervall  $2 < y < 4,5$ . Mit steigender Rapidität sinkt der Wirkungsquerschnitt monoton von ca  $4,1 \mu\text{b}$  auf etwa  $2,1 \mu\text{b}$ . Die simulierten Daten von EPOS4 liegen im Bereich  $|y| < 0,9$  bei leicht über  $4,3 \mu\text{b}$  und stellen im untersuchten Rapiditätsbereich das Maximum der simulierten Daten dar. Im Intervall  $2 < y < 4,5$  sinken sie, mit steigender Rapidität, von knapp  $4,3 \mu\text{b}$  auf etwa  $2,1 \mu\text{b}$ . EPOS4 unterschätzt, im Vergleich zu den experimentellen Daten aus ALICE, die  $J/\psi$  Produktion um ungefähr 10%. Im Vergleich zu den experimentellen Daten aus LHCb unterschätzt EPOS4 die  $J/\psi$  Produktion im Intervall  $2,5 < y < 4$  um bis zu 10%. In den Bereichen  $2 < y < 2,5$  und  $4 < y < 4,5$  liegen die EPOS4 Datenpunkte innerhalb der Unsicherheit. Im ersterem Bereich liegt der Datenpunkt am oberen Bereich der LHCb Unsicherheit, beim Letzterem liegt der EPOS4 Datenpunkt sehr genau auf dem von LHCb.

In Abbildung 4.2 ist der rapiditätsabhängige Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $J/\psi$ s im Bereich  $-0,9 < y < 4,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV dargestellt. Hierbei werden  $J/\psi$  von EPOS4 und ALICE mit  $p_T > 0$  GeV und LHCb mit  $p_T < 14$  GeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE haben hier einen Datenpunkt, welcher im Bereich  $y < 0,9$  bei knapp  $0,8 \mu\text{b}$  liegt. Die experimentellen Daten aus LHCb befinden sich im Intervall  $2 < y < 4,5$  und der Wirkungsquerschnitt nimmt mit steigender Rapidität von etwa  $0,5 \mu\text{b}$  bis gut  $0,1 \mu\text{b}$  monoton ab. Die simulierten Daten von EPOS4 liegen im Bereich  $|y| < 0,9$  bei etwa  $2,4 \mu\text{b}$  und bilden das Maximum der simulierten Daten im untersuchten Rapiditätsbereich. Im Intervall  $2 < y < 4,5$  fallen die Datenpunkte, mit steigender Rapidität, von etwa  $2 \mu\text{b}$  auf knapp  $0,6 \mu\text{b}$  ab. EPOS4 überschätzt im gesamten betrachteten Rapiditätsbereich die experimentellen Daten. Im Vergleich zu den experimentellen Daten aus ALICE liegt der Wirkungsquerschnitt bei EPOS4 etwa drei mal höher, im Vergleich zu LHCb liegen die Datenpunkte aus EPOS4 zwischen drei und sechs mal höher.

Die Abbildung 4.3 zeigt den rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$ s im Bereich  $0 < y < 4,5$  bei  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Es werden  $J/\psi$  von EPOS4 und ALICE mit  $p_T > 0$  GeV und LHCb mit  $p_T < 14$  GeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE liegen zwischen  $7$  und  $7,5 \mu\text{b}$  und im Intervall  $y < 0,9$ . Sie schwanken etwas in diesem Bereich, können aber, im Rahmen der Unsicherheit, als konstant angenommen werden. Die experimentellen Daten aus LHCb liegen im Intervall  $2 < y < 4,5$ , wobei der Wirkungsquerschnitt mit steigender Rapidität monoton sinkt von etwa  $7 \mu\text{b}$  bis auf circa  $4,5 \mu\text{b}$ . Die simulierten Daten von EPOS4 liegen um  $5 \mu\text{b}$  im Bereich  $y < 0,9$ . In den Intervallen  $2 < y < 2,5$  und

$2,5 < y < 3$  liegen die beiden Werte bei über  $6,5 \mu\text{b}$ , wobei der zweite Datenpunkt etwas höher als der erste liegt und das Maximum der simulierten Daten im untersuchten Rapiditybereich darstellt. Diese deutliche Erhöhung von  $0,5 < y < 0,9$  zu  $2 < y < 2,5$  stimmt nicht mit dem Trend der experimentellen Daten aus ALICE und LHCb überein. Im Bereich  $3 < y < 4,5$  fallen die Datenpunkte dann auf knapp über  $4 \mu\text{b}$  ab. Im Vergleich zu den experimentellen Daten aus ALICE unterschätzt EPOS4 die  $J/\psi$  Produktion um ungefähr 30%, wobei die Abweichung nur sehr leicht schwankt. Im Vergleich zu den experimentellen Daten aus LHCb hingegen liegen alle Datenpunkte aus den EPOS4 Simulationen innerhalb der Unsicherheiten. Sie befinden sich am unteren Rand der Unsicherheit außer in dem Intervall  $2,5 < y < 3,5$ , wo die Datenpunkte sehr genau auf denen von LHCb liegen.

Die Abbildung 4.4 zeigt den rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$ s im Bereich  $-0,9 < y < 4,5$  bei  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Dargestellt werden  $J/\psi$  von EPOS4 und ALICE mit  $p_T > 0 \text{ GeV}$  und LHCb mit  $p_T < 14 \text{ GeV}$ . Die experimentellen Daten aus ALICE haben einen Datenpunkt bei gut  $1,6 \mu\text{b}$  im Bereich  $|y| < 0,9$ . Die experimentellen Daten aus LHCb liegen in einem Intervall von  $2 < y < 4,5$  und fallen, mit steigender Rapidity, monoton von etwa  $1,2$  auf knapp  $0,6 \mu\text{b}$  ab. Die simulierten Daten von EPOS4 liegen bei gut  $3,6 \mu\text{b}$  im Bereich  $|y| < 0,9$  und steigen im Intervall  $2 < y < 3$  von etwa  $5$  auf circa  $5,2 \mu\text{b}$  an, wo sich auch das Maximum der simulierten Daten befindet. Dieser Anstieg in den EPOS4 Daten stimmt nicht mit dem Trend der experimentellen Daten aus ALICE und LHCb überein. Im Intervall  $3 < y < 4,5$  fallen die Datenpunkte dann monoton bis etwa  $2,4 \mu\text{b}$  ab. Im Vergleich zu den experimentellen Daten überschätzt EPOS4 die  $J/\psi$  Produktion im gesamten betrachteten Rapiditybereich. Im Vergleich zu dem ALICE Datenpunkt liegt EPOS4 etwa doppelt so hoch, im Vergleich zu den LHCb Daten weicht EPOS4 um einen Faktor von bis zu 5 ab. Im Intervall  $2,5 < y < 4,5$  ist diese Abweichung konstant im Rahmen der Unsicherheit.

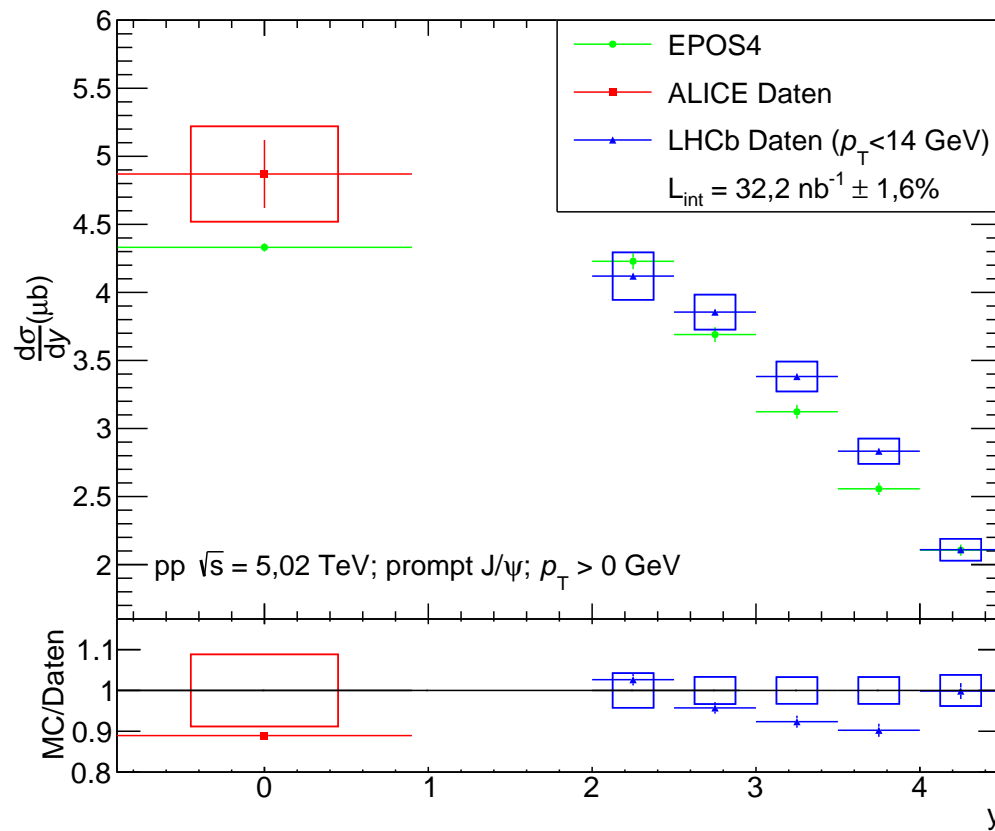


Abbildung 4.1: Rapidityabhängiger Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22] und für LHCb aus [16]. EPOS4 Simulationsdaten sind in grün, ALICE Daten in rot und LHCb Daten in blau dargestellt.

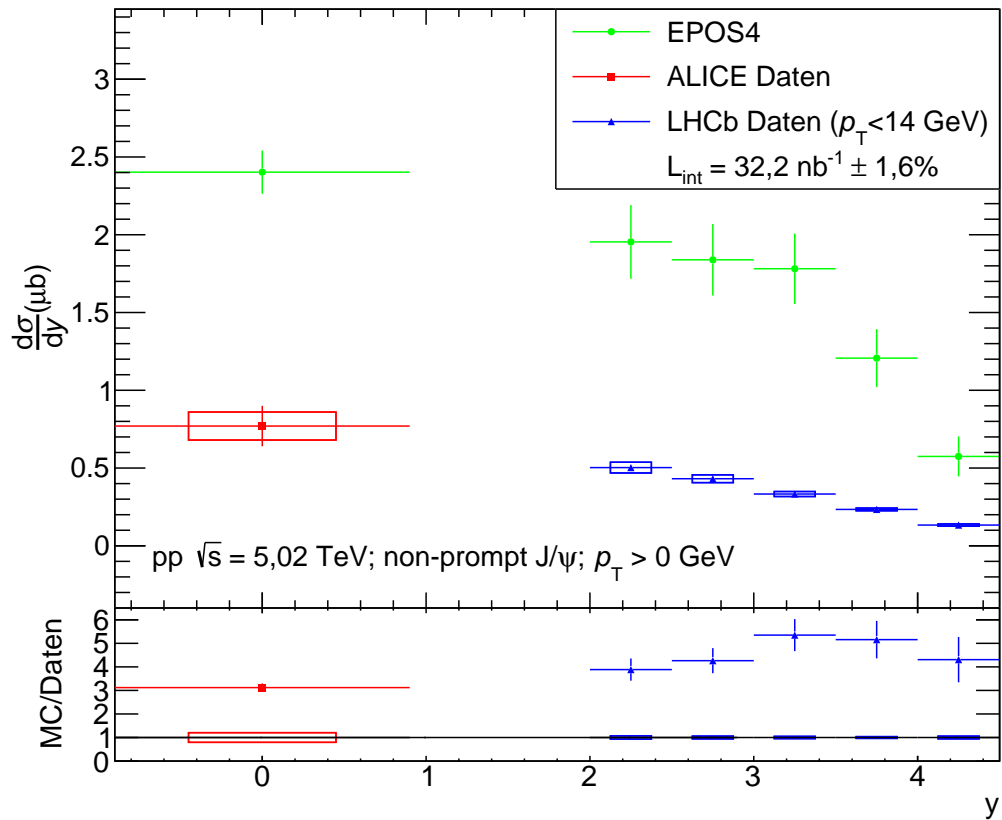


Abbildung 4.2: Rapidityabhängiger Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $J/\psi$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22] und für LHCb aus [16]. EPOS4 Simulationsdaten sind in grün, ALICE Daten in rot und LHCb Daten in blau dargestellt.

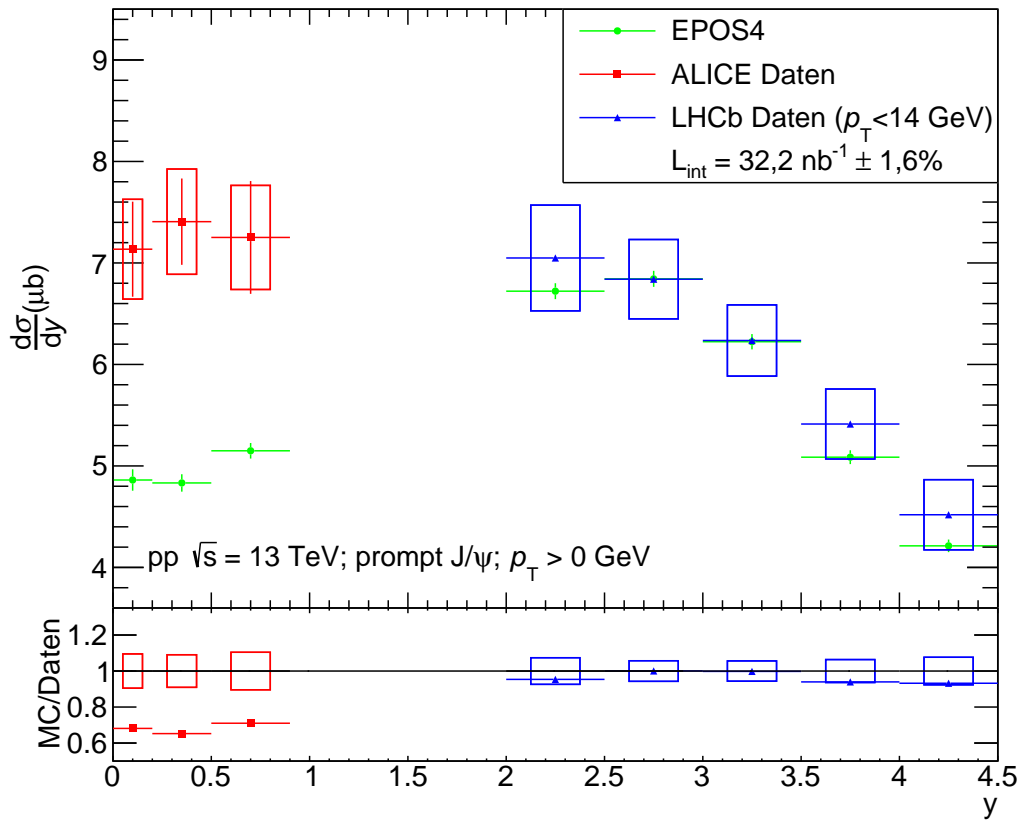


Abbildung 4.3: Rapidityabhängiger Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$  bei  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22] und für LHCb aus [15]. EPOS4 Simulationsdaten sind in grün, ALICE Daten in rot und LHCb Daten in blau dargestellt.

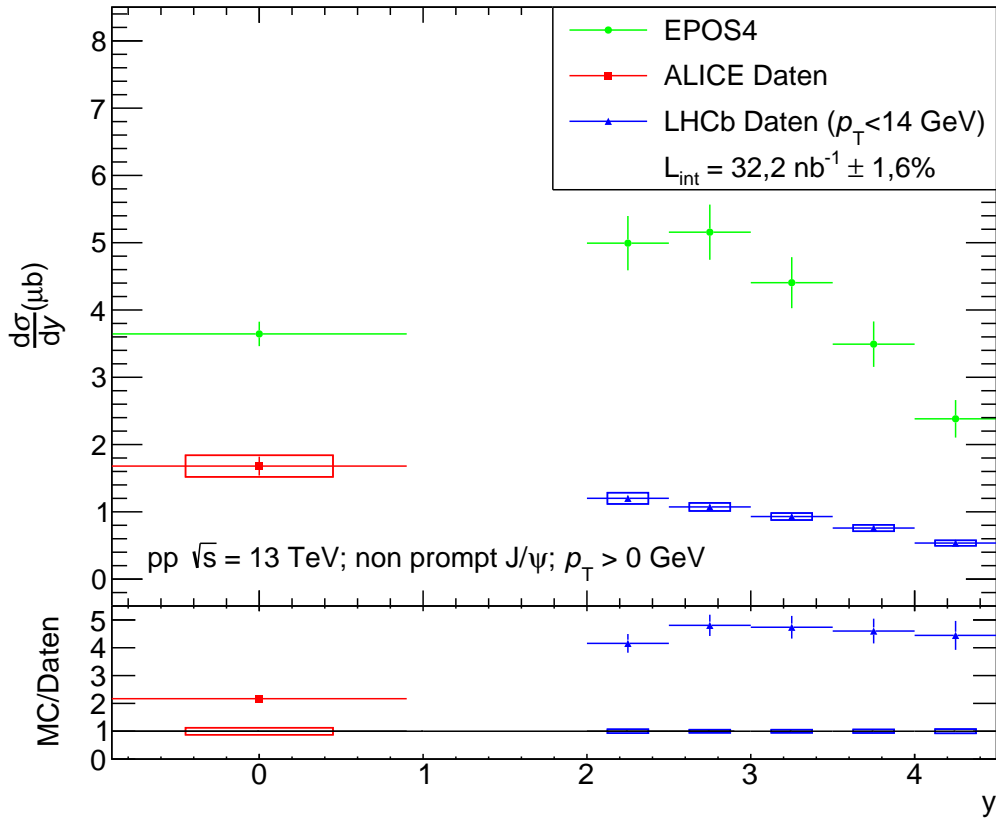


Abbildung 4.4: Rapidityabhängiger Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $J/\psi$  bei  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22] und für LHCb aus [15]. EPOS4 Simulationsdaten sind in grün, ALICE Daten in rot und LHCb Daten in blau dargestellt.

### 4.3.2 Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Transversalimpulses

Die Abbildung 4.5 zeigt den  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnitt für prompt  $J/\psi$ s mit  $|y| < 0,9$  im Bereich  $2 \text{ GeV} < p_T < 10 \text{ GeV}$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Die experimentellen Daten aus ALICE sinken, mit steigendem Transversalimpuls, von etwa  $0,9 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf circa  $0,05 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Die simulierten Daten von EPOS4 sinken von knapp  $1,1 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf etwa  $0,05 \mu\text{b}/\text{GeV}$  mit steigendem Transversalimpuls. EPOS4 überschätzt die  $J/\psi$ -Produktion über das gesamte betrachtete  $p_T$ -Intervall, wobei die Abweichung sehr stark schwankt. So ist sie im Intervall 2 bis 4 GeV bei unter 25%, im Intervall von 4 bis 7 GeV allerdings bei fast 100%. Bei dem letzten Intervall von 7 bis 10 GeV liegt sie zwischen diesen beiden Werten bei ungefähr 50%.

In Abbildung 4.6 wird der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $J/\psi$ s mit  $|y| < 0,9$  im Bereich  $2 \text{ GeV} < p_T < 10 \text{ GeV}$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  dargestellt. Die experimentellen Daten aus ALICE sinken, mit steigendem Transversalimpuls, von etwa  $0,14 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf

etwa  $0,02 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Die simulierten Daten aus EPOS4 sinken von etwa  $0,46 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf circa  $0,04 \mu\text{b}/\text{GeV}$  mit steigendem Transversalimpuls. EPOS4 überschätzt die  $J/\psi$  Produktion im gesamten betrachteten  $p_T$ -Intervall. Die Abweichung liegt bei ungefähr 200%.

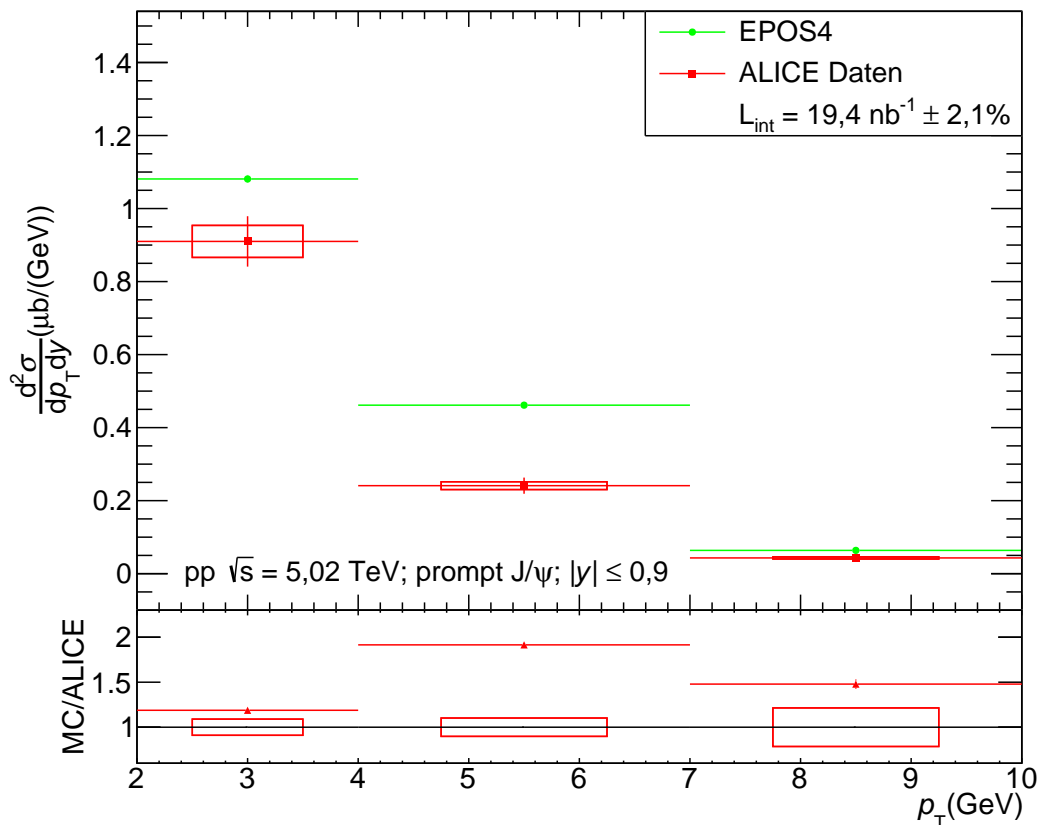


Abbildung 4.5: Wirkungsquerschnitt des prompt  $J/\psi$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, gefiltert nach der Rapidität ( $|y| < 0,9$ ) bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.



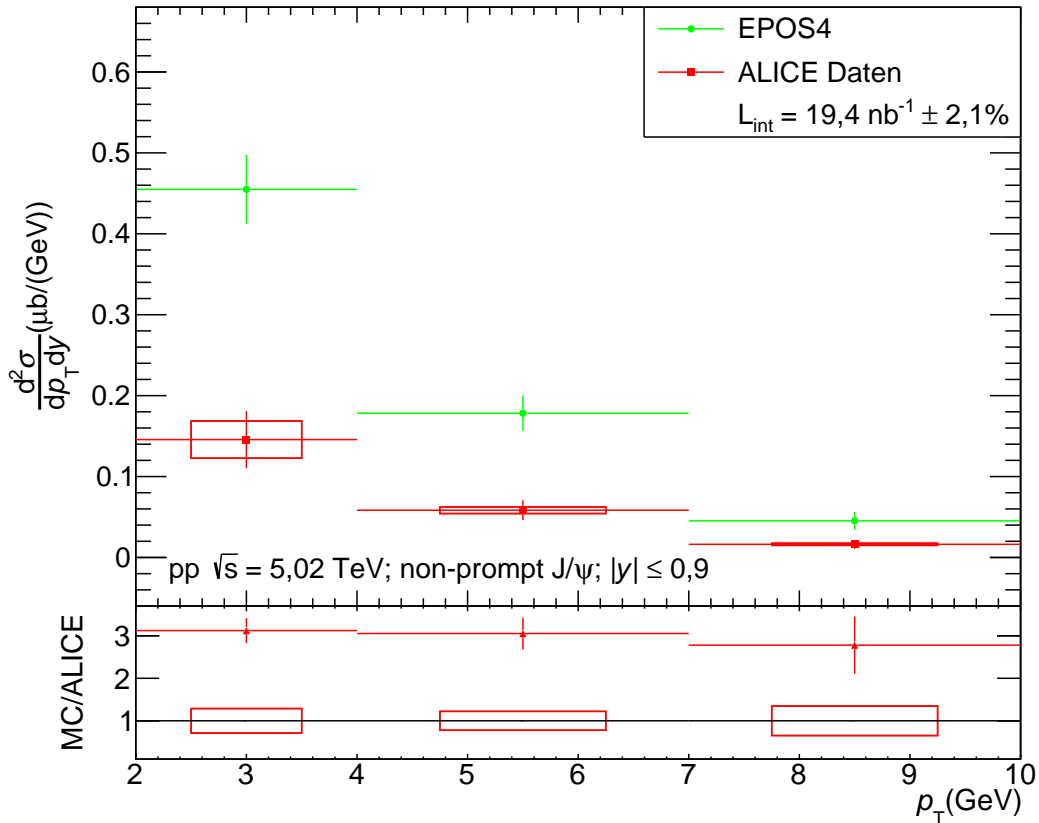


Abbildung 4.6: Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $J/\psi$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, gefiltert nach der Rapidität ( $|y| < 0,9$ ) bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [22]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.

## 4.4 Wirkungsquerschnitte der D-Mesonen

Dieses Kapitel wird unterteilt in die drei D-Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  und  $D_s^+$ . Jedes der drei Mesonen erhält zwei Histogramme, bei denen jeweils unterschieden wird, ob die Teilchen prompt oder non-prompt sind. Es wird zuerst auf die prompt Mesonen eingegangen. Für alle Histogramme gilt  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Die Datenpunkte von EPOS4 sind mit grünen Punkten und die von ALICE mit roten Rechtecken dargestellt. Im unteren Bereich der Histogramme wird der Quotient aus EPOS4 (MC) und den Daten (von ALICE) dargestellt.

### 4.4.1 $D^0$ -Meson

In Abbildung 4.7 ist der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt für prompt  $D^0$  mit  $|y| < 0,5$  im Bereich  $0 < p_T < 36 \text{ GeV}$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  dargestellt. Die experimentellen Daten aus

ALICE steigen im Intervall 0 bis 1,5 GeV von etwa  $80 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf gut  $180 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Im Intervall 1,5 bis 10 GeV sinken die Datenpunkte auf unter  $1 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab wo sie bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Intervalls bei 36 GeV etwa konstant bleiben. Die simulierten Daten aus EPOS4 befinden sich im Bereich  $0 < p_T < 1 \text{ GeV}$  bei etwa  $200 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Im Intervall  $1 < p_T < 12 \text{ GeV}$  sinken die Datenpunkte von EPOS4 auf unter  $3 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. In dem  $p_T$ -Bereich 2 bis 2,5 GeV kann man allerdings einen erneuten Anstieg der EPOS4 Daten erkennen. Dieser ist auf den Born-Prozess zurück zu führen[23][19]. Ab 12 GeV bleiben die simulierten Datenpunkte etwa konstant bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Intervalls. An dem Quotienten kann man erkennen, dass EPOS4 in großen Teilen die  $J/\psi$  Produktion überschätzt. Im Bereich von 0,5 bis 2,5 GeV nähern sich die von EPOS4 generierten Daten hingegen stark an die von ALICE an. Zwischen 1 und 2 GeV liegen sie innerhalb der Unsicherheit der ALICE Daten. Im restlichen betrachteten  $p_T$ -Intervall liegt der Quotient zwischen 2 und 3.

In Abbildung 4.8 ist der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $D^0$  mit  $|y| < 0,5$  im  $p_T$ -Bereich von 1 bis 24 GeV bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  abgebildet. Die experimentellen Daten aus ALICE fallen im Intervall  $1 < p_T < 10 \text{ GeV}$  von etwa  $5,2 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf etwa  $0,1 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Intervalls bei 24 GeV sind sie etwa konstant bei diesem Wert. Die simulierten Daten von EPOS4 sinken im Intervall  $1 < p_T < 12 \text{ GeV}$  von etwa  $7,8 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf etwa  $0,1 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Im  $p_T$ -Bereich von 12 bis 24 GeV bleiben die Datenpunkte bei etwa  $0,1 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . EPOS4 überschätzt die  $D^0$  Produktion im gesamten betrachteten  $p_T$ -Bereich mit Ausnahme des höchsten  $p_T$  Bins, wo der EPOS4 Datenpunkt innerhalb der Unsicherheit des ALICE Datenpunkts liegt. Anhand des Quotienten sieht man, dass die Abweichung nicht über 100% geht. Hierbei überschneiden sich lediglich in den  $p_T$ -Intervallen von 6 bis 8 GeV sowie 12 bis 16 GeV die EPOS4 und ALICE Daten in den Unsicherheiten.

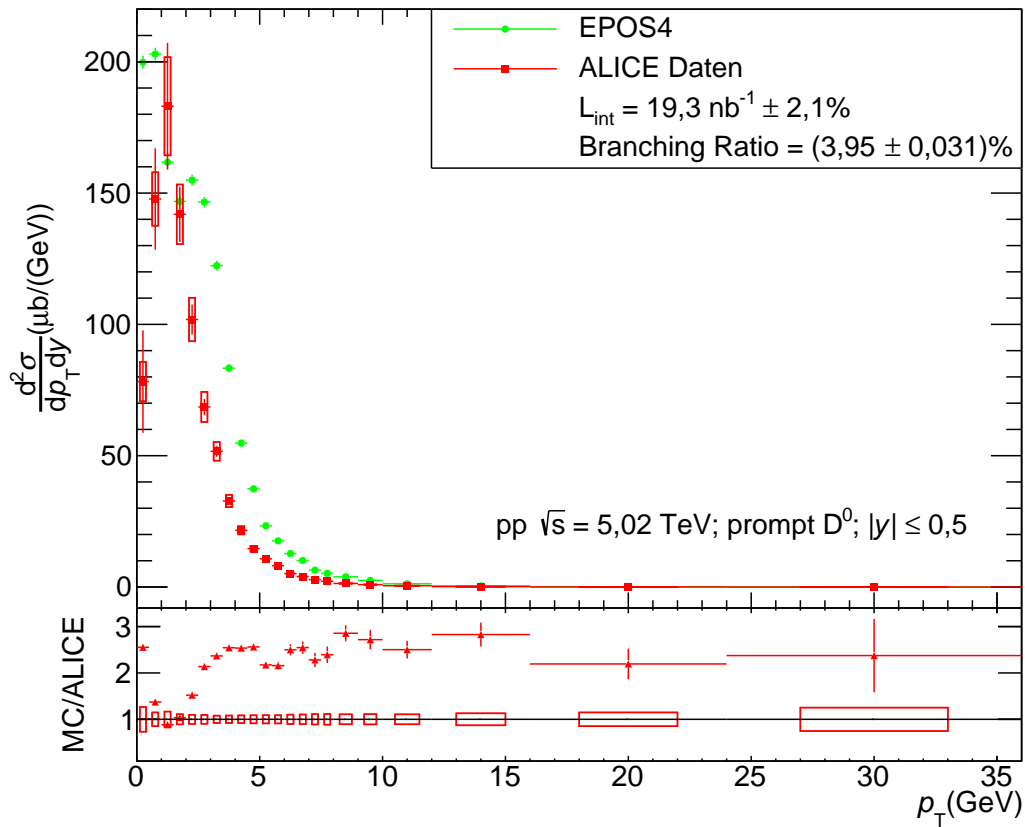


Abbildung 4.7: Wirkungsquerschnitt des prompt  $D^0$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.

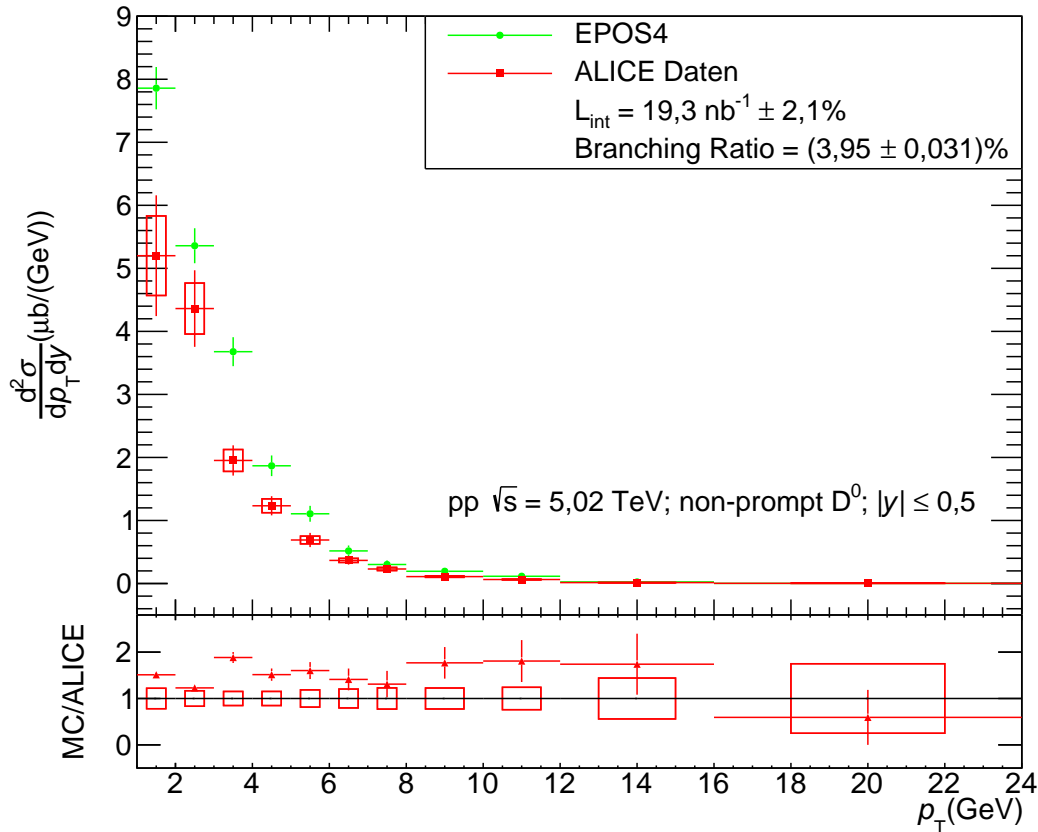


Abbildung 4.8: Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $D^0$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.

#### 4.4.2 $D^+$ -Meson

In Abbildung 4.9 wird der  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnitt für prompt  $D^+$ -Mesonen mit  $|y| < 0,5$  im  $p_T$ -Bereich von 0 bis 36 GeV bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE steigen von etwa  $56 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf gut  $68 \mu\text{b}/\text{GeV}$  im Intervall  $0 < p_T < 1,5$  GeV. Bis  $p_T = 10$  GeV sinken die Datenpunkte dann monoton bis zu einem Wert von etwa  $0,5 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Bereichs bei 36 GeV bleiben die Datenpunkte konstant bei unter  $0,5 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Die simulierten Daten von EPOS4 sinken von etwa  $60 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf gut  $50 \mu\text{b}/\text{GeV}$  in einem  $p_T$ -Intervall von 0 bis 1,5 GeV. Im Intervall  $1 < p_T < 3$  GeV sind die EPOS4 Datenpunkte recht konstant bei etwa  $50 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Im Bereich  $3 < p_T < 12$  GeV sinken die Datenpunkte dann von etwa  $44 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf etwa  $0,5 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Intervalls bleiben die Datenpunkte dann konstant bei unter  $0,5 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Die konstanten EPOS4 Datenpunkte im  $p_T$ -Bereich von 1 bis 3 GeV, welche von dem Trend der ALICE Daten abweichen, können durch den Born-Prozess[23][19] erklärt

werden. Am aufgezeigten Quotienten ist zu erkennen, dass die ersten 4 Werte am besten mit den ALICE Daten übereinstimmen. Sie weichen um weniger als 25% von den ALICE Daten ab und liegen teilweise innerhalb der Unsicherheit. Ab dem 2,5 GeV ändert sich diese geringe Abweichung jedoch und die EPOS4 Datenpunkte weichen von den ALICE Daten zunehmend ab und gehen bis zu einem Faktor von circa 2,5 hoch und schwanken um diesen. Lediglich der letzte Datenpunkt (24 bis 36 GeV) liegt wieder innerhalb der Unsicherheit des ALICE Datenpunktes.

In Abbildung 4.10 wird der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $D^+$ -Mesonen mit  $|y| < 0,5$  im  $p_T$ -Bereich von 2 bis 16 GeV bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE sinken, mit steigendem Transversalimpuls, im gesamten betrachteten  $p_T$ -Bereich von circa  $1,7 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf unter  $0,01 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Die simulierten Daten von EPOS4 sinken, mit steigendem Transversalimpuls, im gesamten betrachteten  $p_T$ -Bereich von etwa  $1,4 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf unter  $0,01 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Im dargestellten Quotienten liegen die meisten Datenpunkte am unteren Rand der Unsicherheiten der ALICE Daten. Lediglich der Datenpunkt im Bereich  $6 < p_T < 8$  GeV liegt oberhalb der ALICE Daten außerhalb der Unsicherheit. Die Abweichung beträgt etwa 50%. Im gesamten betrachteten  $p_T$ -Bereich beschreibt EPOS4 den Wirkungsquerschnitt gut.

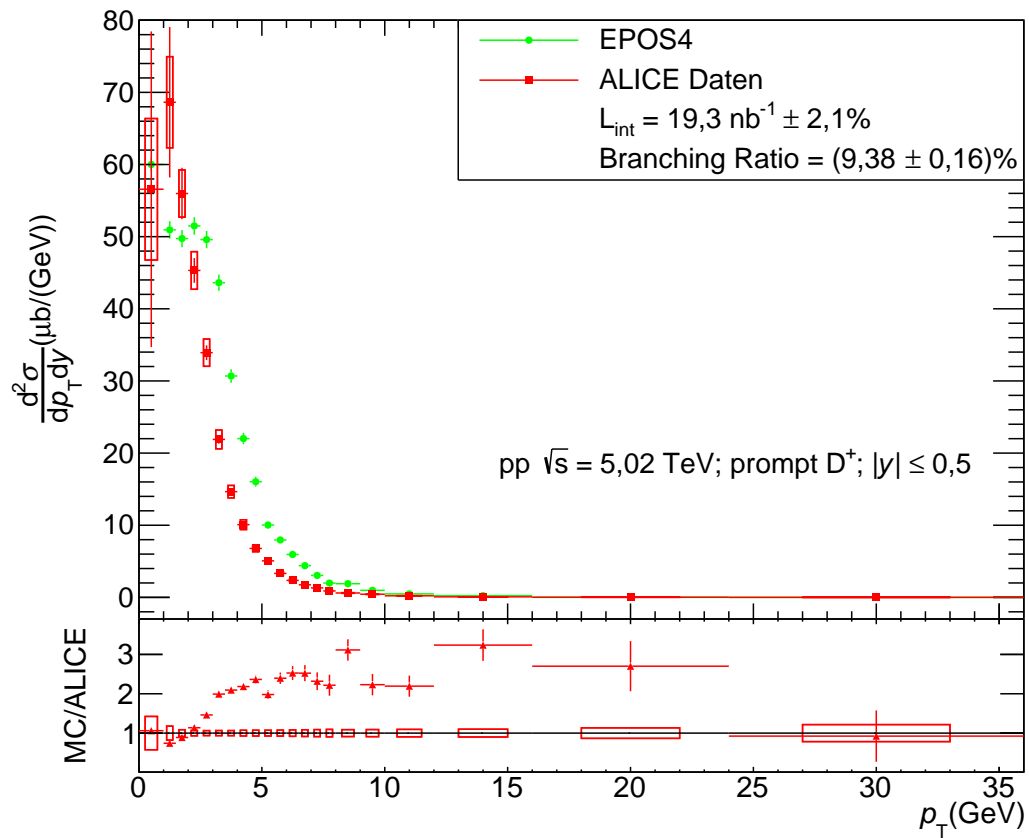


Abbildung 4.9: Wirkungsquerschnitt des prompt  $D^+$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.

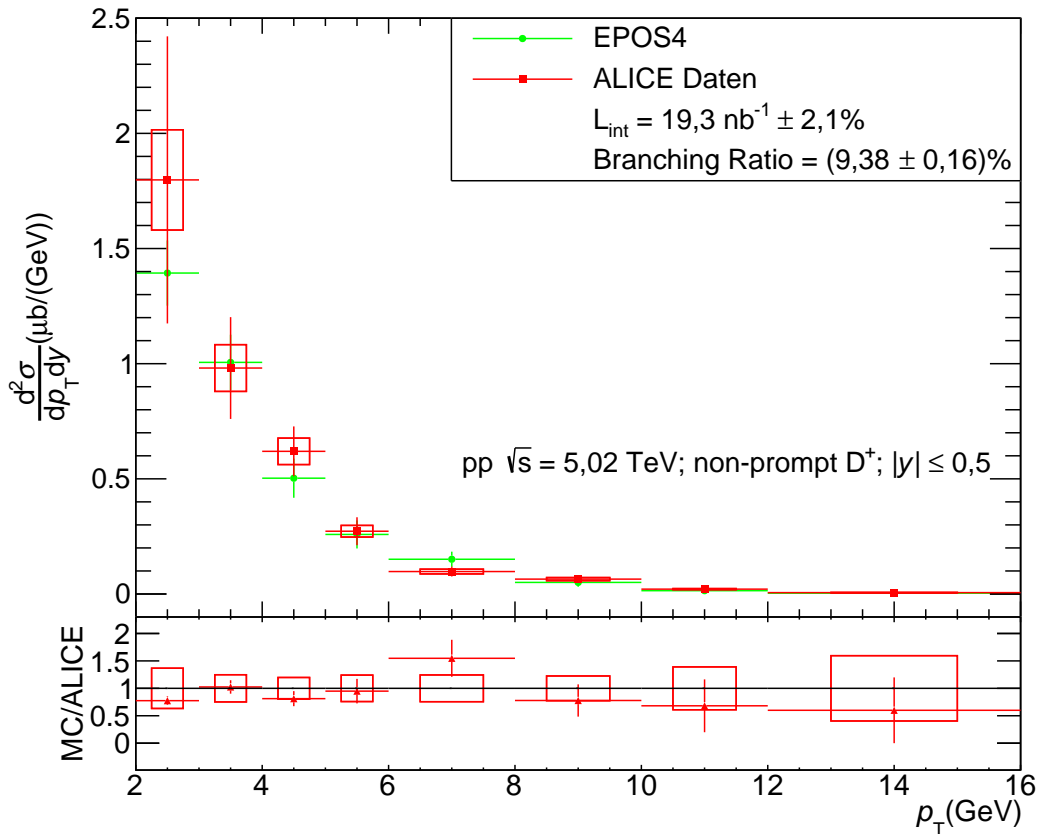


Abbildung 4.10: Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $D^+$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.

#### 4.4.3 $D_S^+$ -Meson

In Abbildung 4.11 wird der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt für das prompt  $D_S^+$  mit  $|y| < 0,5$  im  $p_T$ -Bereich von 1 bis 24 GeV bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV gezeigt. Die experimentellen Daten aus ALICE sinken monoton im  $p_T$ -Intervall von 1 bis 12 GeV von knapp  $29 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf unter  $0,2 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Im Bereich  $12 < p_T < 24$  GeV liegen sie dann konstant bei unter  $0,2 \mu\text{b}/\text{GeV}$ . Die simulierten Daten von EPOS4 sind im Intervall  $1 < p_T < 3$  GeV konstant bei etwa  $27 \mu\text{b}/\text{GeV}$ , wobei sich der zweite Datenpunkt in diesem Intervall etwas höher befindet, was sich mit dem Born-Prozess[23][19] erklären lässt. Im  $p_T$ -Bereich von 3 bis 12 GeV fällt der Wirkungsquerschnitt dann auf unter  $1 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab, wo er bis zum Ende des betrachteten  $p_T$ -Intervalls bei 24 GeV bleibt. Am aufgezeigten Quotienten lässt sich erkennen, dass der erste Datenpunkte (1 bis 2 GeV) sehr nah an dem von ALICE liegt und innerhalb der Unsicherheit angesiedelt ist. Die Datenpunkte für höhere Werte von  $p_T$  zeigen, dass EPOS4 die  $D_S^+$  Produktion überschätzt. Ab  $p_T > 4$  GeV überschätzt EPOS4 die  $D_S^+$  Produktion mit

einem Faktor von etwa 2,75. Die letzten beiden Datenpunkte des Quotienten (12 bis 16 GeV und 16 bis 24 GeV) liegen dann wieder etwas niedriger bei einem Faktor von 2 bis 2,5.

In Abbildung 4.12 wird der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt für non-prompt  $D_S^+$  mit  $|y| < 0,5$  im  $p_T$ -Bereich von 2 bis 12 GeV bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV dargestellt. Die experimentellen Daten aus ALICE fallen über den gesamten betrachteten  $p_T$ -Bereich monoton, mit steigenden Werten von  $p_T$ , von gut  $1,25 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf knapp  $0,05 \mu\text{b}/\text{GeV}$  ab. Die simulierten Daten von EPOS4 fallen monoton von etwa  $1,35 \mu\text{b}/\text{GeV}$  auf etwa  $0,05 \mu\text{b}/\text{GeV}$  mit steigendem Transversalimpuls über das gesamte  $p_T$ -Intervall ab. Der Datenpunkt mit dem geringsten  $p_T$  liegt hierbei innerhalb der Unsicherheiten der ALICE Daten. Im Quotienten überschneiden sich beim dritten Datenpunkt (6 bis 8 GeV) die Unsicherheiten von ALICE und EPOS4. In den  $p_T$ -Intervall von 4 bis 6 GeV sowie 8 bis 12 GeV liegen die Datenpunkte oberhalb der ALICE Daten und weichen um einen Faktor von circa 1,8 ab.

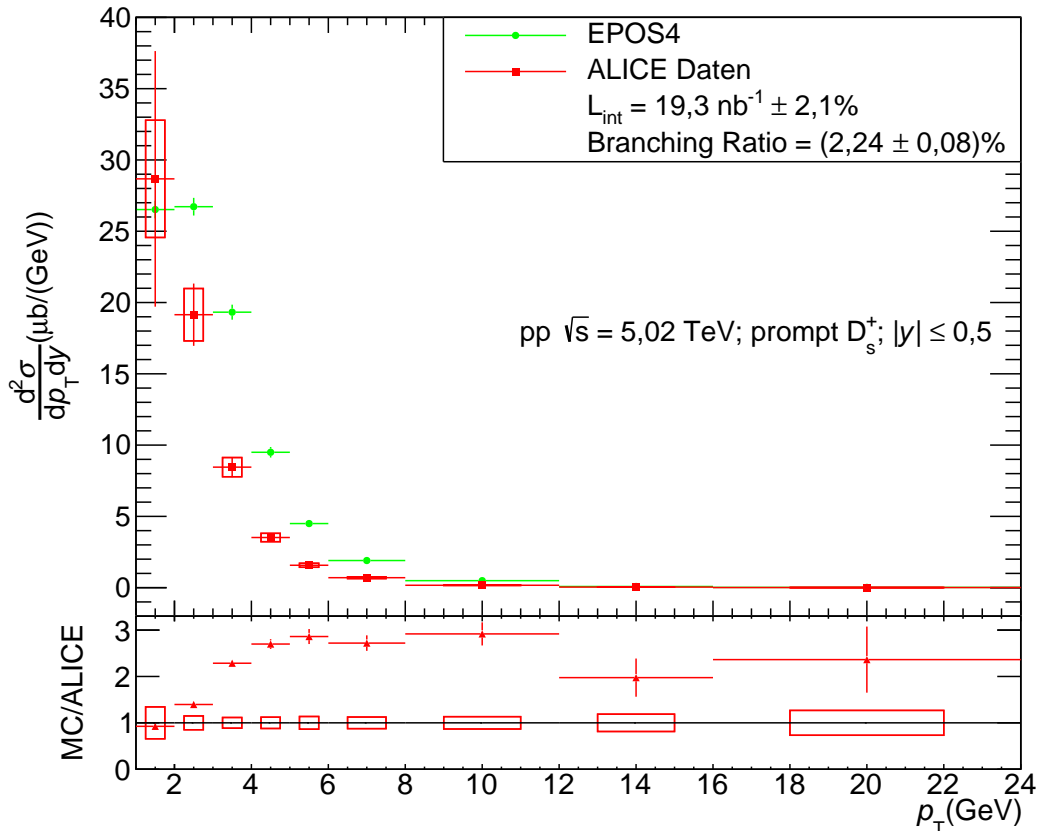


Abbildung 4.11: Wirkungsquerschnitt des prompten  $D_S^+$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV. Experimentelle Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.



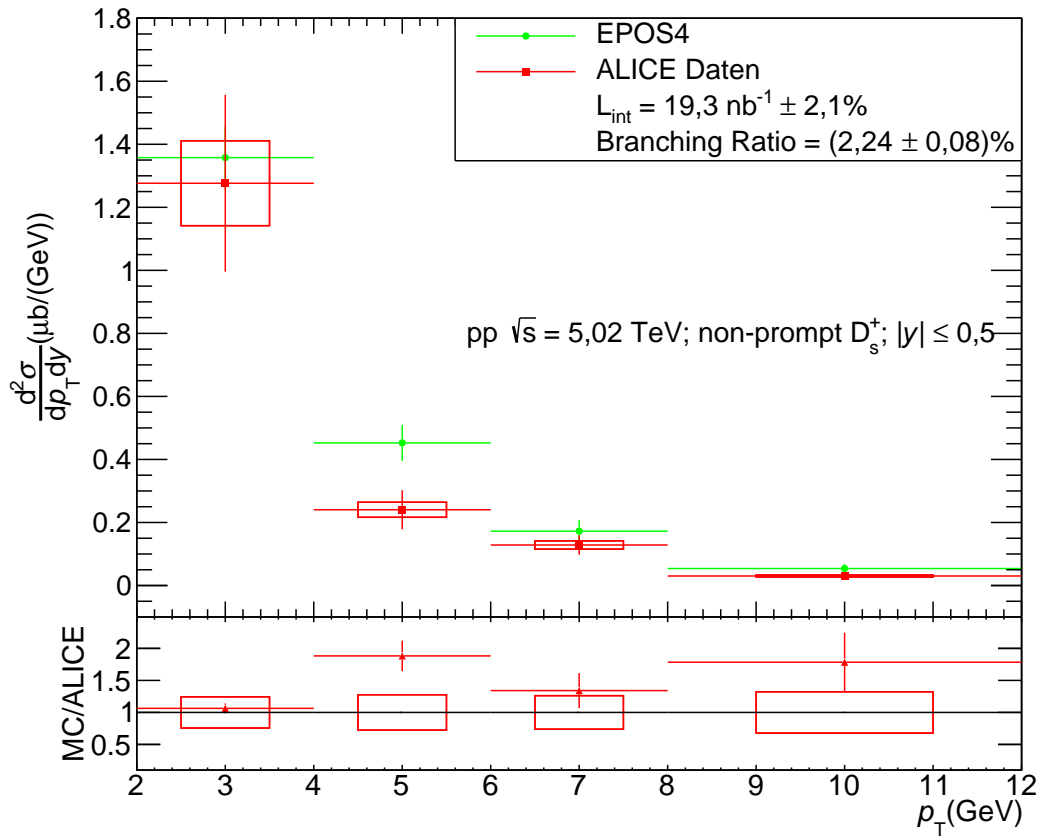


Abbildung 4.12: Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $D_s^+$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, für  $|y| < 0,5$  bei  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ . Vergleichsdaten für ALICE stammen aus [24]. EPOS4 Daten sind in grün und ALICE Daten in rot dargestellt.



## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Produktion von  $J/\psi$  sowie D-Mesonen in EPOS4 in pp-Kollisionen untersucht. Die Simulationsergebnisse wurden anschließend mit Daten vom LHC von den Experimenten ALICE und LHCb verglichen.

Zunächst wurden die rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnitte des prompt sowie non-prompt  $J/\psi$  bei Schwerpunktsenergien von 5,02 sowie 13 TeV untersucht. Hierbei zeigt sich, dass bei 5,02 TeV, im Vergleich zu 13 TeV, der Wirkungsquerschnitt, wie auch in den experimentellen Daten, mit steigender Rapidität abnimmt. Im Fall des non-prompt  $J/\psi$  überschätzt EPOS4 die Produktion jedoch deutlich um 200% bis etwa 450%, wobei sie für die prompt  $J/\psi$  teilweise eher unterschätzt wird, insgesamt aber nur bis etwa 10% von den experimentellen Daten abweicht. Bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV unterschätzt EPOS4 die prompt  $J/\psi$  Produktion im Bereich  $0 < y < 0,9$ , welcher aus den Daten von ALICE entnommen wurde, um etwa 30%. Im höheren Rapiditätsbereich  $2 < y < 4,5$ , welcher aus den Daten von LHCb entnommen wurde, beschreibt EPOS4 die prompt  $J/\psi$  Produktion hingegen gut. Hierbei liegen alle Datenpunkte innerhalb der Unsicherheit von LHCb. Im Gegensatz dazu überschätzt EPOS4 die non-prompt  $J/\psi$  Produktion sowohl im Rapiditätsbereich  $|y| < 0,9$  als auch im Bereich  $2 < y < 4,5$  deutlich. Hier reicht die Abweichung bis zu einem Faktor von etwa 5.

Als Nächstes wurden die Wirkungsquerschnitte des prompt sowie non-prompt  $J/\psi$ s bei niedriger Rapidität ( $|y| < 0,9$ ) in Abhängigkeit des Transversalimpulses bei einer Schwerpunktsenergie von 5,02 TeV untersucht. In beiden Fällen überschätzt EPOS4 die  $J/\psi$  Produktion für den gesamten betrachteten Intervall  $2 < p_T < 10$ . Während diese Abweichung im Fall des prompt  $J/\psi$  zwischen 20 und 100% liegt, weicht der von EPOS4 erhaltene Wirkungsquerschnitt des non-prompt  $J/\psi$  in etwa konstant um einen Faktor von 3 von den experimentellen Daten aus ALICE ab.

Abschließend wurden die Wirkungsquerschnitte der D-Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  und  $D_S^+$  im niedrigen Rapiditätsbereich ( $|y| < 0,5$ ) in Abhängigkeit des Transversalimpulses bei einer Schwerpunktsenergie von 5,02 TeV untersucht. Für jedes der drei Mesonen wurde zwischen prompter und

non-prompter Produktion unterschieden. Sowohl beim  $D^+$  als auch beim  $D_S^+$  weisen die Werte, die EPOS4 für die prompte Produktion liefert, im Bereich von bis zu 2 GeV die höchste Übereinstimmung auf. Im Bereich  $p_T < 1$  weist die von EPOS4 gelieferte Produktion des prompt  $D^0$  eine Abweichung um einen Faktor von etwa 1,4 bis etwa 2,5 auf. Im Bereich  $1 < p_T < 2$  beschreibt EPOS4 die Produktion dann innerhalb der Unsicherheit. Bei höheren Transversalimpulsen überschätzt EPOS4 die prompte D-Meson Produktion bis zu einem Faktor von etwa 3. Lediglich die Produktion des prompt  $D^+$  wird im Bereich  $24 < p_T < 36$  gut beschrieben. Hier liegt der simulierte Wirkungsquerschnitt innerhalb der Unsicherheit.

EPOS4 überschätzt die non-prompt  $D^0$  Produktion in großen Teilen des betrachteten  $p_T$ -Intervalls. Für das non-prompt  $D^+$  beschreibt EPOS4 die Produktion innerhalb der Unsicherheit. Die Produktion des non-prompt  $D_S^+$  wird von EPOS4 mit einem Faktor bis zu 2 eher überschätzt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass EPOS4 die prompt  $J/\psi$  Produktion für hohe Rapiditäten gut beschreibt, wohingegen sie bei niedrigen Rapiditäten unterschätzt wird. Die non-prompt  $J/\psi$  Produktion wird im gesamten betrachteten Rapiditätsbereich überschätzt. Der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$  wird im betrachteten Bereich sowohl für die prompte als auch die non-prompte Produktion überschätzt. Für alle D-Mesonen gilt, dass der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt bei den prompt Mesonen in einem Bereich bis 2 GeV gut eingeschätzt wird und meist überschätzt wird. Bei den non-prompt Mesonen liefert EPOS4 gute Werte, dennoch wird die D-Meson Produktion eher überschätzt.

Die Abweichung des  $p_T$ -abhängigen Wirkungsquerschnittes der non-prompt  $J/\psi$  hat einen ähnlichen Faktor, wie die Abweichung der rapiditätsabhängigen Wirkungsquerschnittes des non-prompt  $J/\psi$  bei  $\sqrt{s} = 5,02$  TeV im Rapiditätsbereich  $|y| < 0,9$ , welches das Rapiditätsintervall ist welches für die  $p_T$ -abhängige Verteilung genutzt wurde. Diese Übereinstimmung ist zu erwarten. Anders ist es hier bei der Produktion des prompt  $J/\psi$ . Während der rapiditätsabhängige Wirkungsquerschnitt im Bereich  $|y| < 0,9$  um etwa 10% unterschätzt wird zeigt der  $p_T$ -abhängige Wirkungsquerschnitt im betrachteten Bereich eine Überschätzung, die bis zu einem Faktor 2 reicht. Hier könnte eine Untersuchung des  $p_T$ -Bereichs von 0 bis 2 GeV sinnvoll sein.

In den Histogrammen der prompt D-Mesonen ist ein erneuter Anstieg des simulierten Wirkungsquerschnittes ab 2 GeV zu erkennen, welcher auf den Born-Prozess zurückgeführt wird. Die spacelike cascade[23] erzeugt hier einen Peak bei sehr niedrigen Werten von  $p_T$ . Der Born Prozess erzeugt einen Peak bei 2 GeV[19], was auch der Punkt ist ab dem EPOS4 die Daten überschätzt. Daher bietet der Born Prozess eine mögliche Erklärung für diese Abweichung.

---

Es könnte untersucht werden, ob diese Abweichung aus dem Born-Prozess resultiert oder es eine andere Ursache hierfür gibt.



## 6 Anhang

Im Anhang sind die für EPOS4 getroffenen Einstellungen für die Simulationen 6 zu sehen. Außerdem werden die Messungen für die Wirkungsquerschnitte der Protonen für mehrere Simulationen bei 5,02 TeV 6.1 sowie 13 TeV 6.2 hier dargestellt.

```

1 | !-----
2 |           proton-proton collision no hydro no hadronic cascade
3 | !-----
4 |
5 | !-----
6 |           Define run
7 | !-----
8 |
9 | application hadron !hadron-hadron, hadron-nucleus, or nucleus-nucleus
10 | set laproj 1 !projectile atomic number
11 | set maproj 1 !projectile mass number
12 | set latarg 1 !target atomic number
13 | set matarg 1 !target mass number
14 | set ecms 5020 !sqrt(s)_pp
15 | set istmax 50 !max status considered for storage
16 | set iranphi 1 !for internal use. if iranphi=1 event will be rotated such
17 |           that
18 |           !the impact parameter angle and the (n=2) event plane angle
19 |           !(based on string segments) coincide. Particles rotated
20 |           back at the end.
21 | ftime on      !string formation time non-zero
22 | !suppressed decays:
23 | nodecays
24 | 110 20 2130 -2130 2230 -2230 1130 -1130 1330 -1330 2330 -2330 3331 -3331
25 | end
26 |
27 | set ninicon 1           !number of initial conditions used for hydro
28 |           evolution
29 | core PFE               !core/corona not activated
30 | hydro off              !hydro not activated

```

```

28 eos off                !eos not activated
29 hacas off             !hadronic cascade not activated
30 set nfull 1250000     !number of events
31 set nfreeze 1         !number of freeze out events per hydro event
32 set modsho 1          !printout every modsho events
33 set centrality 0      !0=min bias
34
35 fillTree4(C1)         !uncomment to get root tree output

```

Listing 6.1: Die .optns Datei für die EPOS4 Simulationen bei 5,02 TeV.

Tabelle 6.1: Von EPOS4 ausgegebene pp-Wirkungsquerschnitte in  $\mu\text{b}$  bei  $\sqrt{s}=5,02$  TeV.

Sim	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
WQ( $\mu\text{b}$ )	71270	72310	72300	72030	71130	71530	71940	72370	71210	71610
Sim	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
WQ( $\mu\text{b}$ )	71640	72940	71420	71830	72060	71570	71620	71840	71810	72240

Tabelle 6.2: Von EPOS4 ausgegebene pp-Wirkungsquerschnitte in  $\mu\text{b}$  bei  $\sqrt{s}=13$  TeV.

Sim	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
WQ( $\mu\text{b}$ )	82190	81080	81690	80360	81540	81400	81570	81930	82620	81640
Sim	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
WQ( $\mu\text{b}$ )	81210	81800	82290	80450	80860	82270	81700	81300	81730	82160



## Literaturverzeichnis

- [1] Klaus Werner. Revealing a deep connection between factorization and saturation: New insight into modeling high-energy proton-proton and nucleus-nucleus scattering in the EPOS4 framework, 2023. [arXiv:2301.12517](https://arxiv.org/abs/2301.12517). 1, 13, 14
- [2] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer Spektrum Berlin, Heidelberg, 2017. 1, 4
- [3] MissMJ and Cush, 2019. Runtergeladen am 17.11.2023. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Elementarteilchen#/media/Datei:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Elementarteilchen#/media/Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg). 3
- [4] Naida Dzigal. Schlüsselexperimente der Physik - Die Entdeckung des  $J/\psi$ . Letzter Zugriff am 26.4.2024. URL: <https://www.physi.uni-heidelberg.de/~fschney/Seminar.SS10/Dzigal.pdf>. 5
- [5] The Nobel Prize in Physics 1976. Letzter Zugriff am 11.6.2024. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1976/summary/>. 5
- [6] R. L. Workman et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022. doi: 10.1093/ptep/ptac097. 5, 6
- [7] Roberto Franceschini, Doojin Kim, Kyoungchul Kong, Konstantin T. Matchev, Myeonghun Park, and Prasanth Shyamsundar. Kinematic variables and feature engineering for particle phenomenology. *Rev. Mod. Phys.*, 95:045004, Nov 2023. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.95.045004>, doi:10.1103/RevModPhys.95.045004. 6, 7
- [8] Andreas Hoecker. Physics at the LHC Run-2 and Beyond, 2016. [arXiv:1611.07864](https://arxiv.org/abs/1611.07864). 8
- [9] Lyndon Evans and Philip Bryant. Lhc machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, aug 2008. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001. 9
- [10] J. T. Boyd. Lhc run-2 and future prospects, 2020. [arXiv:2001.04370](https://arxiv.org/abs/2001.04370). 9
- [11] The ALICE Collaboration. Real-time data processing in the ALICE High Level Trigger at the LHC. *Computer Physics Communications*, 242:25–48, September 2019.

- URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.04.011>, doi:10.1016/j.cpc.2019.04.011. 9
- [12] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002, aug 2008. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002. 10, 11
- [13] Jens Wiechula und Peter Christiansen. The ALICE Time Projection Chamber. Letzter Zugriff am 24.4.2024. URL: [https://www.hep.lu.se/staff/christiansen/teaching/spring\\_2013/the\\_alice\\_tpc.pdf](https://www.hep.lu.se/staff/christiansen/teaching/spring_2013/the_alice_tpc.pdf). 10
- [14] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08005, aug 2008. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005. 11
- [15] The LHCb Collaboration. Measurement of forward  $J/\psi$  production cross-sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2015(10), October 2015. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2015\)172](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2015)172), doi:10.1007/jhep10(2015)172. 11, 24, 25
- [16] The LHCb Collaboration. Measurement of  $J/\psi$  production cross-sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 5$  TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2021(11), November 2021. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11\(2021\)181](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2021)181), doi:10.1007/jhep11(2021)181. 11, 22, 23
- [17] Christian Theis und Winfried Kernbichler. Grundlagen der Monte Carlo Methoden. 15.05.2002, Letzter Zugriff am 2.5.2024. URL: <https://itp.tugraz.at/MML/MonteCarlo/MCIntro.pdf>. 13
- [18] Fons Rademakers Rene Brun. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. Version 6.28/02; Letzter Zugriff am 29.4.2024. URL: <https://root.cern/>. 13
- [19] Klaus Werner. Private Kommunikation. 14, 28, 30, 33, 38
- [20] Klaus Werner. Letzter Zugriff am 1.3.2024. URL: <https://klaus.pages.in2p3.fr/epos4/>. 14
- [21] The ATLAS Collaboration. Measurement of the total cross section and  $\rho$ -parameter from elastic scattering in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 83(5):441, 2023. 55 pages in total, 26 figures, 13 tables, submitted to EPJC. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/STDM-2018-08/>. URL: <http://cds.cern.ch/record/2816601>, arXiv:2207.12246, doi:10.1140/epjc/s10052-023-11436-8. 19

- [22] The ALICE Collaboration. Prompt and non-prompt  $J/\psi$  production cross sections at midrapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  and 13 TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2022(3), mar 2022. URL: [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP03\(2022\)190](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP03(2022)190), doi:10.1007/jhep03(2022)190. 22, 23, 24, 25, 26, 27
- [23] K. Werner and B. Guiot. Perturbative qcd concerning light and heavy flavor in the epos4 framework, 2023. arXiv:2306.02396. 28, 30, 33, 38
- [24] The ALICE Collaboration. Measurement of beauty and charm production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  TeV via non-prompt and prompt D mesons. *Journal of High Energy Physics*, 2021(5), may 2021. URL: [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05\(2021\)220](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05(2021)220), doi:10.1007/jhep05(2021)220. 29, 30, 32, 33, 34, 35