

**Separation von prompten und nicht-prompten**

**Dielektronen in Blei-Blei Kollisionen bei**

**$\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$  mit ALICE für RUN3**

*Zafar Momtaz*

Bachelorarbeit

am Institut für Kernphysik Frankfurt

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Zweitgutachter: Dr. Raphaelle Bailhache

24. Juli 2019

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Standardmodell . . . . .	5
2.2	Starke Wechselwirkung . . . . .	6
2.3	Phasendiagramm der QCD . . . . .	7
2.4	Experimentelle Untersuchung des QGP . . . . .	9
2.5	Das Dielektronkontinuum . . . . .	10
2.5.1	High-Mass Region . . . . .	10
2.5.2	Intermediate-Mass Region . . . . .	11
2.5.3	Low-Mass Region . . . . .	12
2.6	Pair Distance of Closest Approach . . . . .	13
<b>3</b>	<b>ALICE-Experiment</b>	<b>16</b>
3.1	Large Hadron Collider - LHC . . . . .	16
3.1.1	A Large Ion Collider Experiment - ALICE . . . . .	17
3.1.2	Time Projection Chamber - TPC . . . . .	18
3.2	Inner Tracking System - ITS . . . . .	20
3.2.1	Der aktuelle ITS für RUN2 . . . . .	20
3.2.2	Der zukünftige ITS für RUN3 . . . . .	21
3.2.3	Time Of Flight - TOF . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>24</b>
4.1	Generierung des Datensatzes . . . . .	24
4.2	Spurenelektierung . . . . .	25
4.3	Teilchenidentifikation . . . . .	25
4.4	Signalextraktion . . . . .	28
4.4.1	Dielektroneffizienz . . . . .	31
4.4.2	Kombinatorischer Untergrund und erwartetes Rohsignal . .	32

4.4.3	S/B und Signifikanz . . . . .	34
4.5	Simulation des gemessenen Signals . . . . .	39
4.6	Effizienz der Separation für $DCA_{xy}$ , $DCA_z$ und $DCA_{xyz}$ . . . . .	40
4.7	Erwartetes DCA-Rohspektrum . . . . .	43
4.8	Kombinatorischer Untergrund als $DCA_{ee}^{xyz}$ -Funktion . . . . .	45
4.9	Gemessenes Rohspektrum . . . . .	48
4.10	Überprüfung der Richtigkeit der Methode mithilfe der Daten aus Proton-Proton bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>54</b>
	<b>Literatur</b>	<b>57</b>

# 1 Einleitung

Vor ungefähr 13,8 Milliarden Jahren geht die heutige Wissenschaft davon aus, dass kurz nach dem Urknall ein Zustand herrschte, den man als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet. Verschiedene Experimente erzeugen diesen extremen Zustand, indem sie schwere Atomkerne bei sehr hohen Energien zur Kollision bringen. Das ALICE (A Large Ion Collider) Experiment ist eines der vier großen Experimente am LHC (Large Hadron Collider) am CERN in Genf und widmet sich der Untersuchung des QGP. Eine Möglichkeit das QGP zu untersuchen, ist die Betrachtung von Dielektronpaare (Paare aus Elektron und Positron), welche mit dem stark wechselwirkenden QGP nicht wechselwirken und somit unverfälschte Informationen über das Medium liefern können.

Im Jahre 2021 soll die zweijährige Umbauphase des LHC für den RUN3 beendet sein. Dabei wird vor allem der ITS (Inner Tracking System) im ALICE, der dem Kollisionspunkt am nächsten ist, verbessert und dadurch eine präzisere Dielektronmessung ermöglicht. Die folgende Studie befasst sich mit der Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronen in Blei-Blei-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$  mit dem ausgebauten ALICE für RUN3. Im ersten Kapitel werden theoretischen Grundlagen erläutert, während das zweite Kapitel sich mit dem ALICE-Experiment befasst. Anschließend wird im dritten Kapitel die Analyse ausgeführt. Schließlich werden die Resultate im vierten Kapitel zusammengefasst.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Standardmodell

Nach aktuellem wissenschaftlichen Stand existieren sechs Quarks-Sorten, die die elementaren Bausteine der Materie bilden. Diese elementaren Bausteine werden vervollständigt durch die sechs Leptonen. Zu jedem der bereits erwähnten zwölf Elementarteilchen existiert ein Antiteilchen, welches dieselben Eigenschaften wie das Elementarteilchen besitzt, aber dessen Ladung entgegengesetzt zum Elementarteilchen ist. Insgesamt kennt man heutzutage vier fundamentale Wechselwirkungen: Die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Mithilfe der Austauscheteilchen, den sogenannten Eichbosonen, wird die Wirkung der Wechselwirkungen beschrieben. Für das Standardmodell der Teilchenphysik sind folgende Austauscheteilchen relevant: Das Gluon für die starke Wechselwirkung, das  $W^\pm$ - und das  $Z^0$ -Boson für die schwache Wechselwirkung und das Photon für die elektromagnetische Wechselwirkung. Eine Gemeinsamkeit der bereits erwähnten Austauscheteilchen ist ihr Spin 1, da sie zur Kategorie der Bosonen gehören, welche sich jedoch in ihrer Reichweite unterscheiden. Während die elektromagnetische Wechselwirkung mit ihrem masselosen Photon eine unendliche Reichweite hat, ist die schwache Wechselwirkung mit den massereichen Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  kurzreichweitig. Obwohl das Eichboson (Gluon) der starken Wechselwirkung masselos ist, ist die Reichweite der starken Wechselwirkung auch kurzreichweitig, weil die Gluonen eine Farbladung tragen und somit selbst mit anderen Gluonen wechselwirken. Neben den Eichbosonen gibt es noch das Higgs-Boson, welches vor langer Zeit vorausgesagt wurde und erst spät am LHC entdeckt wurde. Die Tabelle 2.1 zeigt nochmals eine Übersicht der Elementarteilchen und der Eichbosonen.

Generation	I	II	III	Wechselwirkung	Ladung
Quarks	u	c	t	stark, schwach, elektromagnetisch	+2/3
	d	s	b		-1/3
Leptonen	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	schwach, elektromagnetisch	-1

Eichbosonen	$\gamma$ (elektromagnetisch)	$g$ (stark)	$Z^0, W^\pm$ (schwach)	$H$ (Higgs)
-------------	------------------------------	-------------	------------------------	-------------

Tabelle 2.1: Übersicht der elementaren Bausteine im Standardmodell

## 2.2 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung ist für die Bindung zwischen den Quarks in den Hadronen verantwortlich. Sie hat nur Einfluss auf farbgeladene Teilchen, zu denen nur die Quarks und Gluonen gehören. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung, in der nur eine Ladung existiert, existieren in der starken Wechselwirkung gleich drei verschiedene Ladungen. Diese sogenannten Farbladungen sind rot, grün und blau sowie ihre jeweilige Antifarbladung. Jedes Quark besitzt somit Farbladung und jedes Antiquark Antifarbladung. Die Kombination aus Farbe und Antifarbe sowie die Kombination der drei Farben ergibt einen farbneutralen (weißen) Zustand. Bei normalen Temperatur- und Druckverhältnissen sind Quarks und Gluonen immer in farbneutrale Hadronen gebunden. Hadronen werden je nach ihrer Quark-Zusammensetzung in Mesonen, bestehend aus einem Quark und einem Antiquark, und Baryonen, bestehend aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks bei Antibaryonen, unterteilt. Die bekanntesten Hadronen bzw. Baryonen sind die Nukleonen (Protonen, Neutronen), die die Bausteine der Atome bilden. Das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung bzw. das Gluon besitzt ebenfalls Farbladung, welche aus Farbe und Antifarbe besteht. Insgesamt gibt es acht verschiedene Gluonen in der starken Wechselwirkung [QWe, 2019].

Das Potential  $V(r)$  in der Quantenchromodynamik (QCD), das die starke Wechselwirkung zwischen zwei Quarks in Abhängigkeit ihres Abstands beschreibt, verhält sich bei großen Abständen zwischen den wechselwirkenden Quarks anders, als analog in der Quantenelektrodynamik (QED), die die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt.

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + k \cdot r \quad (2.1)$$

Dabei ist  $k$  die sogenannte String-Spannung und  $\alpha_S$  die Kopplungskonstante der QCD, wobei  $\alpha_S$  nicht konstant ist, weil sie vom Impulsübertrag der Wechselwirkung abhängt.

$$\alpha_S(Q^2) \propto \frac{1}{\ln(Q^2)} \quad (2.2)$$

Außerdem ist der Impulsübertrag  $Q^2$  antiproportional zum Abstand der wechselwirkenden Quarks  $Q^2 \propto \frac{1}{r}$ . Für kleine Abstände bzw. große Impulsüberträge nimmt die Kopplungskonstante  $\alpha_S$  bzw. die Stärke der Wechselwirkung asymptotisch ab (Asymptotische Freiheit). Bei großen Abständen zwischen den wechselwirkenden Quarks dominiert der lineare Term des Potentials, d. h. das Potential wird dann, proportional zum Abstand  $r$ , immer stärker und somit ist es unmöglich die Quarks voneinander zu trennen. Dieses Phänomen nennt man Confinement (engl. confine = einsperren), wobei die Energiedichte bei  $1 \text{ GeV}/\text{fm}$  liegt und konstant ist. Würde man versuchen die Quarks voneinander trennen zu wollen bzw. sie aus ihrem Potential zu lösen, würde das dazu führen, dass sich neue Quark-Antiquark-Paare aus der ins System eingebrachten Energie bilden würden [Büsching, 2017].

### 2.3 Phasendiagramm der QCD

Man geht davon aus, dass unmittelbar nach dem Urknall die Energiedichte und Temperatur so hoch waren, dass ein Phasenübergang von Quarks und Gluonen

in ein sogenanntes Quark-Gluon-Plasma (*QGP*) stattgefunden hat. In diesem Zustand sind die Quarks und Gluonen nicht mehr gebunden, sondern bewegen sich quasifrei und das Confinement ist aufgehoben. In der Natur kommt das Quark-Gluon-Plasma heutzutage nur in Neutronensternen vor, da der Druck dort enorm hoch ist.

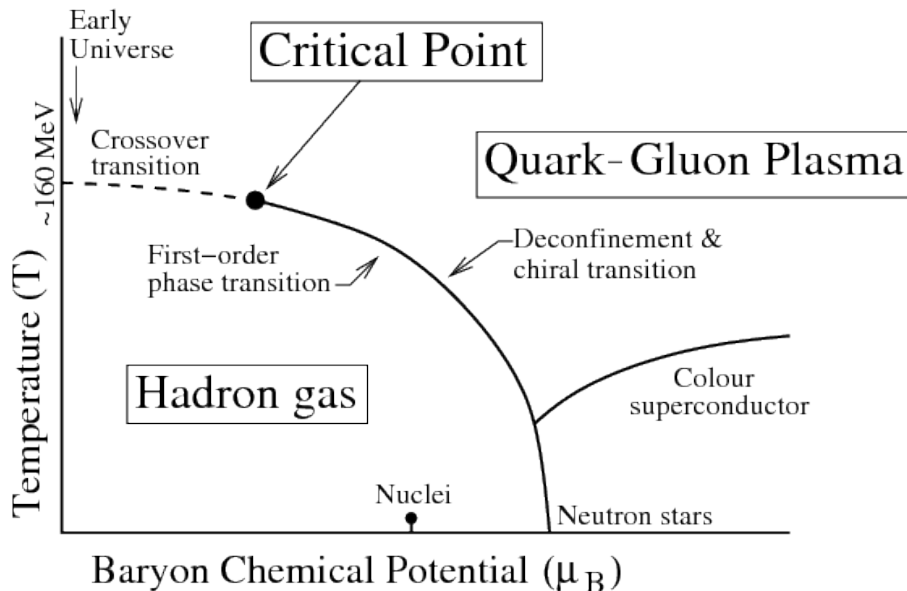


Abbildung 2.1: Phasendiagramm der QCD

Abbildung 2.1 zeigt das schematische Phasendiagramm der starkwechselwirkenden Materie in Abhängigkeit von der chemischen Baryonenzahl  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$ . Der Zustand, in dem die Quarks dem Confinement unterliegen, wird als Hadronengas bezeichnet, welches bei niedrigeren Temperaturen und Drücken auftritt. Eine weitere Besonderheit in diesem Zustand ist die Brechung der chiralen Symmetrie. Die Chiralität, auch Händigkeit genannt, ist die Helizität (Projektion des Spins eines Teilchens auf seinen Impuls) für masselose Teilchen. Da die Helizität für masselose Teilchen lorentz-invariant ist (unabhängig vom Bezugssystem, da masselose Teilchen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen im Rahmen der Relativitätstheorie), ist die Chiralität somit auch lorentz-invariant. Es gibt dann sowohl rechtshändige (Spin und Impuls zeigen in die gleiche Richtung) als auch linkshändige (Spin und Impuls entgegengesetzt) Teilchen. Um die chirale Symmetrie besser zu verstehen,



betrachtet man Quarks in der Theorie als masselose Teilchen. Chirale Symmetrie in der QCD bedeutet, dass die Chiralität bei den wechselwirkenden Quarks erhalten bleibt, d. h. ein linkshändiger bzw. rechtshändiger Quark behält seine Händigkeit beim Wechselwirken [Chi, 2019]. Für die chiralen Partnern im Vakuum (z. B.  $a_1$ -Meson und  $\rho$ -Meson), also Hadronen mit gleichem Spin und entgegengesetzter Parität, bedeutet das, dass sie die gleiche Masse besitzen. Jedoch unterscheiden sie sich im Vakuum in ihrer Masse bzw. in ihrer Spektralfunktion, weil die chirale Symmetrie gebrochen ist. Nach theoretischen Berechnungen findet ein Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma bei einer ungefähren Temperatur von  $T = 160 \text{ MeV}/c^2$  statt. Dabei ist das Confinement aufgehoben und man erwartet eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie, wobei die chiralen Partnern die gleiche Masse besitzen, allerdings mit einer verbreiterten Spektralfunktion [Stefan Leupold, 2008].

## 2.4 Experimentelle Untersuchung des QGP

Experimentell versucht man das QGP in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen zu erzeugen. Am LHC ist das ALICE-Experiment für die Erzeugung und Untersuchung der Eigenschaften eines QGP verantwortlich. Dabei werden die Teilchen, die bei der Schwerionenkollision entstehen, untersucht. Dileptonen, also korrelierte Paare bestehend aus Lepton und Antilepton (Elektron-Positron, Tauon-Antitauon, Myon-Antimyon), sind eine wichtige Sonde um den Verlauf einer Schwerionenkollision zu studieren. Für die Analyse werden nur Dielektronen, also Elektron-Positron Paare, berücksichtigt. Die Dielektronen werden in allen Stadien einer Schwerionenkollision emittiert und werden nicht durch das stark wechselwirkende Medium beeinflusst, da sie bekanntlich nur elektromagnetisch und schwach wechselwirken. Somit können die Dielektronen ungehindert durch das Medium passieren und liefern

unverfälschte Informationen über die Entwicklung einer Schwerionenkollision.

## 2.5 Das Dielektronkontinuum

Die Dielektronen entstehen in allen Phasen einer Schwerionenkollision. Abbildung 2.2 zeigt das erwartete Dielektronenspektrum einer Schwerionenkollision in Abhängigkeit der invarianten Masse, wobei das Dielektronenspektrum in drei Massenbereiche unterteilt werden kann.

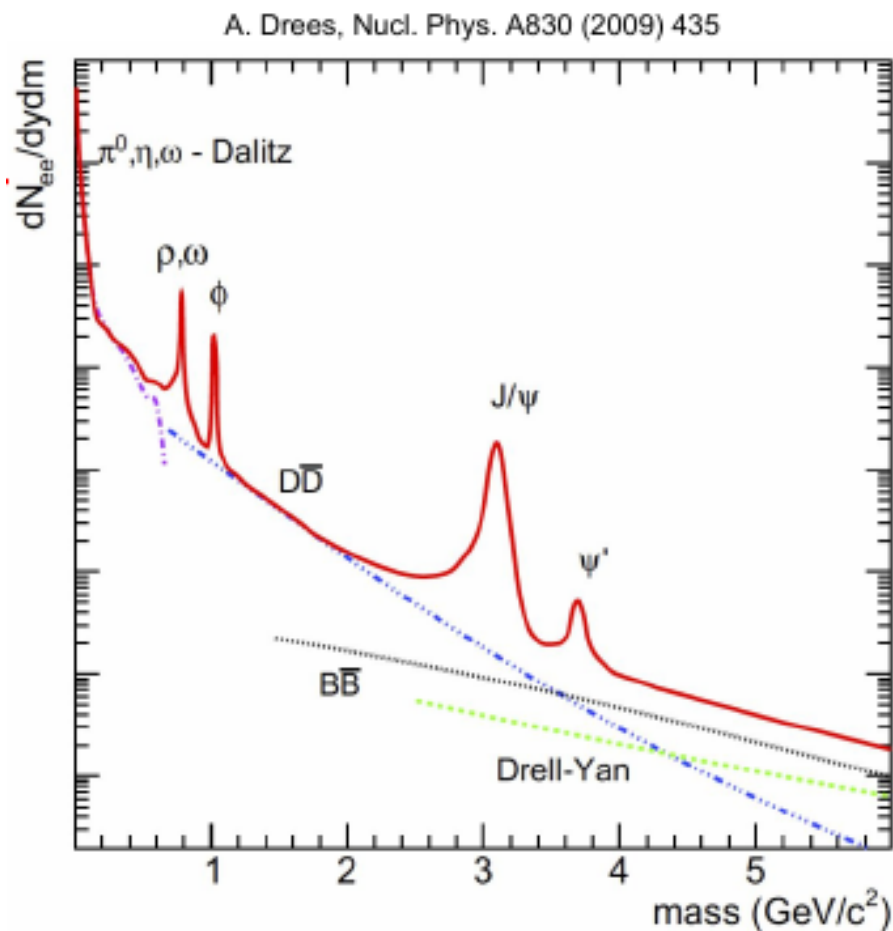


Abbildung 2.2: Erwartetes Dielektronenspektrum in einer Schwerionenkollision am RHIC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ .

### 2.5.1 High-Mass Region

Im hohen Massenbereich (High-Mass Region)  $M_{ee} \gtrsim 2 \text{ GeV}/c^2$  bzw. in der frühen Kollisionsphase entstehen die Dielektronen hauptsächlich aus den sogenannten Drell-Yan Prozessen. Bei einem Drell-Yan Prozess kommt es zu einer

gegenseitigen Vernichtung eines Quarks mit einem Antiquark aus ihrem jeweiligen Hadron, was zur Bildung eines virtuellen Photons führt. Dieses virtuelle Photon zerfällt dann anschließend in ein Dielektronpaar. Außerdem entstehen bei einer Schwerionenkollision die gebundenen  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Zustände bzw. Charmonia und Bottomia. Die  $c\bar{c}$ -Zustände  $J/\psi$  ( $M_{J/\psi} \approx 3,1 \text{ GeV}/c^2$ ) und  $\psi'$  ( $M_{\psi'} \approx 3,7 \text{ GeV}/c^2$ ) kann man gut als Peaks im hohen Massenbereich des Dielektronenspektrums in der Abbildung erkennen. Diese haben letztendlich auch einen Beitrag zur Dielektronproduktion, da sie in Dielektronpaaren zerfallen. Der Beitrag der Drell-Yan-Zerfälle ist für Energien am LHC viel kleiner als am RHIC. Dafür ist der Beitrag der open-charm und open-beauty-Mesonen Zerfälle (siehe 2.5.2) am LHC größer als am RHIC.

## 2.5.2 Intermediate-Mass Region

Im mittleren Massenbereich (Intermediate-Mass Region)

$1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$  entstehen Dielektronen hauptsächlich aus open-charm-Mesonen bzw. D-Mesonen, die aus der Fragmentisierung von  $c$  und  $\bar{c}$  Quarks entstehen (siehe Abbildung 2.3). Diese open-charm-Mesonen bzw. D-Mesonen bestehen aus einem  $c$  oder  $\bar{c}$  Quark und aus einem leichteren Quark. Eine weitere Dielektronquelle in diesem Bereich ist die thermische Strahlung durch das QGP, wobei die Photonen bei Stößen zwischen Quarks und Gluonen der kollidierenden Nukleonen entstehen. Außerdem müssen diese Photonen virtuell sein, damit sie in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Mithilfe der thermischen Strahlung kann man die Temperatur des QGP abschätzen, welche proportional zu  $e^{-\frac{M_{ee}}{T}}$  ist.

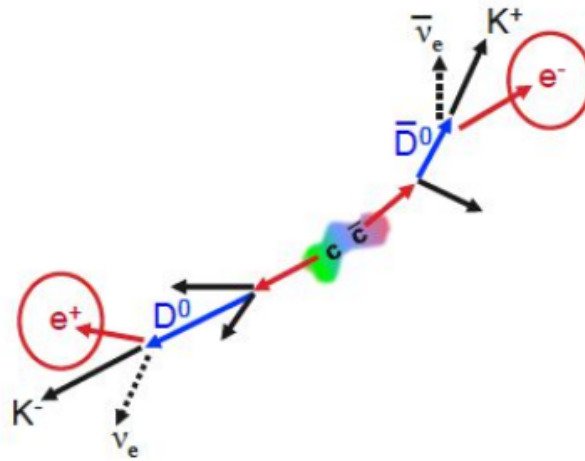


Abbildung 2.3: Fragmentierung von  $c$  und  $\bar{c}$  sowie der Zerfall von  $D^0$  und  $\bar{D}^0$

### 2.5.3 Low-Mass Region

Der letzte bzw. kleine Massenbereich (Low-Mass Region)  $M_{ee} \lesssim 1\text{GeV}/c^2$  beschreibt die spätere Schwerionenkollisionsphase, in der das QGP zum Hadronengas übergeht und somit dominiert der Beitrag der thermischen Strahlung vom Hadronengas den des QGP. Die Resonanzen in diesem Massenbereich sind die leichten Vektormesonen  $\phi$ ,  $\omega$  und  $\rho$ , die ebenfalls als Peaks (siehe Abbildung 2.2) erkennbar sind.

Aus experimenteller Sicht ist für das  $\rho$ -Meson die chirale Symmetrie von besonderer Bedeutung. Das  $\rho$ -Meson zerfällt im Gegensatz zu anderen leichten Vektormesonen noch im heißen Medium, da seine Lebensdauer kleiner als die des heißen Mediums ist. Zudem gestaltet sich die Messung seines chiralen Partners ( $a_1$  - Meson) äußerst schwierig. Die zerfallenden Dielektronen aus dem  $\rho$ -Meson, welches sich im heißen Medium befindet, liefern somit unverfälschte Informationen über die chirale Symmetrie. Dadurch kann man die Modifikation der Spektralfunktion des  $\rho$ -Mesons, die in Verbindung zur chiralen Symmetrie steht, untersuchen (siehe Kapitel 2.3).

Eine weitere Dielektronquelle ist der sogenannte Dalitz-Zerfall von  $\pi^0$ ,  $\eta'$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  und  $\omega$ . Diese Teilchen zerfallen in ein Photon und in zwei Leptonen, wobei das Photon virtuell sein kann, d. h. es zerfällt in ein Elektron-Positron Paar.

## 2.6 Pair Distance of Closest Approach

Mithilfe der  $DCA_{ee}$  kann man die prompten und nicht-prompten Dielektronquellen voneinander separieren. Für die Analyse ist insbesondere die Separation der Dielektronen aus der prompten thermischen Strahlung und aus den nicht-prompten schweren Hadronen im mittleren Massenbereich von enormer Bedeutung.

Der kürzeste Abstand der Teilchenspur eines Elektrons/Positrons zum Kollisionspunkt bzw. Primärvertex wird auch als  $DCA_i$  (engl: Distance of Closest Approach) bezeichnet. Aus der  $DCA_i$  von Elektron und Positron kann man die Paar Variable definieren.

$$DCA_{ee} = \sqrt{\frac{DCA_1^2 + DCA_2^2}{2}} \quad (2.3)$$

Da die Auflösung dieser Spuren von ihrem jeweiligem Transversalimpuls abhängt, werden sie zu ihrer impulsabhängigen Auflösung normiert. Die Elektronen bzw. Positronen aus den Zerfällen der schweren Hadronen, wie z. B. die  $D^\pm$ -Mesonen, haben einen größeren  $DCA_{ee}$ -Wert als die aus den Zerfällen der leichten Hadronen. Hierfür haben die schweren Hadronen beispielsweise eine viel größere Lebensdauer als die leichten Hadronen und legen somit eine gewisse Strecke innerhalb ihrer Lebensdauer vom Kollisionspunkt aus zurück, bevor sie zerfallen (siehe Tabelle 2.2). Der Unterschied wird nochmals in Abbildung 2.4 verdeutlicht [Scheid, 2016].

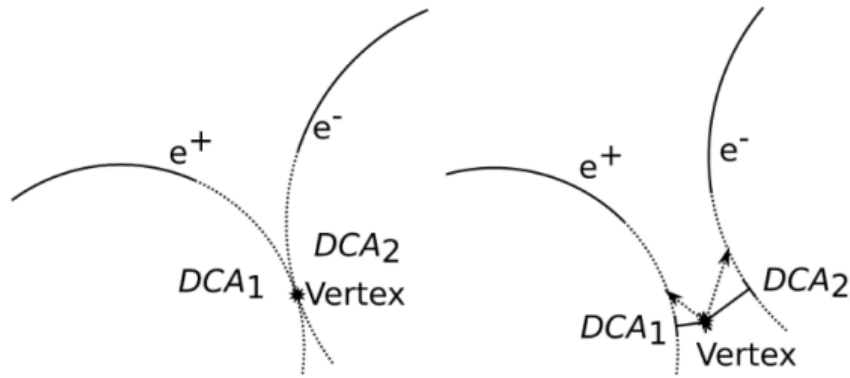


Abbildung 2.4: Skizzierung der zerfallenden Elektronen und Positronen sowie ihren jeweiligen DCA. Im linken Teil der Abbildung sieht man einen prompten Zerfall und im rechten Teil einen nicht-prompten Zerfall

	Lebensdauer	Zerfallslänge ( $c\tau$ )
leichte Hadronen		
$\rho$	$4,41 \cdot 10^{-23}s$	$13 \text{ fm}$
$\omega$	$7,75 \cdot 10^{-23}s$	$23 \text{ fm}$
$\phi$	$1,54 \cdot 10^{-22}s$	$46 \text{ fm}$
$\eta'$	$3,32 \cdot 10^{-20}s$	$10 \text{ pm}$
$\eta$	$5,02 \cdot 10^{-19}s$	$150 \text{ pm}$
$\pi^0$	$8,52 \cdot 10^{-17}s$	$26 \text{ nm}$
schwere Hadronen		
$J/\psi$	$7,09 \cdot 10^{-21}s$	$769 \text{ fm}$
$D^\pm$	$1,04 \cdot 10^{-12}s$	$312 \text{ }\mu\text{m}$
$B^\pm$	$1,64 \cdot 10^{-12}s$	$491 \text{ }\mu\text{m}$

Tabelle 2.2: Lebensdauer und Zerfallslänge der wichtigsten Dielektronquellen

Der linke Teil von Abbildung 2.4 zeigt einen leicht-hadronischen bzw. prompten Zerfall. Der DCA-Wert der jeweiligen Teilchenspuren von Elektron und Positron ist sehr klein und sehr nah am Primärvertex, weil die prompten Teilchen eine sehr kurze Lebensdauer besitzen. Die schweren Hadronen bzw. nicht-prompten Teilchen wie die D-Mesonen (siehe linker Teil der Abbildung 2.4) hingegen

verfügen eine bekanntlich längere Lebensdauer.

## 3 ALICE-Experiment

### 3.1 Large Hadron Collider - LHC

Der LHC (Large Hadron Collider) ist der weltweit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger. Er befindet sich am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in einem ringförmigen unterirdischen Tunnel. Im Jahre 2008 wurde der LHC zum ersten Mal in Betrieb genommen und seitdem wurden Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu  $\sqrt{s_{NN}} = 13 \text{ TeV}$  beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die ersten Schwerionkollisionen fanden im Jahre 2010 mit Blei als Schwerion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$  pro Nukleon statt. Schließlich wurde im Jahr 2013 das erste Mal Proton-Blei Kollisionen durchgeführt. Die vier großen beteiligten Experimente am LHC haben unterschiedliche physikalische Schwerpunkte. Während ATLAS und CMS für die Untersuchung des Higgs-Bosons zuständig sind, untersucht das LHCb-Experiment Zerfälle von Hadronen, die ein bottom- oder charm-Quark enthalten. Die Rekonstruktionseffizienz von Elektronen mit niedrigem  $p_T$ -Wert kann erhöht werden, indem das Magnetfeld des Magneten im ALICE-Barrel von  $0,5 \text{ T}$  auf  $0,2 \text{ T}$  reduziert wird. Eine solche Konfiguration ist Teil der Pb-Pb Kampagne für den RUN3. Dies ermöglicht eine bessere Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds (siehe Kapitel 4) und bietet gleichzeitig die Möglichkeit, den zugänglichen Phasenraum zu vergrößern [Jung, 2018]. Neben dem reduzierten Magnetfeld wird eine integrierte Luminosität von  $L_{int} = 3 \text{ nb}^{-1}$  erwartet. Die verschiedenen Kollisionssysteme und Schwerpunktsenergien am LHC sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.



	Kollisionssystem	Schwerpunktsenergie
RUN1 2009-2013	Proton-Proton	900 GeV, 2.36 TeV, 2.76 TeV, 5.02 TeV, 7 TeV, 8 TeV
	Proton-Blei	5.02 TeV
	Blei-Blei	2.76 TeV
RUN2 2015-2018	Proton-Proton	5.02 TeV, 13 TeV
	Proton-Blei	5.02 TeV, 8.16 TeV
	Blei-Blei	5.02 TeV
Run3 2021-2023	Proton-Proton	14 TeV
	Proton-Blei	8.8 TeV
	Blei-Blei	5.55 TeV

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der vergangenen und zukünftigen Kollisionensysteme und Schwerpunktsenergien am LHC

### 3.1.1 A Large Ion Collider Experiment - ALICE

Das ALICE-Experiment (A Large Ion Collider), siehe Abbildung 3.1, beschäftigt sich als einziges der vier großen Experimente am CERN mit Blei-Blei-Kollisionen. Es untersucht mithilfe dieser Kollisionen die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas, dem extrem heißen und dichten Materiezustand kurz nach dem Urknall. Der ALICE-Detektor ist etwa 25 m lang und 16 m breit mit einem Gesamtgewicht von 10.000 t. Der Großteil des Gesamtgewichts verfällt auf den großen Magneten im zentralen ALICE Barrel mit einem Magnetfeld von  $B = 0,5 \text{ TeV}$ . Außerdem gibt es noch einen weiteren Magneten im Myon-Spektrometer, der für die Detektion der Myonen zuständig ist.

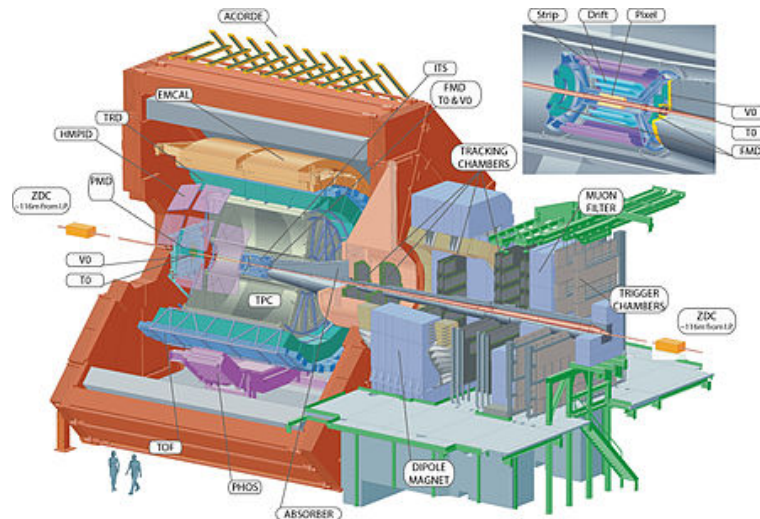


Abbildung 3.1: Skizzierung des ALICE-Detektors mit gekennzeichneten Detektoren

Für die Analyse dieser Arbeit werden die Detektoren *Inner Tracking System (ITS)*, *Time Projection Chamber (TPC)* und *Time of Flight (TOF)* für den LHC-RUN3 verwendet.

### 3.1.2 Time Projection Chamber - TPC

Die TPC, auch Spurendriftkammer genannt, ist der wichtigste Unterdetektor im ALICE-Experiment und kann bis zu 8.000 Spuren gleichzeitig messen und liefert somit die größte Datenmenge. Die TPC hat die Form eines Hohlzylinders (siehe Abbildung 3.1) und besitzt einen Durchmesser von 5,56 m sowie eine Länge von 5,1 m. Gefüllt ist die TPC mit 88 m<sup>3</sup> eines Gasmisches aus Neon, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff. In der TPC befindet sich eine zentrale Hochspannungselektrode, die parallel zu den Endkappen der TPC ist. Zwischen der Hochspannungselektrode und den beiden Endkappen ist ein elektrisches Feld angelegt. Ein geladenes Teilchen, das in die TPC eindringt, ionisiert Gasmoleküle auf dem Flug durch die TPC. Die Ionen driften in weniger als  $\tau = 100 \mu\text{s}$  durch das angelegte Feld zu der Ausleseelektronik an den Endkappen der TPC.

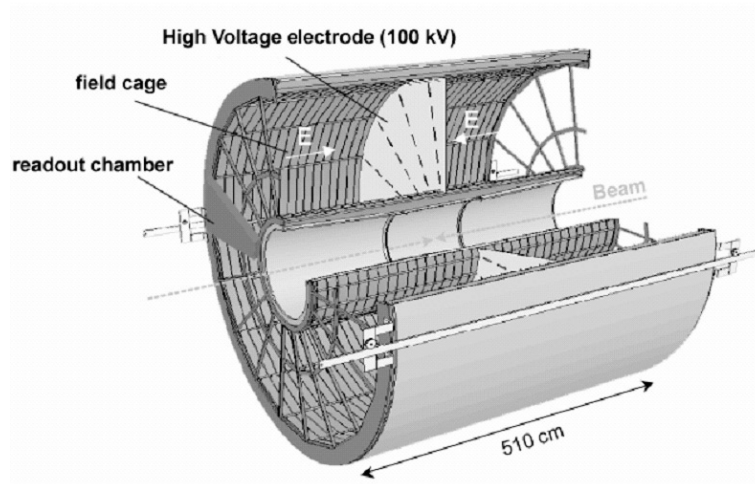


Abbildung 3.2: Skizzierung der TPC mit der Hochspannungselektrode und der Ausleseelektronik an den Endkappen

Die Identifikation der geladenen Teilchen erfolgt mithilfe ihres spezifischen Energieverlustes pro zurückgelegter Wegstrecke, auch bezeichnet als PID (engl: Particle Identification, die durch die Bethe-Bloch-Formel angegeben wird [Klein, 2014].

$$\frac{dE}{dx} = C_1/\beta(\ln(C_2\beta^2\gamma^2)) - \beta^2 + \delta/2 \quad (3.1)$$

$$p_T[\text{GeV}/c] = 0,3 \cdot B[\text{T}] \cdot r[\text{m}] \quad (3.2)$$

Dabei sind  $C_1$  und  $C_2$  detektorspezifische Konstanten.  $\beta$  ist die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens und  $\gamma$  hängt von dieser Geschwindigkeit ab

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Außerdem berücksichtigt der  $\delta$ -Term (Fermi's Dichtekorrekterterm), dass die Targetatome bei höheren Energien polarisiert werden. Je mehr Energie das nachzuweisende Teilchen auf dem Weg abgibt, desto höher ist die Anzahl der ionisierten Gasteilchen. Mithilfe der gemessenen Impulse (siehe Gleichung 3.2) [Schleper, 2012] und die Energieverlustwerte lässt sich die Teilchen identifizieren. In Abbildung 3.3 ist die Verteilung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  gegen den Impuls, welche mit der TPC gemessen wurde, aufgetragen. Jedes dieser Bänder entspricht jeweils einer Teilchensorte. In den Bereichen, in denen die Bänder überlappen, ist die Teilchenidentifikation mit der TPC nicht mehr möglich. Dieses Problem lässt

sich mithilfe der anderen Detektoren zur Teilchenidentifizierung, wie dem TOF- und ITS-Detektor, beheben Sie sorgen dafür, dass auch in diesen Regionen eine Unterscheidung der Teilchenspezies erfolgt.

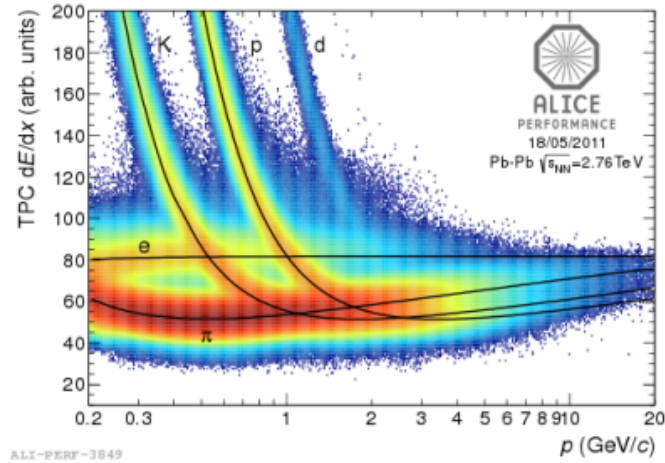


Abbildung 3.3: Teilchenidentifizierung mit TPC in Blei-Blei-Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$

Für den LHC-RUN3 wird die Ausleserate von 1 kHz auf 50 kHz für Blei-Blei-Kollisionen deutlich angehoben. Mithilfe der verbesserten TPC, bei der die GEM Technologie angewandt wird, wird zudem auch die Datenfassungsrate um das Hundertfache erhöht.

## 3.2 Inner Tracking System - ITS

### 3.2.1 Der aktuelle ITS für RUN2

Der aktuelle ITS (Inner-Tracking-System) für RUN2 im ALICE-Experiment ist der Detektor, der sich am dichtesten am Kollisionspunkt befindet. Das System besteht aus sechs Siliziumschichten, die zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Während die innerste Siliziumschicht einen Radius von  $r = 3,9 \text{ cm}$  hat, hat die äußerste Siliziumschicht einen Radius von  $r = 43 \text{ cm}$ . Die beiden innersten Schichten bestehen aus Silizium-Pixeldetektoren (SPD), die die erforderliche Auflösung des DCA zu ermöglichen und zusätzlich können sie 100 Teilchen/cm<sup>2</sup> separieren. Die beiden mittleren Schichten bestehen aus

Siliziumdrift-Detektoren (SDD), während die beiden äußeren Schichten aus Siliziumstrip-Detektoren bestehen. Sie sind für die Teilchenidentifikation zuständig. Diese wird über den spezifischen Energieverlust der Teilchen ( $dE/dx$ ) im Detektormaterial erreicht. Die Hauptaufgaben des ITS dieser Anordnung (siehe Abbildung 3.4) sind die Rekonstruktion von primären sowie sekundären Vertizes von z. B. D-Mesonenzfällen und die Identifizierung von Teilchen mit geringem Transversalimpuls. Außerdem ist der ITS für die Verbesserung der Impuls- und Winkelauflösung der einzelnen Teilchenspuren mithilfe der TPC zuständig. Dabei deckt der ITS eine hohe geometrische Akzeptanz von  $|\eta| < 0,9$  ab.

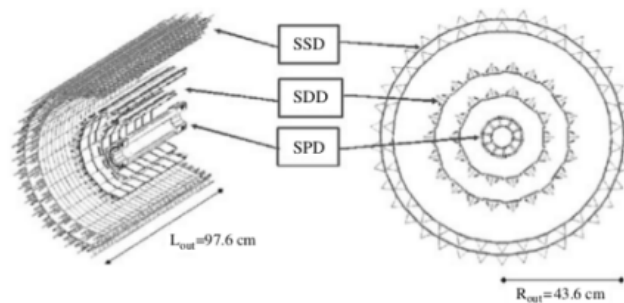


Abbildung 3.4: Skizzierung des aktuellen ITS mit den einzelnen Siliziumschichten

### 3.2.2 Der zukünftige ITS für RUN3

Der zukünftige ITS ohne PID soll im Jahre 2021 ausgebaut bzw. verbessert werden. Einer der Hauptziele des zukünftigen ITS ist die Verbesserung der Spurfundungseffizienz bei Teilchen mit kleinem Transversalimpuls. Dabei wird die Anzahl der Siliziumschichten auf sieben erhöht, wobei sich die innerste Schicht mit einem Radius von 2,2 cm, im Gegensatz zum aktuellen ITS, noch näher zum Strahlrohr befindet (siehe Abbildung 3.4). Außerdem wird das Materialbudget mithilfe der MAPS (eng: Monolithic Active Pixel Sensors) Technologie deutlich verringert. Dadurch entstehen weniger Dielektronen aus Photonenkonversion im Detektormaterial. Photonkonversion ist eine unerwünschte Dielektronenquelle für den kombinatorischen Untergrund (Kapitel

3). Die Punktauflösung des zukünftigen ITS wird in der  $xy$ -Ebene um das Dreifache und in der  $z$ -Ebene um das Sechsfache verbessert (siehe Abbildung 3.6) [Collaboration, 2014]. Aus diesem Grund verbessert sich die DCA-Auflösung und somit die Separation von nicht-prompten und prompten Teilchen.

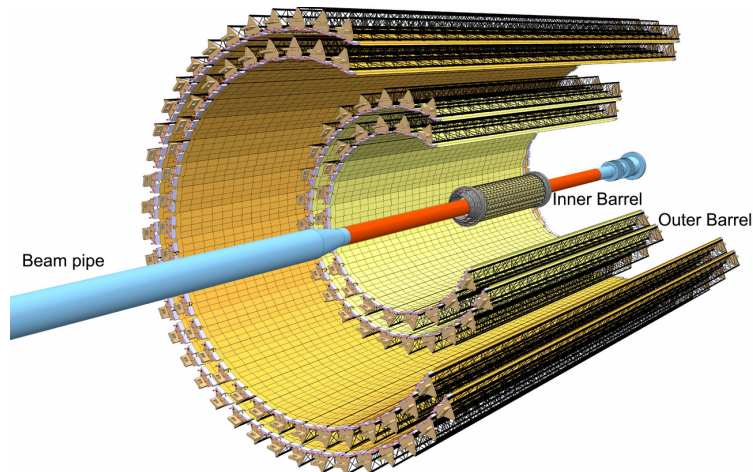


Abbildung 3.5: Layout des zukünftigen ITS für RUN3

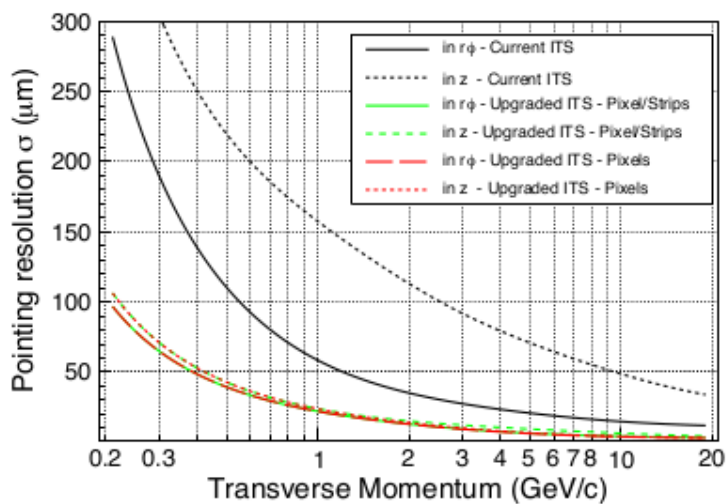


Abbildung 3.6: Erwartete Punktauflösung für das upgraded ITS im Vergleich zum aktuellen ITS. In der  $r\phi$ - bzw.  $xy$ -Ebene wird sich die Auflösung des upgraded ITS um das Dreifache verbessern, während sich die Auflösung in der  $z$ -Ebene um das Sechsfache verbessern wird.

### 3.2.3 Time Of Flight - TOF

Der TOF Detektor (eng: Time Of Flight), auch Flugzeitdetektor genannt, bestimmt die Flugzeit, die das Teilchen vom Kollisionspunkt bis zum Detektor benötigt. Teilchen mit einem Transversalimpuls von  $p_T \geq 0.4 \text{ GeV}/c$  können vom TOF-Detektor aufgrund des angelegten Magnetfeldes  $B = 0,5 \text{ T}$  detektiert werden, während Teilchen mit kleinerem Transversalimpuls aufgrund ihrer Bahnkrümmung nicht den TOF erreichen können. Mit einem reduzierten Magnetfeld von  $B = 0,2 \text{ T}$  können jedoch Teilchen mit einem Transversalimpuls von  $p_T \geq 0.2 \text{ GeV}/c$  detektiert werden. Außerdem kann man mit dem TOF-Detektor Kaonen, Protonen und noch schwerere Teilchen von Elektronen und Pionen trennen (siehe Abbildung 3.7). Mithilfe der Flugzeit- und Impulsinformationen aus dem TOF- und TPC-Detektor lässt sich nun die Masse der Teilchen bestimmen [Klein, 2014].

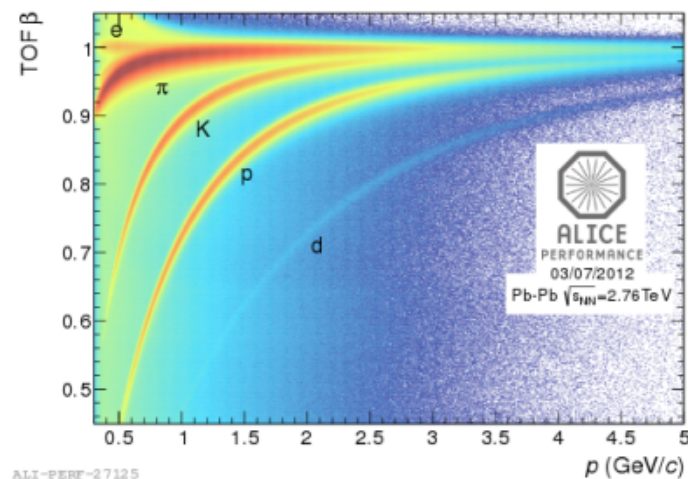


Abbildung 3.7: Teilchenidentifizierung mit dem TOF-Detektor. Aufgetragen als Funktion der normierten Geschwindigkeit  $\beta$  und dem Impuls des Teilchens, wobei  $v$  durch die Flugzeit und zurückgelegte Strecke des Teilchens bestimmt wird.

## 4 Analyse

Das Hauptziel dieser Analyse ist die Separation der Dielektronen aus der prompten thermischen Strahlung und aus den nicht-prompten schweren Hadronen mithilfe der  $DCA_{ee}$ -Verteilung im *Intermediate Mass Region* ( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ). Dabei werden Blei-Blei-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$  für den LHC-RUN3 betrachtet. Zunächst einmal wird die Generierung des Datensatzes, die Spurenspektroskopie sowie die Teilchenidentifikation in dieser Analyse erläutert, wobei die Teilchenidentifikation (PID) auf zwei Arten erfolgt. Anschließend wird die statistische Signifikanz und das Verhältnis Signal-zu-Untergrund aus dem erwarteten Rohsignal und dem kombinatorischen Untergrund bestimmt und für beide PID-Szenarien miteinander verglichen. Das PID-Szenario mit der besseren statistischen Signifikanz wird dann für den weiteren Verlauf der Arbeit fortgeführt. Um ein realistisch gemessenes  $DCA_{ee}$ -Rohspektrum um das erwartete Rohsignal zu simulieren, wird die Signifikanz und das erwartete Rohsignal als Funktion des  $DCA_{ee}$  betrachtet. Um anschließend zu sehen, mit welcher statistischen Genauigkeit man den thermischen Beitrag des Mediums im gegebenen Massenbereich ( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ) messen kann, wird dieses realistisch gemessene  $DCA_{ee}$ -Rohspektrum jeweils mit einer prompten (thermischer Beitrag) und nicht-prompten Komponente (charm Beitrag) gefittet. Abschließend wird die Methodik der Simulation in dieser Arbeit in Proton-Proton bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  durchgeführt und mit den vorhandenen Daten verglichen.

### 4.1 Generierung des Datensatzes

In dieser Arbeit werden volle Monte-Carlo-Simulationen (LHC18d4b2) mit dem HIJING-Generator in Blei-Blei Kollisionen bei einem reduzierten Magnetfeld von  $0,2 \text{ T}$  betrachtet. Mithilfe des reduzierten Magnetfeldes erreicht man eine



möglichst große Detektoreffizienz. Der Datensatz besteht aus ca. 400 000 simultierende Ereignisse. Für den RUN3 erwartet man allerdings  $2,5 \cdot 10^9$  Blei-Blei Ereignisse bei einer Zentralität von 0-10%. Abschließend wird in der Monte-Carlo Simulation das *Jet-quenching* nicht berücksichtigt, was zur Vermeidung des Energieverlustes der Teilchen führt.

## 4.2 Spurenelektierung

Teilchen werden nur innerhalb der gemeinsamen geometrischen Akzeptanz von  $|\eta| < 0,8$  und bei einem Transversalimpuls von  $p_T > 0,2 \text{ GeV}/c$  selektiert. Es werden außerdem Spurqualitätsschnitte angewendet, sodass nur Primärspuren mit guter Rekonstruktionsqualität ausgewählt werden. Dabei werden mindestens 80 TPC- und 5 ITS-Cluster sowie  $\chi^2$  pro TPC-Cluster  $< 4$  und  $\chi^2$  pro ITS-Cluster  $< 4,5$  erforderlich sein. Zudem beträgt die Anzahl der durchquerten TPC Padreihen (*crossed rows*) mindestens 100 und das Verhältnis der durchquerten Padreihen zu den auffindbaren Clusters beträgt  $> 0,8$ . Der Anteil der TPC *shared clusters* beträgt zudem  $< 0,4$ . Um Photonkonversion im Detektor zu unterdrücken, ist die erste SPD-Schicht des ITS erforderlich. Abschließend werden nur Teilchenspuren mit geringster Entfernung ( $DCA_{xy} < 1 \text{ cm}$  und  $DCA_z < 3 \text{ cm}$ ) zum Primärvertex selektiert. Teilchenspuren, die nicht diese Bedingung erfüllen, werden nicht akzeptiert. Dieses Verfahren nennt man auch DCA-Schnitt. Dieser DCA-Schnitt ist offen, d. h. alle Elektronen aus schweren Hadronenzerfällen (*charm* und *beauty*) erfüllen diese Anforderung [Collaboration, 2018a].

## 4.3 Teilchenidentifikation

Für die Identifikation einer Teilchenpur durch den Detektor betrachtet man die Standardabweichung des spezifischen Energieverlustes zum erwarteten Energieverlust einer Teilchensorte in  $n\sigma$ . Diese wird folgendermaßen berechnet

[Scheid, 2016]

$$n\sigma = \frac{dE/dx_{track} - dE/dx_{expected}}{\sigma_{res}} \quad (4.1)$$

Für die Teilchenidentifikation in dieser Analyse werden folgende Szenarien betrachtet:

- PID-PID Szenario

Für das PID-PID-Szenario werden Elektronen mit der TPC im  $3\sigma_{electron}^{TPC}$ -Bereich ( $-3 < n\sigma < 3$ ) selektiert. Außerdem werden Pionen in  $n\sigma_{\pi}^{TPC} > 3,5$  sowie Kaonen, Protonen und Myonen im  $3\sigma$ -Bereich abgelehnt (*hadron rejection*). Falls sich die Elektronenkandidaten in dem Schnitt-Bereich der TPC befinden, in dem Kaonen und Protonen abgelehnt wurden und somit nicht klar identifizierbar sind, werden sie mithilfe der Information aus dem TOF in  $3\sigma_{electron}^{TOF}$  wiederhergestellt (siehe 4.1).

- PID-TPCTOF Szenario

Für das TPCTOF-Szenario werden Elektronen sowohl in der TPC als auch im TOF im  $3\sigma_{electron}$ -Bereich selektiert und Pionen werden im Bereich  $n\sigma^{TPC} > 3,5$  abgelehnt (siehe Abbildung 4.2).

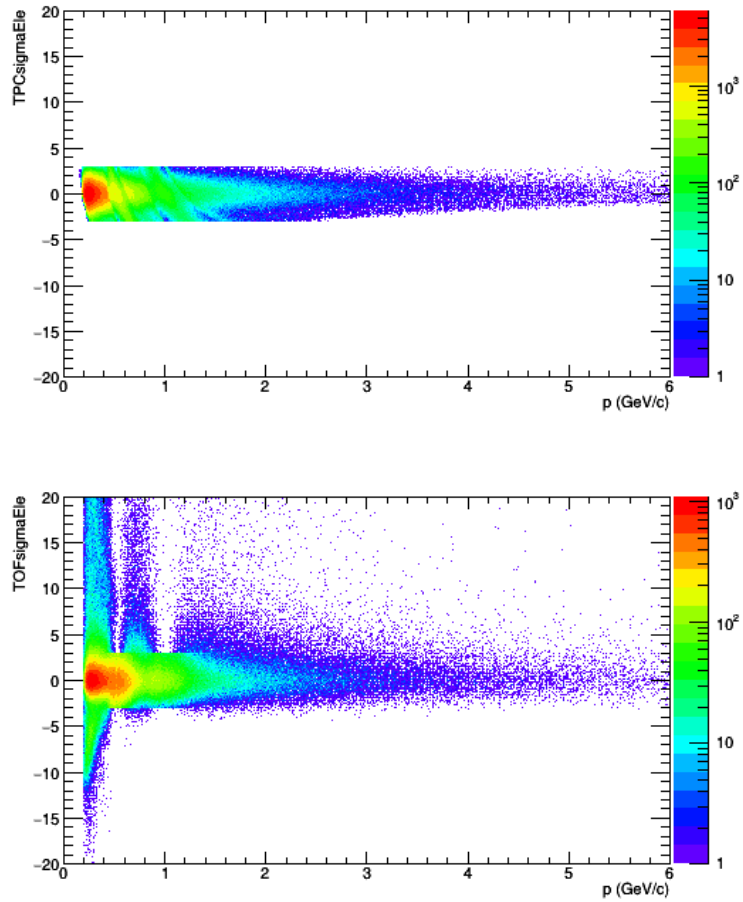


Abbildung 4.1: Spezifischer Energieverlust der Elektron-Kandidaten als Funktion ihrer Impulse in der TPC (oben) und dem TOF (unten) für das PID-PID Szenario.

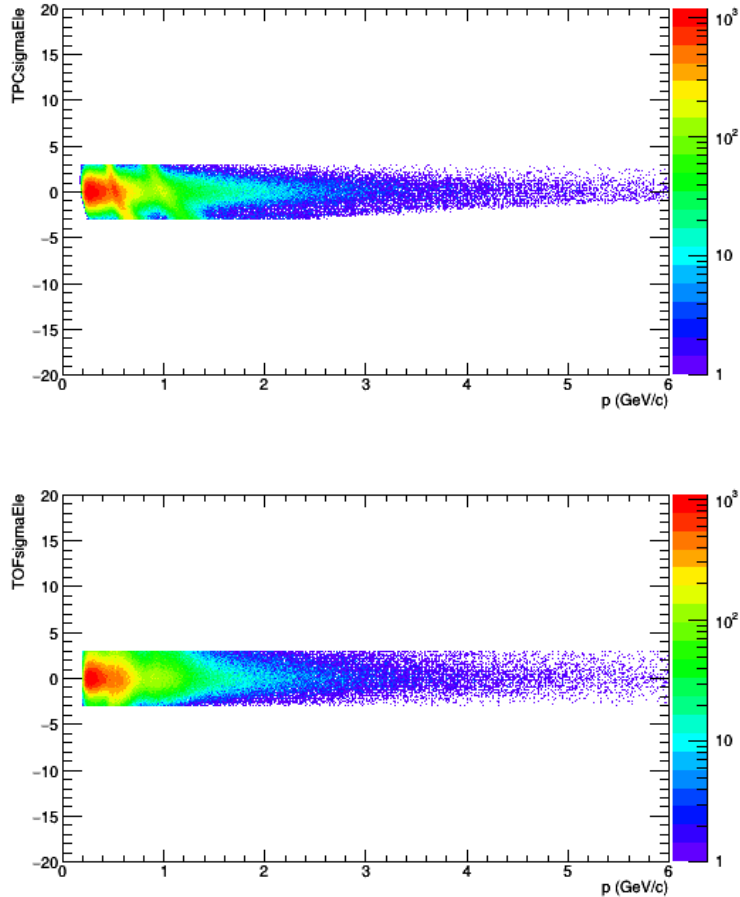


Abbildung 4.2: Spezifischer Energieverlust der Elektron-Kandidaten als Funktion ihrer Impulse in der TPC (oben) und dem TOF (unten) für das PID-TPCTOF Szenario.

In der Abbildung 4.2 ist die hadronische Kontamination hauptsächlich durch Kaonen im PID-TPCTOF-Szenario erhalten. Die Ursache hierfür ist der *mismatch*-Effekt im TOF, d. h. Kaonen werden im TOF aufgrund der Materialstreuung einem falschen Cluster, der für die sekundären Elektronen zuständig ist, zugeordnet. Deshalb werden die falsch zugeordneten Kaonen nicht als Kaonen im TOF Detektor erkannt.

#### 4.4 Signalextraktion

Elektronen mit ungleicher Ladung kombinierte Paare, also Elektron-Positron-Paare werden auch *Unlike-Sign*-Paare genannt. Falls diese beiden Elektronen aus dem selben Mutterteilchen kommen, so zählt dieses

Elektron-Positron Paar zum Dielektronsignal. Falls die beiden Elektronen jedoch aus unterschiedlichen Mutterteilchen kommen, so werden sie zum kombinatorischen Untergrund gezählt, mit Ausnahme von Elektron-Positron Paare aus korrelierten open-charm und open-beauty Hadronenzerfällen. Experimentell ist es unklar, ob das Paar zweier identifizieren Elektronen zum Dielektronsignal oder zum kombinatorischen Untergrund zählt [Özdemir, 2013]. Deshalb enthält das *Unlike-Sign* Spektrum neben dem eigentlichen Dielektronsignal auch den kombinatorischen Untergrund. Letzterer wird in dieser Arbeit mit der *Same Event Like-Sign*-Methode bestimmt. Dabei kombiniert man alle Elektronen mit Elektronen bzw. alle Positronen mit Positronen zum selben Ereignis. Die *Same Event Like-Sign*-Methode kann mit Gleichung 4.2 bestimmt werden.

$$Background = 2 \cdot R \sqrt{N_{++} + N_{--}} \quad (4.2)$$

Dabei sind  $N_{++}$  und  $N_{--}$  Kombinationen der Elektron-Elektron-Paare und Positron-Positron-Paare. Der  $R$ -Faktor ist ein Akzeptanzkorrekturterm, da der Detektor für *Unlike-Sign*- und *Like-Sign*-Paare unterschiedliche Akzeptanzen hat. Da der ALICE Detektor eine  $2\pi$  Azimutabdeckung hat, ist dieser Korrekturterm sehr klein. In dieser Studie wird es mit Eins gleichgesetzt. Das Dielektronsignal ist dann die Differenz aus den *Unlike-Sign*-Paare und dem kombinatorischen Untergrund.

$$S = N_{+-} - 2 \cdot R \sqrt{N_{++} + N_{--}} \quad (4.3)$$

Da der HIJING-Generator nur  $\pi^0$ -Teilchen und charm-Hadronen generiert und somit zu wenige Dielektronquellen für die Bestimmung des Signals zur Verfügung hat, wird das hadronische Cocktail (Summe aller erwarteten Dielektronquellen) (Abbildung 4.3) mit der Dielektroneffizienz gewichtet.

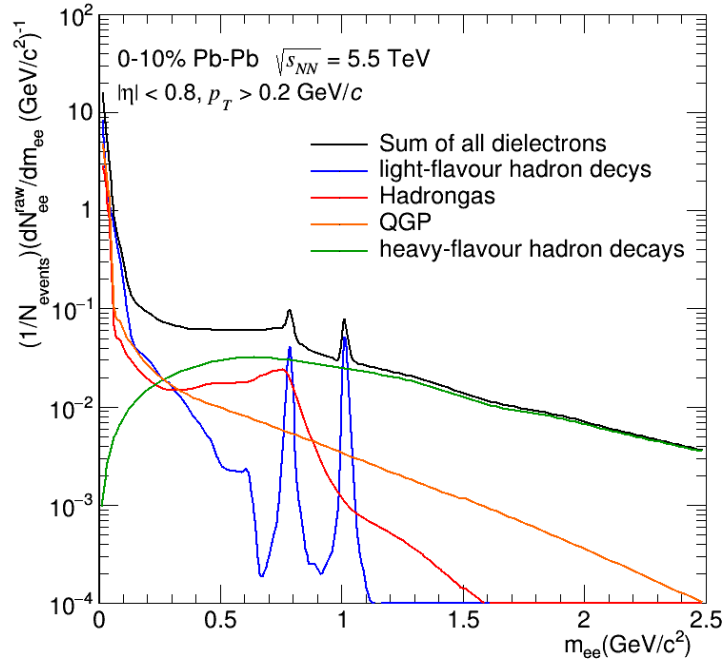


Abbildung 4.3: Hadronisches Cocktail als Funktion der invarianten Masse mit der Gewichtung der Effizienz (siehe 4.4.1)

Der Beitrag der semileptonischen Hadronenzerfällen zum Dielektronenspektrum ergibt sich aus der Annahme, dass die Wirkungsquerschnitte von  $c\bar{c}$ -Paare in Pb-Pb Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$  dieselben sind wie die aus pp-Kollisionen bei gleicher Schwerpunktsenergie [Citron, 2019], mit dem Unterschied, dass sie durch die durchschnittliche Anzahl der binären Nukleon-Nukleon Kollisionen  $\langle N_{coll} \rangle$  skaliert werden. Dadurch wird weder *cold-nuclear matter effect* noch der Energieverlust berücksichtigt. Die Abbildung 4.3 zeigt deutlich, dass am LHC der Beitrag der Dielektronen aus den schweren Hadronenzerfällen ab  $m_{ee} = 0,3 \text{ GeV}/c^2$  dominant ist. Die thermische Strahlung durch Hadronen in dem heißen hadronischen Gas findet bei kleineren Massen statt, während die thermischen Strahlung durch das QGP bei höheren Massen stattfindet.

#### 4.4.1 Dielektroneffizienz

Für die Dielektroneffizienz betrachtet man zunächst die Effizienz eines einzelnen Elektrons. Sie wird aus dem rekonstruierten über dem generierten Elektron gebildet (siehe Abbildung 4.4).

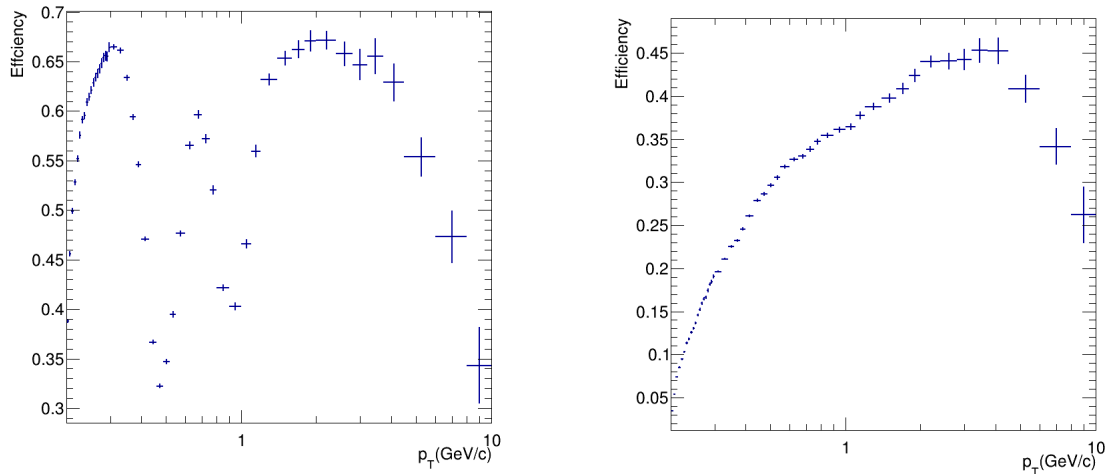


Abbildung 4.4: Effizienz eines einzelnen Elektrons für das PID-PID- (links) und das PID-TPCTOF-Szenario (rechts) als  $p_T$ -Funktion

Die Dielektroneffizienz wiederum wird aus dem rekonstruierten über dem generierten Elektronenpaar von open-charm Hadronzerfällen (korreliert oder unkorreliert) gebildet. Die folgenden Abbildungen 4.5 und 4.6 zeigen die Dielektroneffizienz für beide PID-Szenarien.

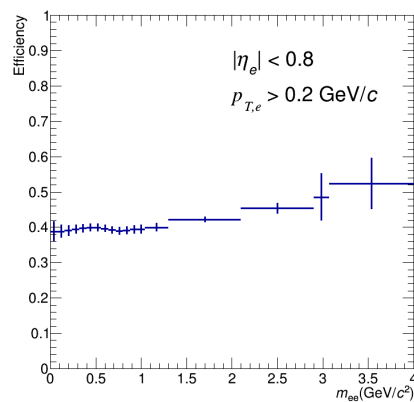


Abbildung 4.5: Dielektroneffizienz im PID-PID-Szenario in der ALICE Akzeptanz

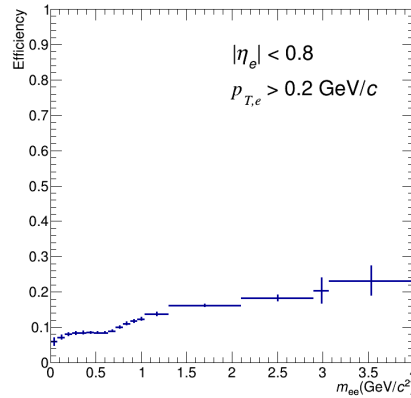


Abbildung 4.6: Dielektroneffizienz im PID-TPCTOF-Szenario in der ALICE Akzeptanz

Die Dielektroneffizienz im PID-PID-Szenario ist bei kleinen Massen etwa viermal und bei hohen Massen etwa doppelt so gut wie im PID-TPCTOF-Szenario.

#### 4.4.2 Kombinatorischer Untergrund und erwartetes Rohsignal

Die Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen den kombinatorischen Untergrund nach der *Same Event Like-Sign*-Methode und das erwartete Rohsignal nach der Gewichtung des Cocktail mit der Dielektroneffizienz für beide PID-Szenarien.



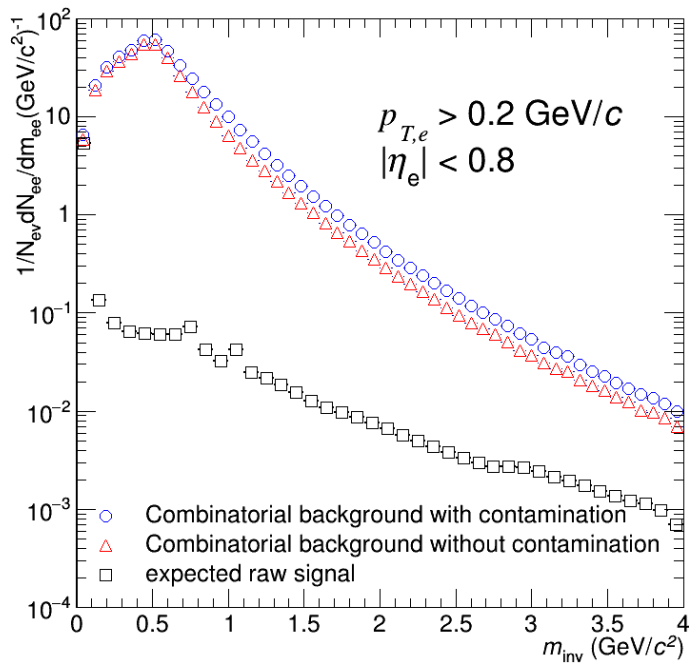


Abbildung 4.7: Kombinatorischer Untergrund und erwartetes Rohsignal für das PID-PID-Szenario mit und ohne hadronische Kontamination

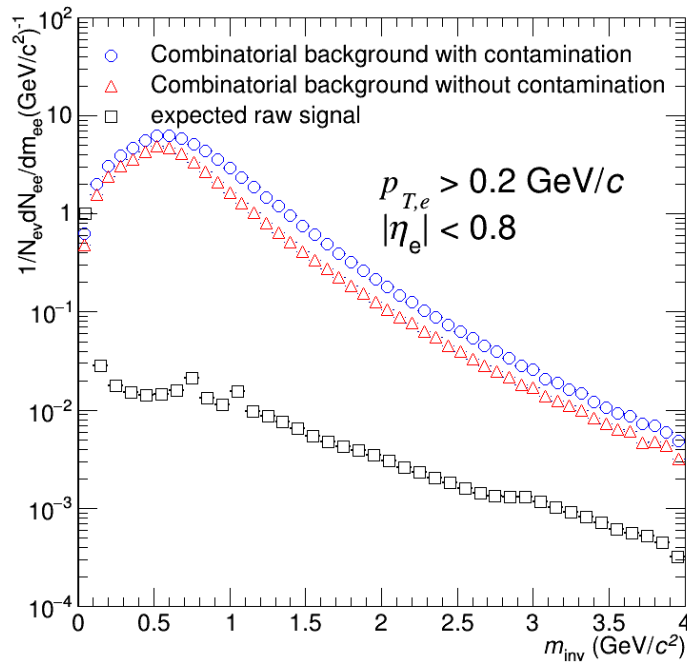


Abbildung 4.8: Kombinatorischer Untergrund und erwartetes Rohsignal für das PID-TPCTOF-Szenario mit und ohne hadronische Kontamination

### 4.4.3 S/B und Signifikanz

Nach der Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds und dem erwarteten Rohsignal wird die statistische Signifikanz ( $\alpha = \text{Signal} / \sqrt{\text{Signal} + 2 \cdot \text{Untergrund}}$ ) genutzt um eine Messung zu simulieren. Die Signifikanz wird in diesem Zusammenhang als Maß der Schwankung um einen Messpunkt genutzt. Eine hohe statistische Signifikanz sorgt letztendlich für eine kleine statistische Unsicherheit des Messwertes.

In den folgenden Abbildungen 4.9 und 4.10 wird die Signifikanz und das S/B-Verhältnis für beide PID-Szenarien jeweils mit und ohne hadronische Kontamination grafisch dargestellt.

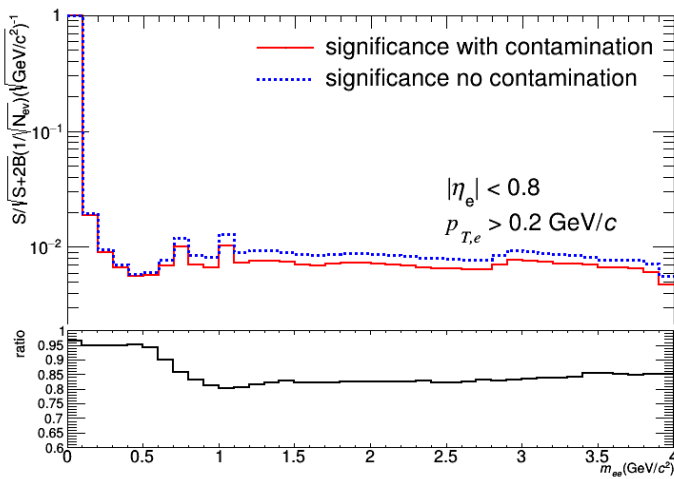
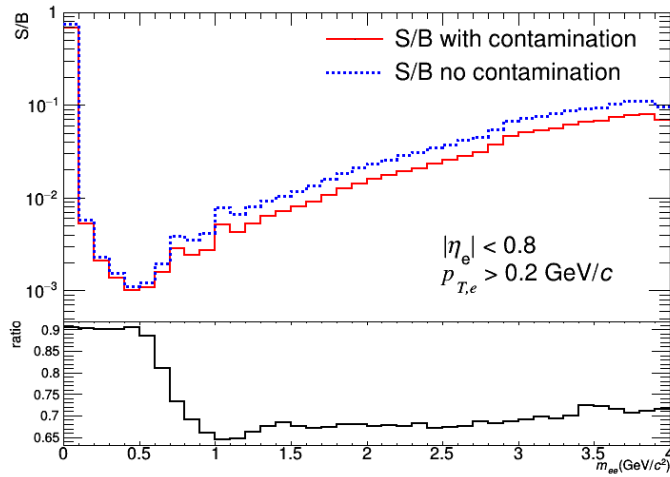


Abbildung 4.9: S/B-Verhältnis und statistische Signifikanz (normiert pro  $\sqrt{N_{ev}}$ ) für das PID-PID-Szenario mit und ohne hadronische Kontamination

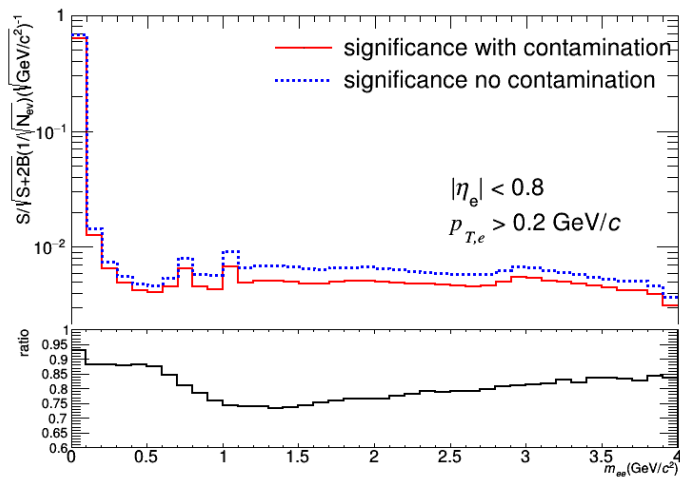
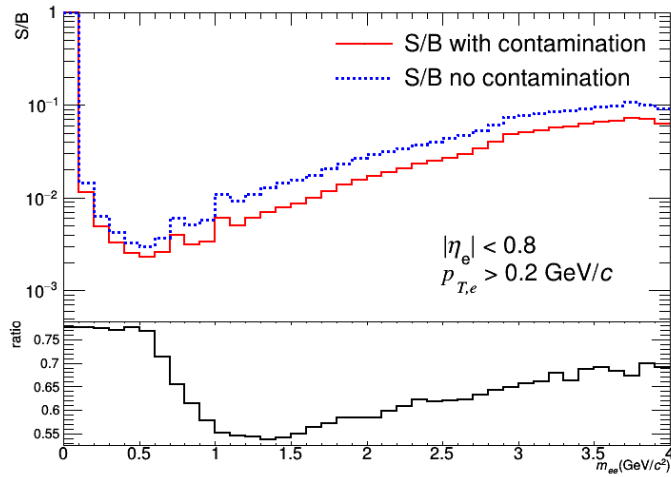


Abbildung 4.10: S/B-Verhältnis und statistische Signifikanz (normiert pro  $\sqrt{N_{ev}}$ ) für das PID-TPCTOF-Szenario mit und ohne hadronische Kontamination

Die hadronische Kontamination hat für das PID-PID Szenario einen kleineren Einfluss als für das PID-TPCTOF Szenario. Die Ursache hierfür ist der *mismatching*-Effekt durch Kaonen im TOF, den man schon in Abbildung 4.2

beobachten konnte. Im *Inter Mediate Mass Region* ( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ) ist die statistische Signifikanz sowohl für das PID-PID als auch das PID-TPCTOF Szenario für den Fall mit Kontamination minimal schlechter als für den Fall ohne Kontamination.

Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit und insbesondere für die Simulation der Messung wird das PID-PID-Szenario mit hadronischer Kontamination bevorzugt. Das PID-PID-Szenario hat im Vergleich zum PID-TPCTOF-Szenario eine etwas höhere statistische Signifikanz im Massenbereich  $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ . Zudem soll noch erwähnt werden, dass der durchschnittliche Transversalimpuls  $p_{T,ee}$  für beide PID-Szenarien unterschiedlich ist ( $p_{T,ee}$  im PID-TPCTOF  $>$   $p_{T,ee}$  im PID-PID). Außerdem soll die Simulation der Messung nachher möglichst realitätsnah sein. Dafür spielt die hadronische Kontamination eine wichtige Rolle.

Um die Signifikanz zu erhöhen, wird im Folgenden einen Prefilter-Algorithmus angewendet. Dabei werden Elektronen-Kandidaten verworfen, sobald sie mit Positronen ein Elektron-Positron Paar im selben Ereignis bilden, das eine Masse von  $M_{ee} < 0,05 \text{ GeV}/c^2$  und einen Öffnungswinkel von  $\omega_{ee} < 0,1 \text{ rad}$  besitzt. Dadurch kommt es zu einer Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds, was wiederum zu einer Erhöhung der Signifikanz führt [Collaboration, 2018b]. Die Abbildung 4.11 zeigt die Prefilter-Effizienz, die mit dem Cocktail gewichtet wird. Sie wird aus dem Verhältnis von Elektronpaare aus korrelierten D-Mesonen mit dem Prefilter und Elektronpaare aus korrelierten D-Mesonen ohne dem Prefilter gebildet.

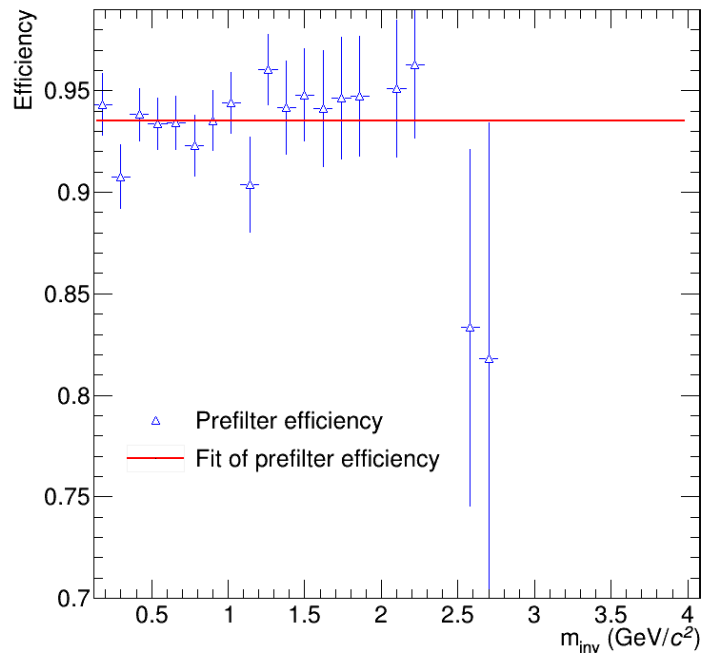


Abbildung 4.11: Prefilter Effizienz als Funktion der invarianten Masse. Die Effizienz liegt bei ungefähr 0,93

Die Abbildung 4.11 zeigt die Signifikanz mit und ohne dem Prefilter sowie das Verhältnis der Beiden. Die Signifikanz mit dem Prefilter ist nur etwa 8-11% im *Intermediate Mass Region* ( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ) besser als die Signifikanz ohne dem Prefilter.

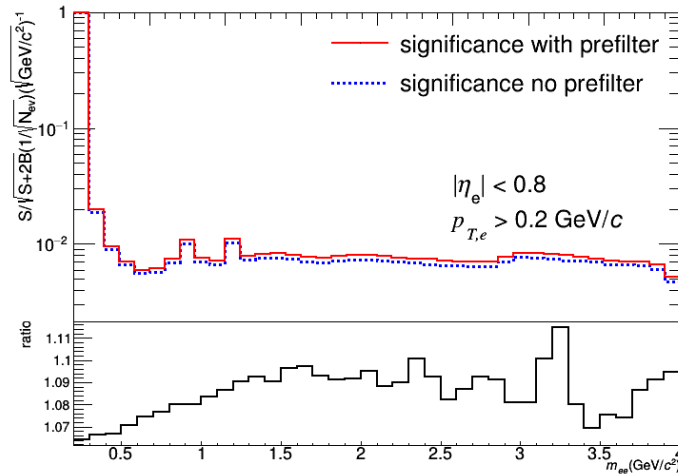


Abbildung 4.12: Statistische Signifikanz mit und ohne dem Prefilter (normiert pro  $\sqrt{N_{ev}}$ ) und das Verhältnis der Beiden (unten)

## 4.5 Simulation des gemessenen Signals

Das rohe gemessene Signalspektrum wird mithilfe des erwarteten Rohsignals im *Intermediate Mass Region* und über das Ziehen einer Zufallszahl  $k$  verteilt nach einer Poissonverteilung simuliert.

$$P_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!} \cdot \exp(-\lambda) \quad (4.4)$$

Dabei gibt der Parameter  $\lambda = \frac{S^2}{S+2B} \cdot n = (\alpha)^2 \cdot n$  mit  $n$  für die Anzahl der Ereignisse und  $\alpha$  für die Signifikanz die erwartete Ereignishäufigkeit in jedem Massenbereich pro  $\sqrt{N_{ev}}$  an. Das gemessene Signal kann dann wie folgt berechnet werden:

$$signal_{meas} = signal_{expected} \cdot k_{Poisson} / (\alpha^2 \cdot n) \quad (4.5)$$

Die statistischen Fehler zu dieser Messung lauten dann:

$$signal_{error} = signal_{expected} \cdot \sqrt{k_{Poisson}/(\alpha^2 \cdot n)} \quad (4.6)$$

Je genauer bzw. besser die statistische Signifikanz dieser Messung ist, desto präziser simuliert man das gemessene Signal mit weniger statistischen Fehlern [Klein, 2014].

Bevor das erwartete Rohsignal und die statistische Signifikanz als Funktion des DCA bestimmt werden, wird im folgenden Kapitel die Separationsleistung für prompten und nicht-prompten Dielektronenpaare für  $DCA_{xy}$ ,  $DCA_z$  und  $DCA_{xyz}$  untersucht.

#### 4.6 Effizienz der Separation für $DCA_{xy}$ , $DCA_z$ und $DCA_{xyz}$

Da sich die DCA-Auflösung für den ITS-RUN3 sowohl in xy- als auch in z-Ebene um das Drei- bzw. Sechsfache verbessern wird, betrachtet man die DCA-Verteilung in der xzy-Ebene. Diese kann wie folgt berechnet werden:

$$DCA_{ee}^{xyz} = \sqrt{\frac{(DCA_{xyz}^{e^+})^2 + (DCA_{xyz}^{e^-})^2}{2}} \quad (4.7)$$

Dabei ist  $DCA_{xyz}$  (in  $\sigma$ ) normiert auf die Auflösung für ein einzelnes Elektron bzw. Positron:

$$DCA_{xyz} = \sqrt{dca_{cm}^T cov^{-1} dca_{cm}}, \quad (4.8)$$

mit dem Vektor  $\mathbf{dca}_{cm}$

$$\mathbf{dca}_{cm} = \begin{bmatrix} dca_{xy}[cm] \\ dca_z[cm] \end{bmatrix} \quad (4.9)$$



und der Kovarianzmatrix  $cov$ , die das Quadrat der Fehler der DCA Messungen angibt

$$cov = \begin{bmatrix} cov_{xy,xy} & cov_{xy,z} \\ cov_{xy,z} & cov_{xy,xy} \end{bmatrix}. \quad (4.10)$$

Die Abbildung 4.13 zeigt den kombinatorischen Untergrund (normiert auf den Maximalwert), die prompte-Verteilung (Pionen) und nicht-prompte-Verteilung (hier  $D^+$  – Mesonen) jeweils für  $DCA_{xyz}$  und  $DCA_{xy}$ . Dabei sieht man eine Verschiebung nach rechts der Verteilung der nicht-prompten Dielektronen für  $DCA_{xyz}$ . Die Verteilung der prompten Dielektronen verschiebt sich dagegen nur geringfügig nach rechts für  $DCA_{xyz}$ . Somit führt diese Verschiebung zu einer besseren Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronen.

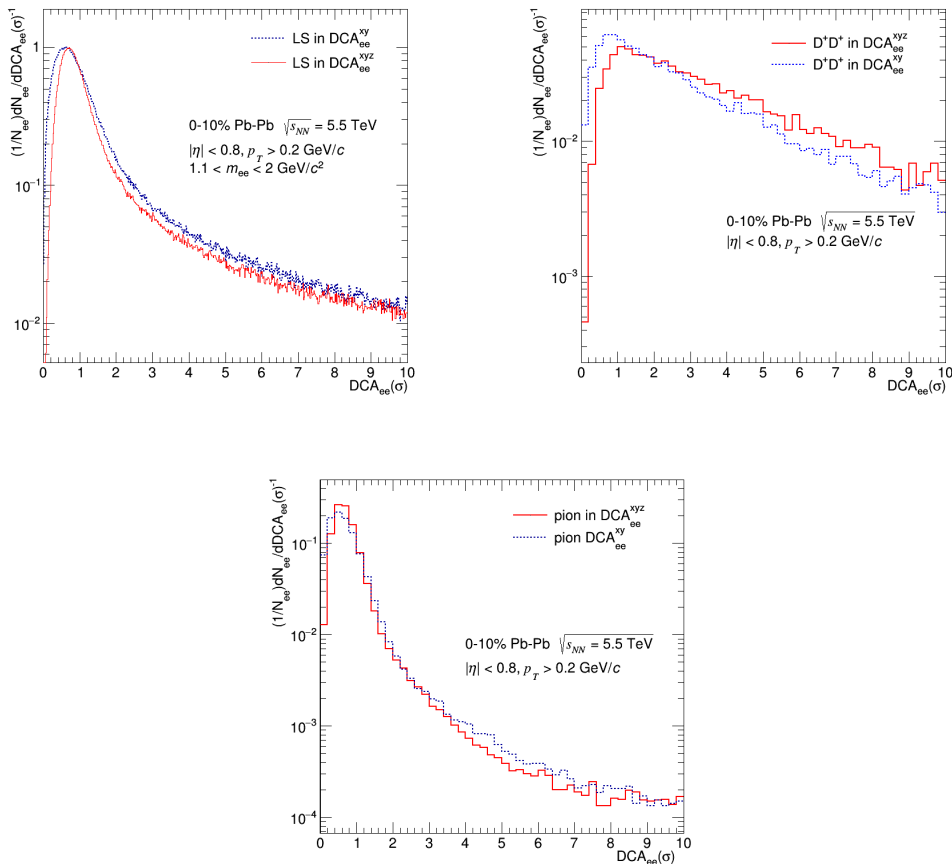


Abbildung 4.13: Kombinatorischer Untergrund (links), prompte Verteilung (rechts) und nicht-prompte Verteilung (unten) für  $DCA_{xyz}$  und  $DCA_{xy}$

Wie gut die Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronen für  $DCA_{xy}$ ,  $DCA_z$  und  $DCA_{xyz}$  ist, wird in Abbildung 4.14 gezeigt. Dabei betrachtet man die Anzahl der prompten und nicht-prompten Dielektronen (Bildung der prompten Dielektronen von  $\pi^0$  und nicht-prompten Dielektronen von D-Mesonenzfällen erfolgt in Kapitel 4.7), welche über den maximalen DCA-Schnitt selektiert werden.

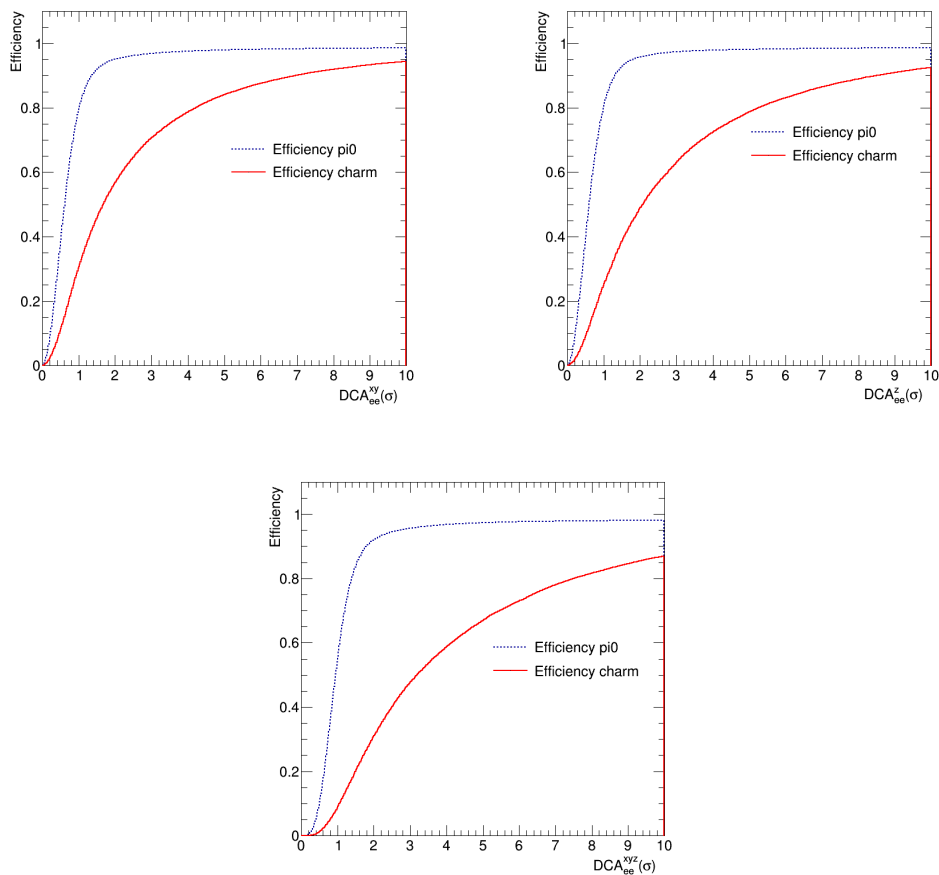


Abbildung 4.14: Effizienz der Separation von prompten ( $\pi^0$ ) und nicht-prompten Dielektronen (charm) in  $DCA_{xy}$  (links),  $DCA_z$  (mitte) und  $DCA_{xyz}$  (rechts)

Bei einer Effizienz von beispielsweise 0,6 für prompten Dielektronen, beträgt sie für nichtprompten Dielektronen etwa 0,1 für  $DCA_{xyz}$ , 0,15 in  $DCA_z$  und 0,2 in  $DCA_{xy}$ . Somit ist die Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronenpaaren für  $DCA_{xyz}$  am effektivsten.

## 4.7 Erwartetes DCA-Rohspektrum

Für die DCA-Verteilung des erwarteten Rohsignal werden prompte und nicht-prompte Templates aus der Monte-Carlo verwendet. Für das nicht-prompte Template werden unkorrelierte Elektronen aus open-charm-Hadronen (4.15) genommen. Da sich die open-charm-Hadronen in ihrer Zerfallslänge (siehe Tabelle 4.1) und somit in ihrem  $DCA_{ee}$ -Spektrum unterscheiden, werden sie entsprechend ihrer Produktionsrate und ihrem semileptonischen Zerfallsverzweigungsverhältnis aufsummiert.

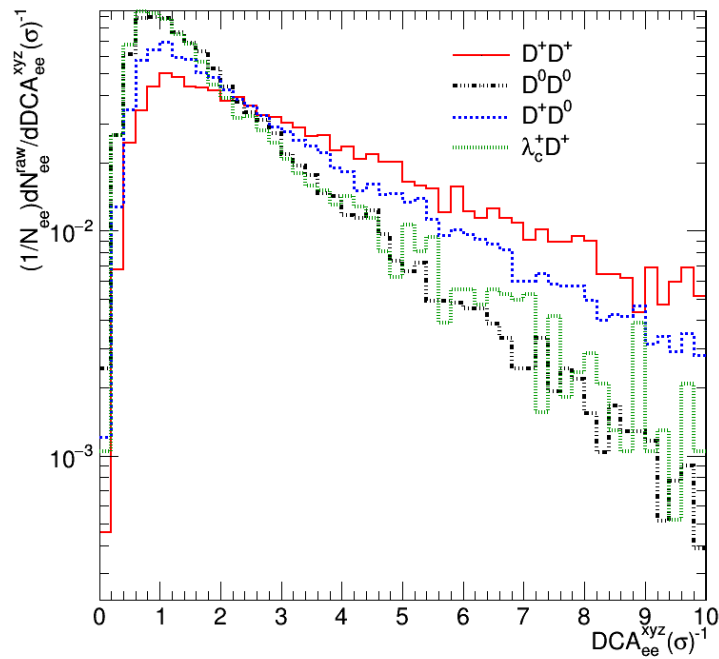


Abbildung 4.15:  $DCA_{ee}$ -Spektren der Elektronen aus den einzelnen open-charm Hadronen jeweils normiert auf das Integral

	Produktionsrate im Verhältnis zu $D^0$	Zerfallsverzweigungsverhältnis	Zerfallslänge $c\tau$
$D^0$	1	0.0649	122.9 $\mu\text{m}$
$D_s^+$	0,215	0,065	149.9 $\mu\text{m}$
$D^+$	0,45	0.1607	311.8 $\mu\text{m}$
$\lambda_c^+$	0,543	0.045	59.9 $\mu\text{m}$

Tabelle 4.1: Produktionsrate, Zerfallsverzweigungsverhältnis und Zerfallslänge der verschiedenen open-charm-Hadronen

Für das prompte Template werden aus der Monte-Carlo nur Elektronen aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen selektiert. Anschließend werden die Templates jeweils auf ihren erwarteten *yield* im *Intermediate Mass Region* ( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ) aus dem hadronischen Cocktail normiert (siehe Abbildung 4.3). Die Summe aus dem prompten (Elektronen aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen) und dem nicht-prompten (unkorrelierte Elektronen aus open-charm Hadronen) Template ergibt schließlich das erwartete Rohsignal (Abbildung 4.16).

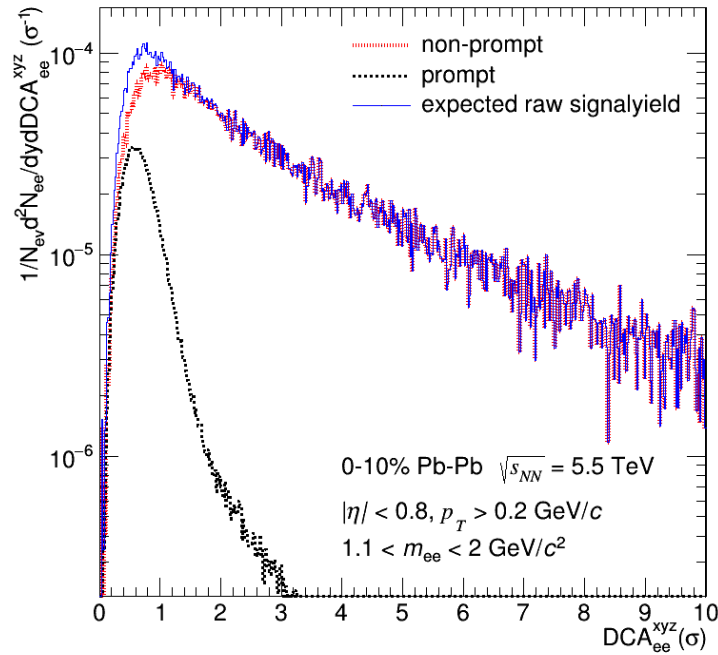


Abbildung 4.16: Erwartetes Signalyield im *Intermediate Mass Region* mit dem prompten und dem nicht-prompten Template

#### 4.8 Kombinatorischer Untergrund als $DCA_{ee}^{xyz}$ -Funktion

Für den kombinatorischen Untergrund als  $DCA_{ee}$ -Funktion erwartet man, dass die Elektron-Positron-Paare entweder aus Kombinationen von prompt/charm oder charm/Photonkonversion kommen. Deshalb macht es Sinn, dass die Verteilung des kombinatorischen Untergrunds zwischen der prompten und nicht-prompten Verteilung liegt (Abbildung 4.17).

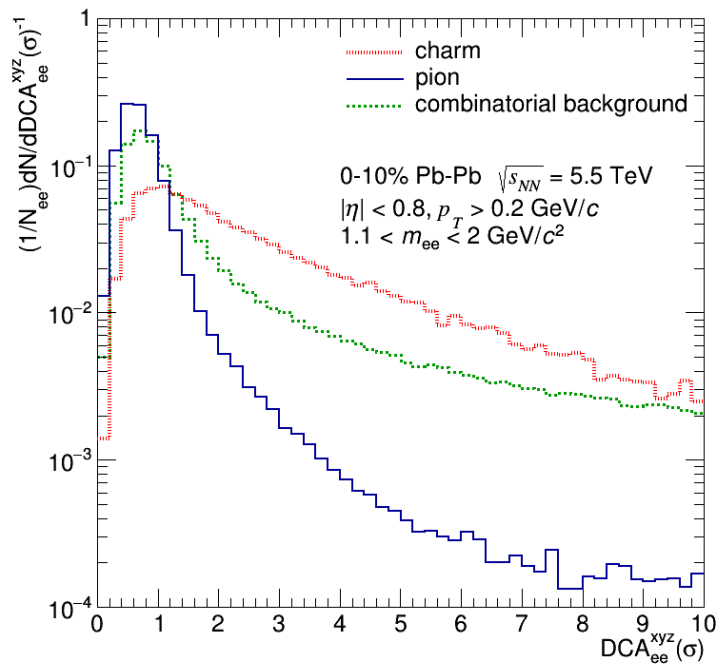


Abbildung 4.17: Kombinatorischer Untergrund, charm- und  $\pi^0$ -Verteilungen als  $DCA_{ee}$ -Funktion.

Die statistische Signifikanz und das S/B-Verhältnis lassen sich mithilfe des erwarteten Rohsignals und dem kombinatorischen Untergrund bestimmen. Dabei ist die statistische Signifikanz pro  $\sqrt{N_{ev}}$  normiert (Abbildung 4.18).

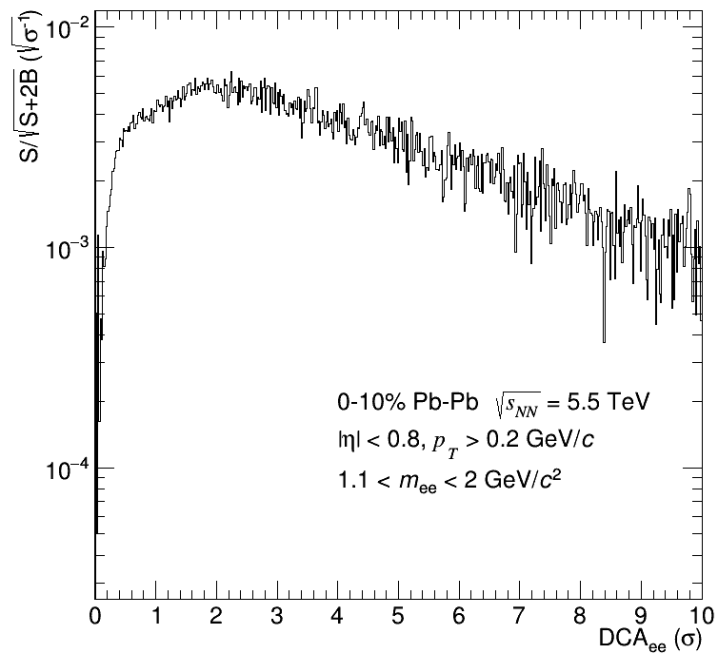
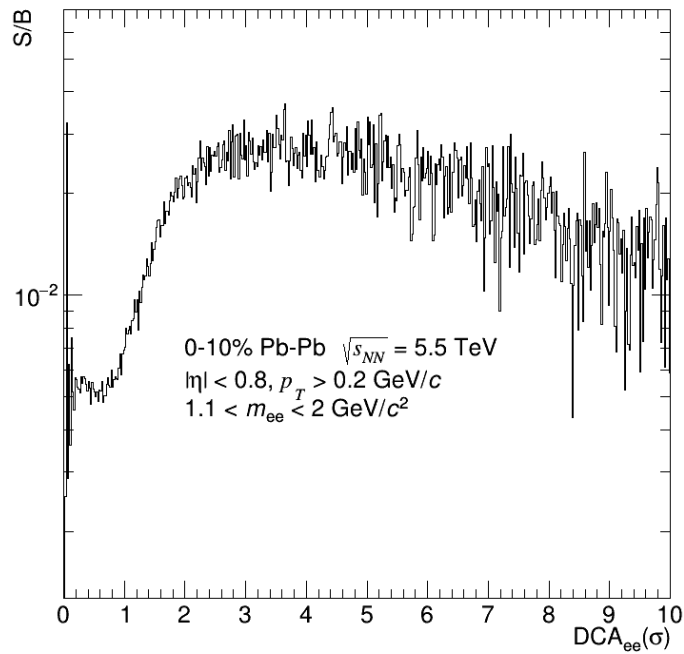


Abbildung 4.18: S/B-Verhältnis (oben) und statistische Signifikanz (unten) als  $DCA_{ee}$ -Funktion.

## 4.9 Gemessenes Rohspektrum

Schließlich wird das gemessene Rohsignal mithilfe der Poisson-Randomisierung um das erwartete Rohsignal gebildet. Um die statistische Genauigkeit zur Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronen in RUN3 zu bestimmen, wird das simulierende gemessene  $DCA_{ee}^{xyz}$ -Rohspektrum mit einem *Fit* aus promptem und nicht-promptem MC-Template angepasst (Abbildung 4.19).

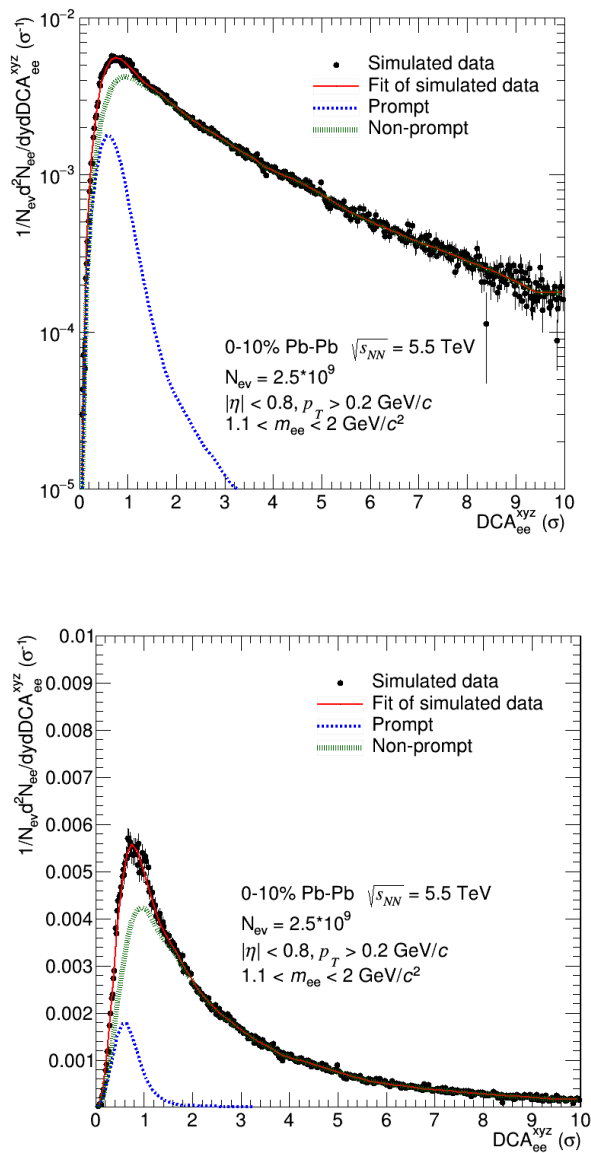


Abbildung 4.19: Gemessenes Rohsignal mit der prompten und der nicht-prompten Komponente



	Anteil der prompten Komponent	Anteil der nicht-prompten Komponente
Parameterwert	1,06	0.99
statistischer Fehler	0,021	0,0021

Tabelle 4.2: Parameterwert und statistischer Fehler der prompten und nicht-prompten Komponente im **Fit** des gemessenen Signals, wobei der wahre Parameterwert der beiden Komponenten auf Eins gesetzt wurde.

In der Tabelle 4.2 sieht man eine Abweichung von 6% zwischen dem Parameterwert der prompten Komponente und dem wahren Parameterwert. Damit ist die statistische Genauigkeit einer Messung von thermischen Dielektronen bei 6%. Diese statistische Genauigkeit schließt systematische Effekte nicht ein, bedingt durch die Tatsache, dass man keine Gewissheit über die genauere Form des prompten und nicht-prompten MC-Template hat.

#### **4.10 Überprüfung der Richtigkeit der Methode mithilfe der Daten aus Proton-Proton bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$**

Um abschließend die Richtigkeit der Methode in dieser Arbeit zu überprüfen, werden im Folgenden die Daten aus der pp-Analyse bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  mit den simulierenden Daten mithilfe der gezeigten Methode miteinander verglichen.

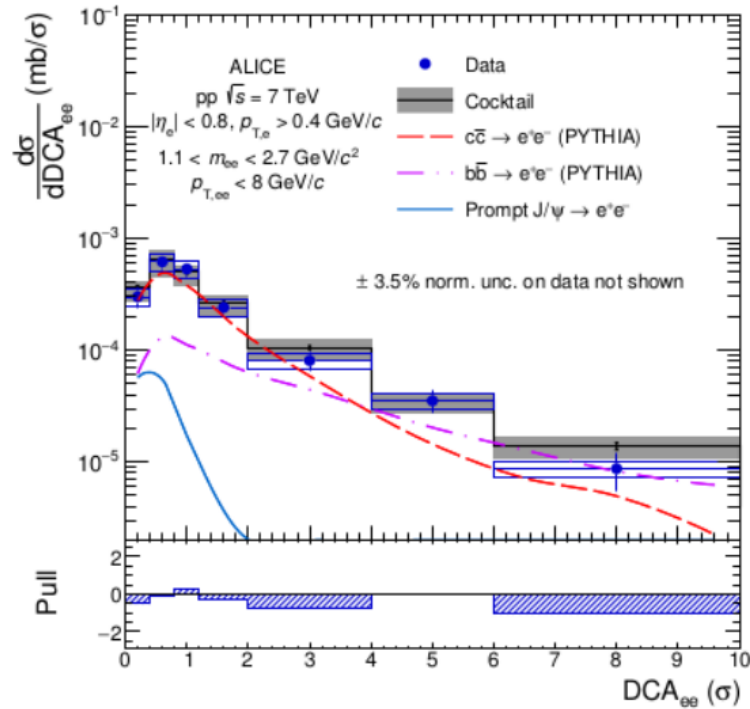


Abbildung 4.20: Hadronisches Cocktail und die Daten als Funktion der invarianten Masse in pp bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV

In der Abbildung 4.20 sind die Daten von pp bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV mit dem Cocktail aufgetragen [Collaboration, 2018a]. Für das erwartete Rohsignal wird das Cocktail aus dieser Abbildung genommen. Die Signifikanz von der Messung wurde schon von Sebastian Scheid bestimmt (siehe Abbildung 4.21). Mithilfe der Poisson-Randomisierung um das erwartete Rohsignal wird das simulierende gemessene Spektrum mit den Daten verglichen.

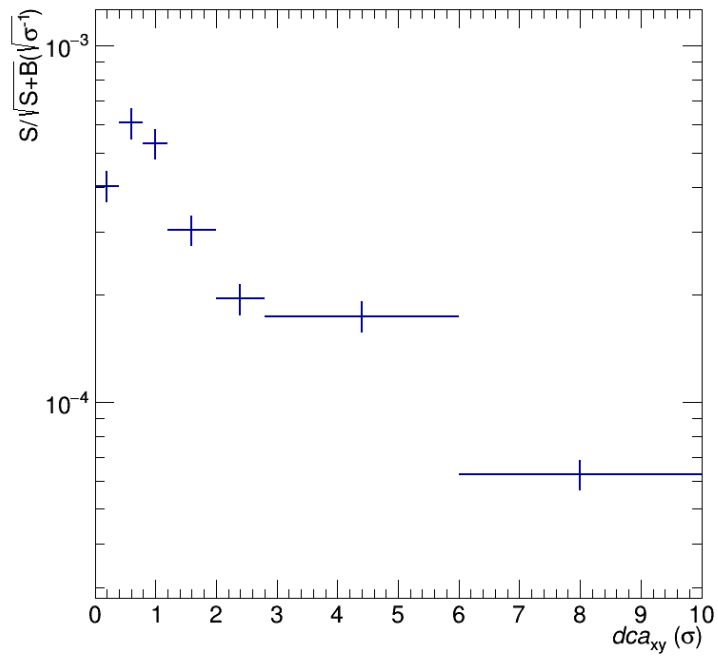


Abbildung 4.21: Signifikanz pro  $\sqrt{N_{ev}}$  (gerechnet von Sebastian Scheid) in pp bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

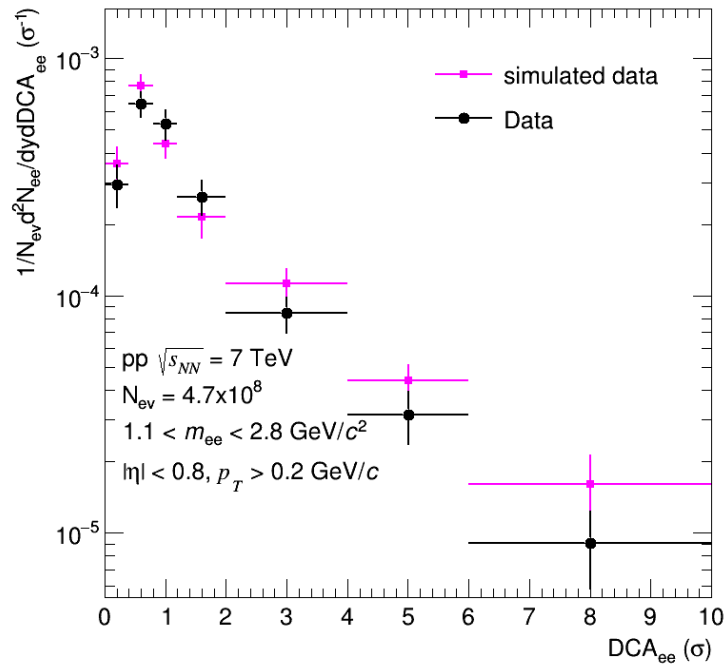


Abbildung 4.22: Vergleich der simulierenden mit den richtigen Daten in Proton-Proton bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

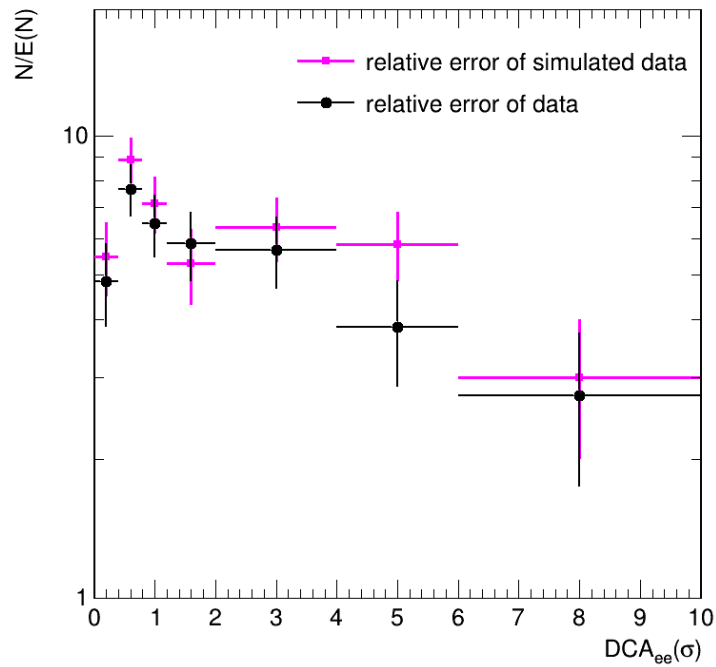


Abbildung 4.23: Relativer Fehler für die simulierenden und den richtigen Daten in pp bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

Wie man in Abbildung 4.23 sieht, sind die relativen Fehlern zwischen den Daten und der simultierende Messung im Rahmen der Unsicherheit. Damit ist die Richtigkeit der Methodik mit der Poisson-Randomisierung um das erwartete Rohsignal nun überprüft.

## 5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Leistungsfähigkeit des ALICE-Experiments für RUN3 am LHC mit der *full* Monte-Carlo im Bezug auf die Separation von prompten und nicht-prompten Dielektronen im *Intermediate-Mass Region* bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$  durchgeführt. Die analysierten Dielektronen wurden mit dem *Inner Tracking System* (ITS), der *Time Projection Chamber* (TPC) und dem *Time of Flight* (TOF) identifiziert. Dabei wurde der Datensatz in der *full* Monte-Carlo so generiert und die Kriterien der Spurenelektierung für die Teilchenidentifikation (PID) so ausgewählt, dass man möglichst qualitative Teilchenspuren erhält. In dieser Arbeit wurde zunächst auf der einen Seite das PID-TPCTOF-Szenario und auf der anderen Seite das PID-PID-Szenario (siehe 4.3) jeweils mit und ohne hadronische Kontamination analysiert. Letzteres mit Kontamination erwies sich als realistisches und besseres PID-Szenario im Bezug auf die statistische Signifikanz, die aus dem kombinatorischen Untergrund und dem erwarteten rohen Signalspektrum gebildet wurde. Für den kombinatorischen Untergrund wurde die *Same Event Like-Sign*-Methode benutzt, d. h. man generiert Kombinationen der Elektron-Elektron-Paare und Positron-Positron-Paare im selben Ereignis. Da der HIJING-Generator für die Bildung des erwarteten Rohspektrums zu wenige Dielektronquellen zur Verfügung hat, wurde das hadronische Cocktail mit der Dielektroneffizienz gewichtet.

Für die Separation der prompten und nicht-prompten Dielektronen wurde die  $DCA_{ee}^{xyz}$ -Verteilung aufgrund der besseren Separation betrachtet. Dabei wurden prompte und nicht-prompte Monte-Carlo-Templates aus dem Cocktail jeweils normiert auf ihren *yield* im *Intermediate-Mass Region*

( $1,1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ ) genommen. Die prompten Dielektronen entsprechen in der Monte-Carlo der Elektronen aus  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen, während die nicht-prompten Dielektronen der Summe der unkorrelierte Elektronen aus verschiedenen open-charm Hadronen entsprechen. Für die Messung des

Signalspektrums wurde mithilfe der Poissonverteilung um das erwartete rohe Signalspektrum und der statistischen Signifikanz jeweils als  $DCA_{ee}^{xyz}$ -Funktionen simuliert. Um anschließend zu beobachten, mit welcher statistischen Genauigkeit man den thermischen Beitrag des Mediums im *Intermediate-Mass Region* messen kann, wurde das gemessene Rohspektrum mit der prompten und nicht-prompten Komponente gefittet. Dabei erwartet man eine statistische Genauigkeit einer Messung von thermischen Dielektronen bei etwa 6%. Abschließend wurde die Richtigkeit der Methodik mit der Poisson-Randomisierung anhand von Proton-Proton Daten bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  überprüft. Dabei wurde festgestellt, dass die simulierende Messung mit den Daten aus Proton-Proton bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  weitestgehend übereinstimmt.

## Literatur

- [Chi, 2019] (aufgerufen im April 2019). Der Ursprung von Masse. Artikel 6: Chirale Symmetriebrechung.
- [QWe, 2019] (aufgerufen im März 2019). Quarks - Bausteine des Atomkerns - Joachims Quantenwelt. <http://www.quantenwelt.de/elementar/quarks.html>.
- [Büsching, 2017] Büsching, H. (2017). Kerne und Teilchen 1 - Die Quarkstruktur der Materie.
- [Citron, 2019] Citron, Z. (2019). Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams. *arXiv:1812.06772v2*.
- [Collaboration, 2014] Collaboration, A. (2014). Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Volume 41, Number 8*.
- [Collaboration, 2018a] Collaboration, A. (2018a). Dielectron production in proton-proton at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *arXiv:1805.04391v2*.
- [Collaboration, 2018b] Collaboration, A. (2018b). Measurement of dielectron production in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *arXiv:1807.00923*.
- [Jung, 2018] Jung, J. (2018). Dielectron production in pp collisions at 13 TeV with low B-field. [https://indico.ectstar.eu/event/28/contributions/719/attachments/573/777/ECT18\\_jjung\\_v3.pdf](https://indico.ectstar.eu/event/28/contributions/719/attachments/573/777/ECT18_jjung_v3.pdf).
- [Klein, 2014] Klein, C. (2014). Studie zum Einfluss der Teilchenidentifizierung mit dem ALICE-ITS auf die Messung von Dileptonen kleiner invarianten Masse. Master's thesis, Goethe Universität Frankfurt.
- [Scheid, 2016] Scheid, S. (2016). Separating prompt and non-prompt dielectrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ALICE at the LHC. Master's thesis, Goethe Universität Frankfurt.



[Schleper, 2012] Schleper, P. (2012). Teilchenphysik für Fortgeschrittene Detektoren und Experimente. [http://www.desy.de/~schleper/lehre/TeilchenFortgeschrittene/WS\\_2011\\_12/Detektoren.pdf](http://www.desy.de/~schleper/lehre/TeilchenFortgeschrittene/WS_2011_12/Detektoren.pdf).

[Stefan Leupold, 2008] Stefan Leupold, M. W. (2008). Chiral Partners in a Chirally Broken World. *arXiv:0807.2389v1*.

[Özdemir, 2013] Özdemir, M. (2013).  $\omega(782)$  und  $\phi(1020)$  Mesonenproduktion durch Dielektronen in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV mit ALICE. Master's thesis, Goethe Universität Frankfurt.

## **Eigenständigkeitserklärung**

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit ohne Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Frankfurt am Main, 24.07.2019

Zafar Momtaz

## Danksagung

Zuallererst möchte ich Professor Harald Appelshäuser für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit in der Frankfurter ALICE Arbeitsgruppe zu schreiben und seine Unterstützung dabei danken.

Ein besonderer Dank geht an Dr. Raphaelle Bailhache für die Betreuung meiner Analyse, die Unterstützung bei der Programmierung, die wertvollen Vorschläge und Kommentare. Ich bedanke mich bei der gesamten Frankfurter ALICE Arbeitsgruppe für die interessanten Diskussionen, Hilfestellungen jedweder Art und das hervorragende Arbeitsklima.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht, ohne die mein Studium nur schwer möglich gewesen wäre.