

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT  
FRANKFURT AM MAIN  
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

$\omega(782)$  und  $\phi(1020)$  Mesonenproduktion  
durch Dielektronen in pp-Kollisionen  
bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV mit ALICE

MASTERARBEIT

von

MAHMUT ÖZDEMİR

Betreuer:  
Prof. Dr. Harald APPELSHÄUSER

Juli 2013



## Abstract

Low-mass dielectrons are an important experimental tool to probe the properties of the hot and dense medium created in ultrarelativistic heavy-ion collisions. Electrons do not interact strongly, therefore they provide information from all stages of the collision. In particular, dielectron decays of  $\omega(782)$  and  $\phi(1020)$  mesons carry important information on their in-medium properties, where proton-proton (pp) collisions are used as medium-free reference for the possible modifications of the medium. Furthermore, pp collisions are interesting by themselves to investigate particle production at LHC (Large Hadron Collider) energies.

In this analysis, the electrons are measured in the mid-rapidity range of  $|\eta| < 0.8$  with the ITS (Inner Tracking System), the TPC (Time Projection Chamber) and the TOF (Time of Flight).

A measurement of the transverse momentum spectra for  $\omega(782)$  and  $\phi(1020)$  mesons in the  $e^+e^-$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV is presented. The transverse momentum ( $p_T$ ) spectrum of  $\omega(782)$  meson in the dielectron channel is compared to the  $p_T$  spectrum in the  $\mu^+\mu^-$  and in the  $\pi^0\pi^+\pi^-$  decay channels, while the  $p_T$  spectrum of  $\phi(1020)$  meson in the dielectron channel is compared to the  $p_T$  spectra in the  $\mu^+\mu^-$  and also the  $K^+K^-$  decay channel.

## Abstract

Die Niedrigmassendielektronen (Elektron-Positron Paare mit kleiner invarianten Masse) sind wichtige experimentelle Sonden, um die Eigenschaften des in ultra-relativistischen Schwerionenkollisionen erzeugten heißen und dichten Mediums zu untersuchen. Elektronen koppeln nicht an die starke Wechselwirkung, weshalb sie wichtige Informationen über die gesamten Kollisionsphasen geben. Die Zerfälle von  $\omega(782)$ - und  $\phi(1020)$ -Mesonen in Dielektronen ermöglichen es, besonders wichtige Informationen über ihre *In-Medium*-Eigenschaften zu erhalten, da Proton-Proton (pp)-Kollisionen als mediumfreie Referenz angenommen werden. Außerdem sind pp-Kollisionen auch für sich genommen interessant, um die Teilchenproduktion im Energiebereich des LHC (Large Hadron Collider) zu untersuchen.

In dieser Analyse werden die Elektronen im mittleren Rapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.8$  mit ITS (Inner Tracking System), TPC (Time Projection Chamber) und TOF (Time of Flight) gemessen.

Die transversalen Impulsspektren der  $\omega(782)$ - und  $\phi(1020)$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV werden gezeigt. Das transversale Impulsspektrum des  $\omega(782)$ -Mesons im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal wird mit den  $p_T$ -Spektren in den  $\mu^+\mu^-$ - und in den  $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Zerfallskanälen verglichen, während das  $p_T$ -Spektrum vom  $\phi(1020)$ -Meson im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal mit den  $p_T$ -Spektren in  $\mu^+\mu^-$ - und  $K^+K^-$ -Zerfallskanälen verglichen wird.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Die Quantenchromodynamik . . . . .	4
2.2. Die leichten Vektormesonen . . . . .	5
2.3. Die chirale Symmetrie . . . . .	6
2.4. Das Dielektronenkontinuum . . . . .	8
<b>3. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)</b>	<b>11</b>
3.1. Inner Tracking System (ITS) . . . . .	12
3.1.1. Teilchenidentifikation im ITS . . . . .	12
3.2. Time Projection Chamber (TPC) . . . . .	13
3.2.1. Teilchenidentifikation in der TPC . . . . .	14
3.3. Time of Flight (TOF) . . . . .	15
3.3.1. Teilchenidentifikation in der TOF . . . . .	16
3.4. Andere Subdetektoren von ALICE . . . . .	16
<b>4. Analyse</b>	<b>19</b>
4.1. Daten- und Ereignisselektion . . . . .	19
4.2. Selektion der Spuren und Elektronenidentifikation . . . . .	20
4.3. Signalextraktion . . . . .	24
4.4. Effizienzkorrektur . . . . .	28
4.5. Systematische Unsicherheiten . . . . .	30
4.5.1. Systematische Unsicherheit der $A \times \epsilon$ -Korrektur . . . . .	30
4.5.2. Systematische Unsicherheit der Signalextraktion . . . . .	32
4.5.3. Systematische Unsicherheiten des Untergrunds . . . . .	35
4.5.4. Systematische Unsicherheit der Normierung . . . . .	36
<b>5. Ergebnisse</b>	<b>37</b>
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>39</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>41</b>
A.1. Die ausgewählten <i>Runs</i> . . . . .	41
A.2. Crystal Ball-Funktion . . . . .	42
A.3. Signalzählung durch <i>Bin Counting</i> -Methode . . . . .	43
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>45</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>47</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>49</b>



# 1. Einführung

Das Hauptziel der Schwerionenphysik ist es, die Eigenschaften der stark wechselwirkenden Materie unter extremen Zuständen (wie sehr hohe Temperatur oder Dichte) zu verstehen. Man glaubt, dass eine solche Materie in einigen Mikrosekunden nach dem Urknall vorhanden war und immer noch im inneren Kern der Neutronensterne existiert. Die relativistischen Schwerionenkollisionen [1] sind die wichtigsten experimentellen Instrumente, um die stark wechselwirkende Materie und ihr Phasendiagramm zu untersuchen. Dafür wurden die Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}} \approx 5$  GeV am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) am BNL (Brookhaven National Laboratory) und die Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} \approx 20$  GeV am SPS (Super Proton Synchrotron) am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire - Europäische Organisation für Kernforschung) durchgeführt. Am RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider) wurde dann die Schwerpunktsenergie der Kollisionen auf  $\sqrt{s_{NN}} \approx 200$  GeV erhöht. Seit 2010 werden Daten aus den Schwerionenkollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV am LHC (Large Hadron Collider) erfolgreich genommen und eine Erhöhung der Energie auf  $\sqrt{s_{NN}} \approx 5.5$  TeV ist geplant [2].

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Theorie der stark wechselwirkenden Materie, welche aus Quarks und Gluonen besteht. Quarks und Gluonen in den Hadronen befinden sich in einem Zustand des *Confinement* (einsperren), das heißt, dass ein einzelnes Quark nicht aus einem Hadron herausgelöst werden kann. Bei sehr hohen Temperaturen oder Baryondichten vermutet man einen Phasenübergang von der hadronischen Materie zu dem Zustand des *Deconfinement*, das man als Quark-Gluon Plasma (QGP) bezeichnet.

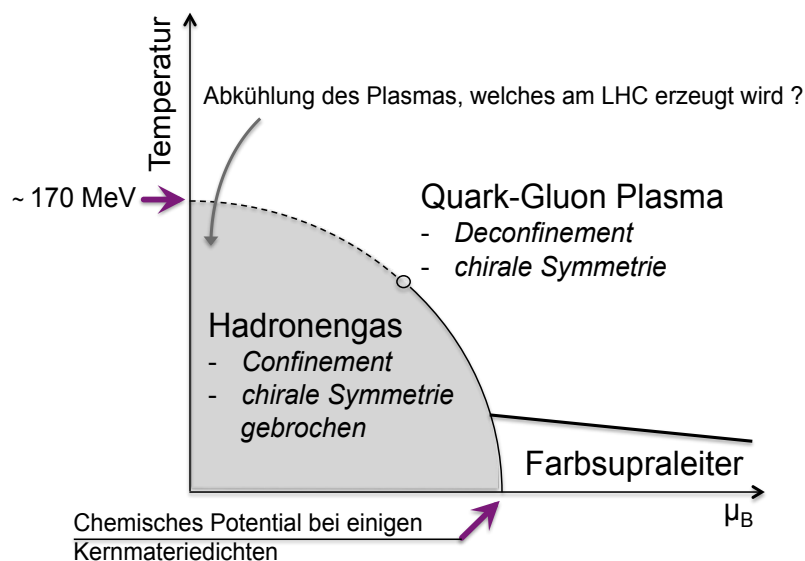


Abbildung 1.1.: Das Phasendiagramm der QCD nach [2].

## 1. Einführung

Abbildung 1.1 zeigt das schematische Phasendiagramm der QCD [2, 3] in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und dem chemischen Baryonenpotential  $\mu_B$  (*baryon chemical potential*). Der graue Bereich stellt den *Confinement*-Zustand dar, der als Hadronengas bezeichnet wird, während das QGP über der Phasengrenze gezeigt wird. Die Quarks tragen im *Confinement*-Zustand eine Masse von  $\sim 300 \text{ MeV}/c^2$ , welche sie bei dem Übergang zum QGP wegen der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie verlieren [4]. Die durchgezogene Linie zeigt den Übergang in erster Ordnung, während der offene Kreis den kritischen Punkt in zweiter Ordnung symbolisiert, der die Endstelle des Übergangs in der ersten Ordnung angibt. Die gestrichelte Linie ist vermutlich ein *cross-over*. Nach *Lattice*-Berechnungen der QCD vermutet man, dass dieses *cross-over* bei einer Temperatur von  $\sim 170 \text{ MeV}$  ( $\sim 10^{12} \text{ K}$ ) liegt [5].

Die Dileptonen (das sind Leptonenpaare, wie zum Beispiel  $e^+e^-$ ) sind wichtige experimentelle Instrumente, um die bei Schwerionenkollisionen erzeugte Materie zu erforschen [6]. Die Wechselwirkung der Dileptonen mit der erzeugten hadronischen Materie ist vernachlässigbar, weil die Dileptonen nicht an die starke Wechselwirkung koppeln. Sie können in allen Phasen der Kollisionen emittiert werden und daher geben sie Informationen über die gesamten Kollisionsphasen. Insbesondere die direkten Zerfälle der leichten Vektormesonen ( $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ ) in Dileptonen ermöglichen es, die *In-Medium*-Eigenschaften der Hadronen zu verstehen. Die transversalen Impulsspektren der leichten Vektormesonen sind daher wichtige Observablen. Detaillierte Analysen der spektralen Funktionen geben Informationen zum Beispiel über die hadronische Breite der Phasen und die thermischen Modifikationsfaktoren des Kontinuums [4, 2].

In dieser Arbeit werden die transversalen Impulsspektren der  $\omega(782)$ - und  $\phi(1020)$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  vorgestellt. Die Proton-Proton (pp)-Kollisionen werden als mediumfreie Referenz angenommen. Jedoch sind die pp-Kollisionen interessant, die Teilchenproduktion am LHC-Energiebereich zu untersuchen.

Diese Arbeit ist auf die folgende Weise organisiert: Im zweiten Kapitel sind die theoretischen Grundlagen beschrieben. Im dritten Kapitel wird das dedizierte Schwerionenexperiment ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) und die Subdetektoren von ALICE erklärt. Bei der Analyse der Elektronen werden das ITS (Inner Tracking System), die TPC (Time Projection Chamber) und die TOF (Time of Flight) verwendet. Daher werden diese Subdetektoren von ALICE detaillierter beschrieben. Im vierten Kapitel wird die Analyse erläutert. Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse der transversalen Impulsspektren der  $\omega(782)$ - und  $\phi(1020)$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal gezeigt.



## 2. Theoretische Grundlagen

Wir kennen vier fundamentale Wechselwirkungen in der Natur: die schwache, starke, elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Die Gravitation ist so schwach, dass sie in der Teilchenphysik nicht berücksichtigt ist. Die anderen drei Wechselwirkungen werden mit einer Theorie erklärt, die man als Standardmodell bezeichnet. Das Standardmodell beschreibt die Wechselwirkungen mit Hilfe von Austauschbosonen (Eichbosonen). In Tabelle 2.1 sind die Wechselwirkungen und ihre Austauschbosonen angegeben.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Ruhemasse (GeV/c <sup>2</sup> )
stark	Gluon ( $g$ )	0
elektromagnetisch	Photon ( $\gamma$ )	0
schwach	$W^\pm$ , $Z^0$	$\sim 80$ , $\sim 91$

**Tabelle 2.1.:** Die Austauschteilchen (Eichbosonen) des Standardmodells.

Die Reichweiten dieser drei Wechselwirkungen sind unterschiedlich. Die Ruhemasse der Photonen ist null, daher ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich. Die Gluonen sind auch masselos. Jedoch tragen sie Farbe (*rot*, *grün*, *blau*) und können untereinander wechselwirken. Die Reichweite der starken Wechselwirkung ist daher beschränkt und kleiner als 1 fm ( $10^{-15}$  m). Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung beträgt  $\sim 10^{-3}$  fm und ist damit wesentlich kleiner als der anderen Wechselwirkungen. Der Grund hierfür ist die große Masse der Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ , siehe Tabelle 2.1).

Die elementaren Teilchen des Standardmodells sind die Quarks und die Leptonen (Tabelle 2.2), wobei es sich um Fermionen (Spin-1/2-Teilchen) handelt. Die Antiteilchen der elementaren Fermionen des Standardmodells sind in Tabelle 2.2 nicht angegeben, jedoch entspricht jedem elementaren Teilchen ein Antiteilchen mit gleicher Masse und umgekehrtem Vorzeichen der elektrischen Ladung. Die Neutrinos ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) koppeln an die schwache Wechselwirkung, während die elektrisch geladene Leptonen (Elektron, Myon, Tau) elektromagnetisch und schwach wechselwirken. Die Quarks koppeln auch an die starke Wechselwirkung. In Tabelle 2.2 sind die drei Generationen der Quarks (*up-down*, *strange-charm*, *bottom-top* nach der steigenden Masse) vorgestellt. Die Nukleonen bestehen aus drei Quarks, welche zu der ersten Generation gehören (Proton-*uud* und Neutron-*ddu*). Daher tragen die Quarks die drittelzahlige elektrische Ladung. Die anderen zwei Generationen der Quarks kann man zum Beispiel in hochenergetischen Teilchenkollisionen beobachten.

Teilchen	Generation	elek. Ladung
Leptonen	$e$ $\mu$ $\tau$	-1
	$\nu_e$ $\nu_\mu$ $\nu_\tau$	0
Quarks	$u$ $c$ $t$	+2/3
	$d$ $s$ $b$	-1/3

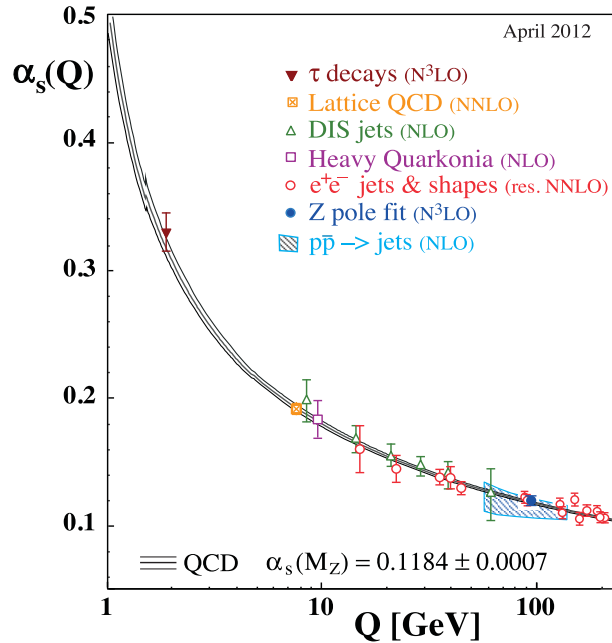
**Tabelle 2.2.:** Die Fermionen des Standardmodells.

## 2.1. Die Quantenchromodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die Wechselwirkungen der elektrisch geladenen Teilchen und die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkungen der Farbe tragenden Quarks und Gluonen [7, 8, 9]. Die Austauschteilchen der QED sind die Photonen und die Stärke der QED ist durch die Kopplungskonstante  $g_e = \sqrt{4\pi\alpha}$  gegeben, wobei  $\alpha = e^2/4c\hbar\pi\epsilon_0$  ist und etwa  $1/137$  beträgt. Analog dazu ist die Stärke der QCD durch die Kopplungskonstante  $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$  definiert. Die Gluonen als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung tragen selbst Farbe und können untereinander wechselwirken. Daher ist die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  in der Tat nicht konstant sondern abhängig vom Vierervektor-Impulsübertrag  $Q^2$  und kann in erster Ordnung der Störungsrechnung folgendermaßen geschrieben werden:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad \text{für } (Q^2 \gg \Lambda^2), \quad (2.1)$$

wobei  $n_f$  die Zahl der *Flavours* und  $\Lambda$  ( $\sim 250$  MeV/c) der freie Skalierungsparameter ist. Bei großen  $Q^2$  ist die *laufende* Kopplungskonstante  $\alpha_s$  asymptotisch, das heißt, die Bindung zwischen den Quarks ist bei den kleinen Abständen so schwach, dass die Quarks frei angenommen werden. Dieses Phänomen nennt man asymptotische Freiheit. Bei kleinen  $Q^2$  (bei großen Abständen zwischen den Quarks) hat  $\alpha_s$  einen größeren Wert. Daher sind die Quarks in Hadronen gebunden (*Confinement*). In Abbildung 2.1 wird die *laufende* Kopplungskonstante der QCD im Vergleich zu den Messungen gezeigt.



**Abbildung 2.1.:** Ein Überblick auf die Messungen von  $\alpha_s$  in Abhängigkeit von der Energie  $Q$ . Die theoretische Voraussage ist mit den Linien dargestellt [10].

Die Dynamik der QCD wird durch den QCD-Lagrangian wie folgt beschrieben:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - \mathcal{M}^o)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

wobei  $\psi$  und  $\bar{\psi}$  die Quarkfelder und  $\gamma^\mu$  die Dirac-Matrizen sind.  $\mathcal{M}^o$  zeigt die diagonale Matrix der Quarkmassen:

$$\mathcal{M}^o = \begin{pmatrix} m_u & & & \\ & m_d & & \\ & & m_s & \\ & & & \ddots \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

wobei  $m_u, m_d, m_s \approx 4, 7, 150 \text{ MeV}/c^2$  und  $m_c, m_b, m_t \approx 1.5, 4.5, 175 \text{ GeV}/c^2$  sind.

Im  $\mathcal{L}_{QCD}$  ist  $G_{\mu\nu}^a$  der nichtabelsche Tensor der Gluonenfeldstärke und beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Gluonen:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + igf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.4)$$

wobei  $g$  die starke Kopplungskonstante und  $f^{abc}$  die Strukturkonstante von der SU(3)-Gruppe ist.  $A_\mu^a$  bezeichnet ein Spin-1-Eichfeld (Gluonenfeld) mit dem Farbenzeichen  $a = (1, \dots, 8)$ .

Die kovariante Eichableitung  $D_\mu$  definiert die Wechselwirkung der Quarks mit den Gluonen und kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig(\lambda_a/2)A_\mu^a, \quad (2.5)$$

wobei  $\lambda_a$  die SU(3) Gell-Mann Matrizen sind [4].

## 2.2. Die leichten Vektormesonen

Die Mesonen können als die gebundenen Quark-Antiquark Zuständen betrachtet werden. Die Quark-Antiquark Zustände mit demselben *Flavour* (zum Beispiel  $c\bar{c}$ ) bezeichnet man als Quarkonium. Den Zustand  $c\bar{c}$  nennt man Charmonium und das  $J/\psi$  [11, 12], das im Jahr 1974 entdeckt wurde, ist der niedrigste  $c\bar{c}$ -Zustand. Analog gibt es auch den  $b\bar{b}$ -Zustand (Bottonium), der durch eine Serie von  $\Upsilon$ -Resonanzen im Jahr 1977 entdeckt wurde [13, 14]. Die Mesonen aus den  $c$ - und  $b$ -Quarks können wegen ihrer relativ großen Massen als Quark-Antiquark Zustand betrachtet werden. Jedoch ist das Zuordnen für die Mesonen aus den leichten Quarks ( $u, d, s$ ) ist komplizierter, weil die Konstituentenmassen der leichten Quarks sehr nahe beieinander liegen.

Die Mesonen mit  $J^P = 1^-$  nennt man die Vektormesonen.  $J$  ist der Gesamtdrehimpuls<sup>1</sup> und  $P$  entspricht der Parität<sup>2</sup>. Wenn die drei leichten Quarks ( $u, d, s$ ) betrachtet werden,

<sup>1</sup>Die vektorielle Summe des Bahndrehimpulses  $L$  und Spins  $S$  bezeichnet man als den Gesamtdrehimpuls  $J$ . Man nimmt an, dass sich Mesonen in einem Zustand  $L = 0$  befinden. Daher entspricht der gesamte Spin ( $S = 1$  oder  $S = 0$ ) dem Gesamtdrehimpuls  $J$ .

<sup>2</sup>Die Parität wird definiert, um die Symmetrie in Bezug auf Raumspiegelung zu beschreiben. Im Fall  $L = 0$  ist die Parität der Mesonen  $(-1)^{L+1} = -1$ .

## 2. Theoretische Grundlagen

erwartet man  $3 \otimes 3 = 8 \oplus 1 = 9$  Kombinationen der Mesonen.

Das  $\phi$ -Meson, dessen Masse  $\sim 1.02 \text{ GeV}/c^2$  beträgt, zerfällt größtenteils in Mesonen mit  $s$ -Quark. Daher kann  $\phi$  als  $s\bar{s}$ -Zustand angenommen werden:

$$|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle$$

Das  $\rho^0$ -Meson ist eine breite Resonanz mit der Masse von  $\sim 0.77 \text{ GeV}/c^2$ . Das neutrale  $\rho^0$ -Meson bildet mit zwei geladenen  $\rho^+$ - und  $\rho^-$ -Mesonen ein Isospin-Triplett:

$$\begin{aligned} |\rho^+\rangle &= |u\bar{d}\rangle \\ |\rho^-\rangle &= |\bar{u}d\rangle \\ |\rho^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \end{aligned}$$

Das  $\omega$ -Meson, das eine Resonanz bei der Masse von  $\sim 0.78 \text{ GeV}/c^2$  ist, ist eine weitere orthogonale Wellenfunktion:

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$$

Die übrigen vier Mesonen enthalten entweder ein  $s$ - oder  $\bar{s}$ -Quark (*Strangeness*  $S \neq 0$ ). Sie bezeichnet man als  $K^*$ -Mesonen:

$$\begin{aligned} |K^{*-}\rangle &= |s\bar{u}\rangle & |\bar{K}^{*0}\rangle &= |s\bar{d}\rangle \\ |K^{*+}\rangle &= |u\bar{s}\rangle & |K^{*0}\rangle &= |d\bar{s}\rangle \end{aligned}$$

Diese neun Mesonen bilden das sogenannte Vektormesonnonet als Funktion der *Strangeness* und der Isospin-Komponente  $I_3$  [7, 8].

## 2.3. Die chirale Symmetrie

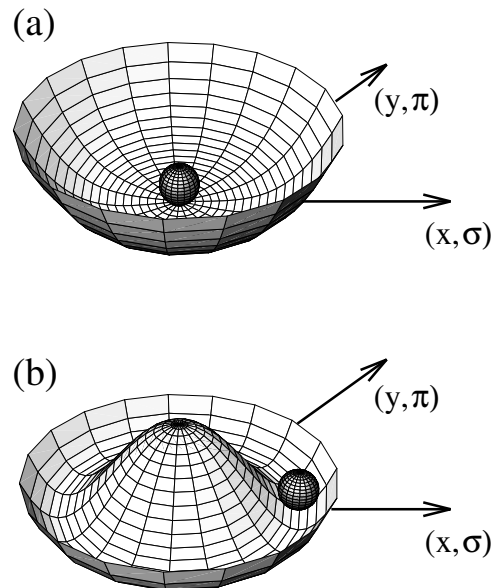
Die chirale Symmetrie [4, 15] ist eine Symmetrie der QCD im Limit von Quarkmassen  $m_q \rightarrow 0$ . Die Chiralität definiert die *Händigkeit* des Teilchens, das heißt den Zusammenhang zwischen der Bewegungsrichtung und der Drehrichtung (Spin) des Teilchens. Daher kann man die Quarkfelder  $\psi$  in der Gleichung 2.2 in linkshändige und rechtshändige Komponenten ( $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\psi$ ) teilen. Der QCD-Lagrangian kann mit den links- und rechtshändigen Komponenten der Quarkfelder folgendermaßen geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - (\bar{\psi}_L \mathcal{M}^o \psi_R + \bar{\psi}_R \mathcal{M}^o \psi_L) \quad (2.6)$$

Der QCD-Lagrangian im Limit von Quarkmassen  $m_q \rightarrow 0$  ist invariant unter Vektor- und Axialvektortransformationen im  $SU(3)$ -*Flavour*raum, das heißt, dass die linkshändige und rechtshändige Komponente der Quarks bei der starken Wechselwirkung erhalten bleiben (das Quark-Kondensat  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle = 0$ ).

Die „*nackten*“ Massen der leichten  $u$ -,  $d$ - und  $s$ -Quarks sind im Vergleich zu der Masse der Hadronen sehr niedrig, aber nicht gleich null. Im Fall der Quarks mit den sehr kleinen aber endlichen Massen ist die Axialvektor-Symmetrie eine genäherte Symmetrie der QCD und spontan gebrochen (das Quark-Kondensat  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$ ), während der Vektorstrom

erhalten bleibt. Spontane Symmetriebrechung kann mit einer Analogie erklärt werden. In Abbildung 2.2 werden zwei rotationsinvariante Potentiale gezeigt. Im Falle (a) liegt der Grundzustand in der Mitte und das Potential ist invariant unter der Rotation. Im Falle (b) hat der Grundzustand einen bestimmten Abstand vom Zentrum wegen des maximalen Potentials in der Mitte. Ein Ball, der am maximalen Potential liegt, sollte herunterrollen und seinen zufälligen Grundzustand finden. Die Bestimmung eines Grundzustands für den Ball führt zu der spontanen Symmetriebrechung, das heißt, dass das Potential zuzüglich des Grundzustands nicht symmetrisch ist. Jedoch bemerkt man immer noch die Auswirkungen der Rotationssymmetrie, denn der Ball verliert keine Energie während der Rotation im Grundzustand. Aufgrund der spontanen Brechung der chiralen Symmetrie treten die sogenannten Goldstone-Bosonen (Pionen, Kaonen und Eta-Mesonen) auf. Wenn die chirale Symmetrie eine ideale Symmetrie der QCD wäre, wären die Goldstone-Bosonen masselos. Die chirale Symmetrie ist damit eine genäherte Symmetrie.



**Abbildung 2.2.:** Rotationsinvariante Potentiale. (a) Keine spontane Symmetriebrechung  
(b) die spontane Symmetriebrechung (*Mexican hat-Potential*) [15].

Die spontane Brechung der chiralen Symmetrie kann die Massendifferenz der chiralen Partnermesonen (zum Beispiel  $a_1(1260)$  - chiraler Partner von  $\rho(770)$  Meson) beschreiben. Hingegen kann die Masse der pseudoskalaren Mesonen ( $J^P = 0^-$ ) durch die explizite Brechung der chiralen Symmetrie erklärt werden, denn durch die explizite Brechung der chiralen Symmetrie erhalten die Goldstone-Bosonen ihre Masse.

Bei einer sehr hohen Temperatur oder Dichte verschwindet der erwartete Wert des Quark-Kondensats und dann kann die chirale Symmetrie wiederhergestellt werden. Eines der wichtigsten Ziele der Schwerionenkollisionen ist es, die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie zu verstehen [15].

## 2.4. Das Dielektronenkontinuum

Bei der Untersuchung der stark wechselwirkenden Materie, die in Schwerionenkollisionen erzeugt wird, sind die Dielektronen besonders wichtige experimentelle Instrumente. Die Dielektronen koppeln nicht an die starke Wechselwirkung und werden in allen Kollisionsphasen emittiert. Nach der invarianten Masse kann das Dielektronenspektrum [16, 17] (Abbildung 2.3) in drei Bereiche unterteilt werden.

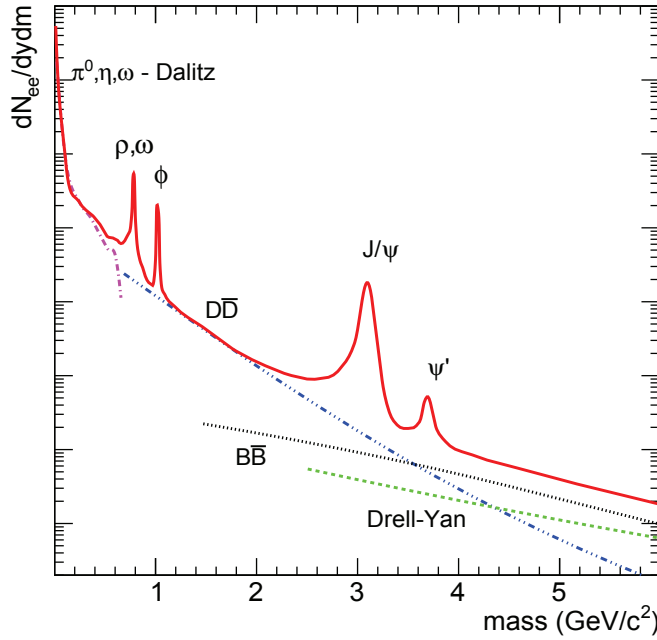


Abbildung 2.3.: Die erwarteten Dielektronenquellen in Schwerionenkollisionen [18].

In der frühen Kollisionsphase sind die harten Prozesse wie Drell-Yan [19] die dominanten Dielektronenquellen. Der Drell-Yan Prozess ist die Vernichtung eines Valenz- und Seequarks aus jeweils verschiedenen Nukleonen zu einem virtuellen Photon, das dann in ein Leptonenpaar zerfällt. In Abbildung 2.3 werden die Dielektronen von den Drell-Yan Prozessen im sogenannten Hochmassenbereich (*High-Mass Region*)  $m_{e^+e^-} \gtrsim 3 \text{ GeV}/c^2$  gezeigt.

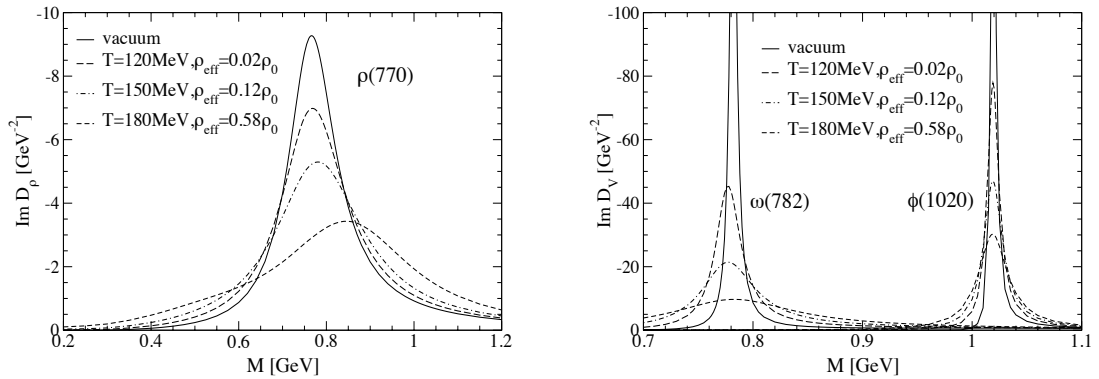
Die Resonanzen im Hochmassenbereich sind die schweren Quarkoniazustände wie  $J/\psi$  bei der Masse von  $m_{e^+e^-} \approx 3.1 \text{ GeV}/c^2$  und der angeregte  $c\bar{c}$ -Zustand  $\Psi'$  bei der Masse von  $m_{e^+e^-} \approx 3.7 \text{ GeV}/c^2$ . Wegen ihrer langen Lebensdauer zerfallen die schweren Quarkoniazustände nach dem *Freezeout*<sup>3</sup> (Ausfrieren).

Der Bereich  $1 \text{ GeV}/c^2 \lesssim m_{e^+e^-} \lesssim 3 \text{ GeV}/c^2$  ist der sogenannte mittlere Massenbereich (*Intermediate-Mass Region*). Der mittlere Massenbereich gibt die Möglichkeit, das thermische Signal von QGP-Strahlung zu beobachten und muss daher subtrahiert werden, um die Dielektronen von QGP zu gewinnen. Die dominanten Elektronenquellen (als Untergrund) dieses Bereichs sind die Zerfälle der *open-charm*-Mesonen ( $D\bar{D}$ ).

<sup>3</sup>Es gibt zwei Arten von *Freezeout*. Am chemischen *Freezeout* enden die inelastischen Kollisionen zwischen den Teilchen im Feuerball (*fireball*). Danach sind die Teilchenverhältnisse des Feuerballs konstant. Der thermische *Freezeout* entspricht dem Zustand, in dem die elastischen Kollisionen nicht mehr stattfinden.

Den letzten Massenbereich des Spektrums bezeichnet man als Niedrigmassenbereich  $m_{e^+e^-} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$  (*Low-Mass Region*). Der Niedrigmassenbereich enthält die Resonanzen der leichten Vektormesonen und die Dalitz-Zerfälle (Dreikörperzerfälle) von  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Während der späteren Kollisionsphasen findet ein Phasenübergang vom QGP zum Hadronengas statt und die Dielektronen werden am meisten von den Vernichtungen der Pionen und Kaonen und von Streuungen zwischen anderen Hadronen emittiert. Die Zweikörpervernichtungen sind durch die leichten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  dynamisch verstärkt. Die leichten Vektormesonen, die aus  $u$ -  $d$ - und  $s$ -Quarks bestehen, können dann direkt an die Dielektronen koppeln. Die invariante Masse des Elektronenpaares entspricht der invarianten Masse der leichten Mesonen am Zerfallszeitpunkt. Diese Eigenschaft ist wichtig, um die *In-Medium*-Eigenschaften der leichten Mesonen zu verstehen. Das  $\rho$ -Meson mit der relativ kleinen Lebensdauer  $\tau = 1.3 \text{ fm}/c$  (im Vergleich zu der Lebensdauer des Feuerballs  $\tau \approx 10 \text{ fm}/c$ ) ist besonders interessant für die Untersuchung von *In-Medium*-Eigenschaften. Die Zerfallsbreite des  $\rho$ -Mesons im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal ist  $\sim 10$ -Mal breiter als diejenige der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen [2].

Die invarianten Massenspektren der leichten Vektormesonen können durch die spektralen Funktionen angegeben werden. In Abbildung 2.4 werden die spektralen Funktionen der leichten Mesonen sowohl im Vakuum als auch im Medium dargestellt. Man erkennt, dass das invariante Massenspektrum mit der steigenden Temperatur und Dichte ausgedehnt und die *In-Medium*-Modifikation des  $\phi$ -Mesons relativ gesehen geringer ist als die des  $\rho$ - und  $\omega$ -Mesons.



**Abbildung 2.4.:** Die spektralen Funktionen der leichten Vektormesonen im Vakuum (durchgezogene Linie) und im Medium für verschiedene Temperaturen und Dichten beim RHIC-Energiebereich [20].

In Abbildung 2.5 wird das Dielektronenmassenspektrum im Vergleich zu der sogenannten hadronischen *Cocktail*-Simulation und zu zwei theoretischen Modellen angegeben. Das erste Modell (die blaue Linie) basiert auf der Massenverschiebung des  $\rho$ -Mesons aufgrund der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie [21]. In dem zweiten Modell (die rote Linie) wird die spektrale Funktion des  $\rho$ -Mesons im Medium verbreitert [4, 22]. Die CERES/NA45-Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem zweiten Modell, besonders im  $\omega$ - und  $\phi$ -Massenbereich.

## 2. Theoretische Grundlagen

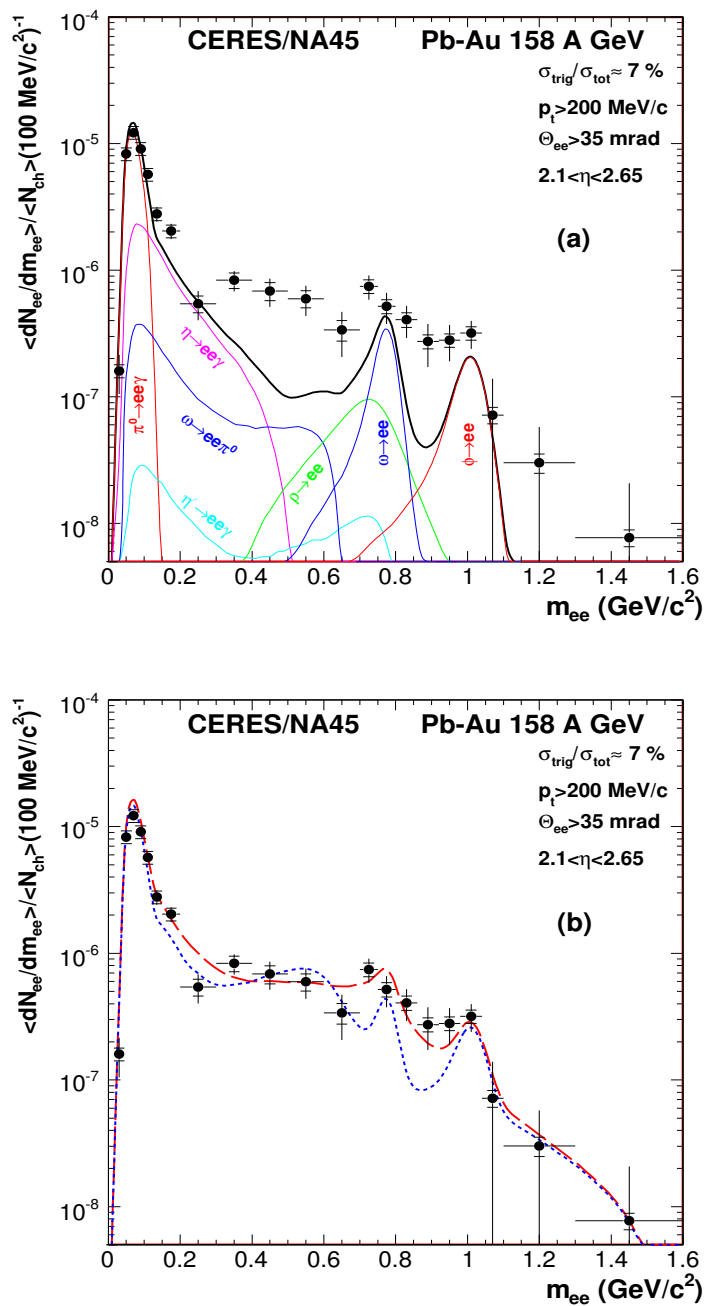


Abbildung 2.5.: Das invariante Massenspektrum der Dielektronen gemessen in CERES/-NA45 im Vergleich zu der *Cocktail*-Simulation (oben) und zu den theoretischen Modellen (unten) [23].



### 3. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

ALICE ist eines der größten Experimente von CERN LHC (Large Hadron Collider) und das dedizierte Schwerionenexperiment am LHC [24]. Die speziellen Untersuchungsgebiete von ALICE sind die stark wechselwirkende Materie, die mit QCD beschrieben wird, und QGP bei hohen Energiedichten und bei niedrigen Baryondichten in Schwerionenkollisionen (man verwendet Blei als Schwerion). Mit dem ALICE-Detektorsystem werden auch Proton-Nukleon (p-A)- und Proton-Proton (pp)-Kollisionen neben den Blei-Blei (Pb-Pb)-Kollisionen bei hohen Schwerpunktsenergien untersucht. Für die Untersuchung von *cold nuclear matter*-Effekten werden Proton-Nukleon (p-A)-Kollisionen durchgeführt. Man untersucht die pp-Kollisionen bei hohen Schwerpunktsenergien, um eine Referenz für Pb-Pb-Kollisionen zu erhalten.

Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau des ALICE-Detektorsystems [2, 25]. Das ALICE-Detektorsystem besteht ganz allgemein aus zwei Teilen: dem sogenannten *central barrel*, der die zentralen Detektoren enthält, und dem Vorwärtsmyonenspektrometer (*forward muon spectrometer*). Der zentrale Teil befindet sich in einem bis zu 0.5 T Magnetfeld erzeugenden Solenoidmagnet, der für das Experiment L3 am LEP (Large Electron Positron Collider) gebaut wurde. Für das Myonenspektrometer wurde ein Dipolmagnet konstruiert. Mit dem ALICE-Detektorsystem kann man Hadronen, Leptonen und Photonen bei mittlerer Rapidity ( $-0.9 \leq \eta \leq 0.9$ ) durch die zentralen Detektoren und Myonen durch Myonenspektrometer bei der Rapidity von  $-4.0 \leq \eta \leq -2.5$  messen.

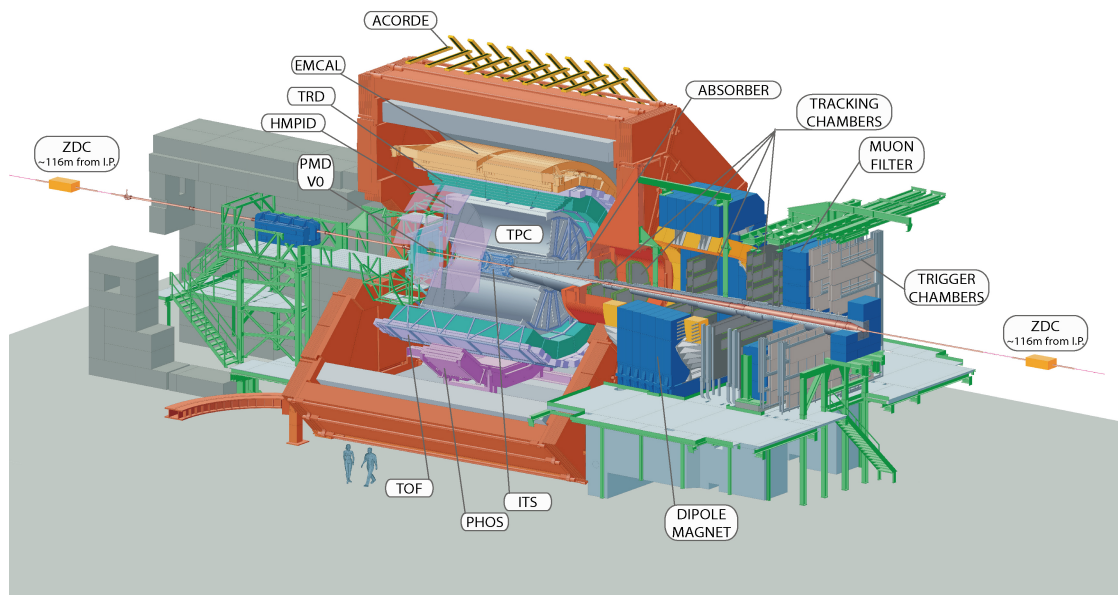


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau von ALICE [26].

### 3.1. Inner Tracking System (ITS)

Das ALICE ITS [2, 27] ist der innerste Spurendetektor und besteht aus sechs zylindrischen Siliziumdetektoren (Abbildung 3.2). Das ITS wurde so konstruiert, dass eine hohe Stoßparameterauflösung erreicht werden kann. Bei Pb–Pb-Kollisionen kann sich die Teilchendichte auf 50 Teilchen pro  $cm^2$  erhöhen. Zum Erreichen der erforderlichen Stoßparameterauflösung bei einer hohen Teilchendichte handelt es sich bei den innersten beiden Schichten um Pixeldetektoren (SPD - *Silicon Pixel Detector*) mit hoher Granularität. Zwei Driftdetektoren (SDD - *Silicon Drift Detector*) folgen den Pixeldetektoren. Der SDD ist geeignet für die Teilchenidentifikation bei hohen Multiplizitäten (für Pb–Pb-Kollisionen  $dN_{ch}/d\eta = 8000$ ). Die äußersten zwei Schichten sind die *Silicon Strip Detectors* (SSD). Der SSD spielt eine wichtige Rolle, um die Spuren aus der TPC (Time Projection Chamber) mit dem ITS zu verbinden.

ITS umfasst den Pseudo-Rapiditybereich  $-0.9 \leq \eta \leq 0.9$ , obwohl die erste Schicht vom SPD den Pseudo-Rapiditybereich von  $|\eta| \leq 1.98$  und die zweite Schicht vom SPD den Pseudo-Rapiditybereich von  $|\eta| \leq 1.4$  abdeckt.

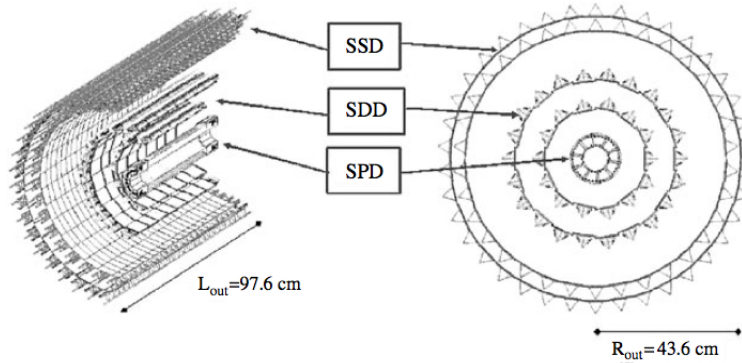


Abbildung 3.2.: Aufbau des ALICE ITS [2].

Die Hauptaufgaben des ITS sind das Ermitteln der primären Vertexposition und das Rekonstruieren der sekundären Vertices der Zerfälle von Hyperonen, von D- und B-Mesonen. Das ITS ist in der Lage, durch die Energieverlustmessung der Teilchen in der Materie (die  $dE/dx$ -Messung) die Teilchen im nichtrelativistischen Bereich zu identifizieren. Durch das ITS ist es daher möglich, die Teilchen, die Impulse  $p < 200$  MeV/c besitzen, zu identifizieren.

#### 3.1.1. Teilchenidentifikation im ITS

Das ITS ist in der Lage, die nichtrelativistischen Teilchen durch Energieverlust im Silizium zu identifizieren [25]. Die Spuren der durch die TPC nicht identifizierbaren Teilchen mit niedrigen Impulsen können durch das ITS rekonstruiert werden. Nur die vier äußeren Schichten des ITS (die SDDs und die SSDs) nehmen an der Teilchenidentifikation (PID - Particle Identification) durch Energieverlust teil. Der Energieverlust der Teilchen in Materie ( $dE/dx$ ) wird durch die Bethe-Bloch Formel für verschiedene Teilchenspezies beschrieben. Die Bethe-Bloch Formel wird in Abschnitt 3.2.1 erklärt.

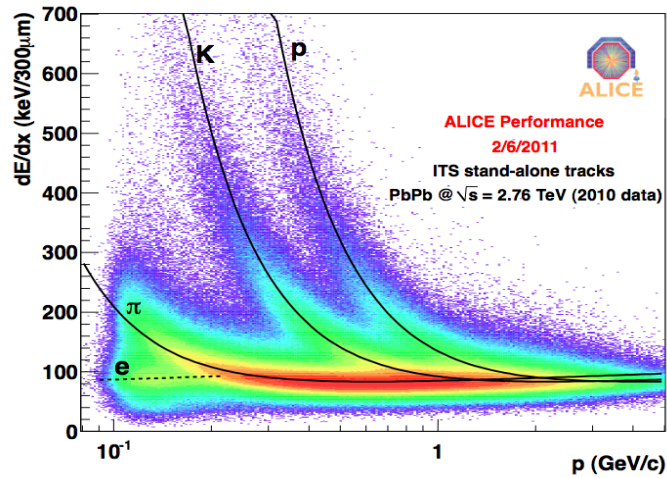


Abbildung 3.3.:  $dE/dx$  Spektrum für ITS in Pb–Pb-Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [28].

Abbildung 3.3 zeigt ein Energieverlustspektrum ( $dE/dx$ ) vom ITS (ITS *Stand-Alone*) [28]. Die Bänder für verschiedene Teilchensorten können deutlich unterschieden werden, obwohl diejenigen des Kaons und des Protons mit dem des Pions überlappen. Trotz der Überlappung können die Pionen mit hoher Effizienz und niedriger Kontamination identifiziert werden, da ihre Anzahl deutlich höher ist als die der anderen Teilchen [25].

### 3.2. Time Projection Chamber (TPC)

Die ALICE TPC [2, 29] ist der Hauptdetektor, der die Teilchenspuren rekonstruiert. Sie hat eine volle azimuthale Akzeptanz und deckt einen Pseudo-Rapiditybereich von  $|\eta| < 0.9$  ab. Mit den anderen zentralen Detektoren ermöglicht die TPC Impulsmessungen, Teilchenidentifikationen und Bestimmung der Vertizes. Bei der extremen Multiplizität  $dN_{ch}/d\eta = 8000$  kann die TPC die Teilchenspuren separieren und Impulse von 100 MeV/c bis 100 GeV/c messen. Für die Messung hoher Impulse größer als 1 GeV/c ist es sinnvoll, eine Kombination der TPC mit den anderen Spurendetektoren (ITS und TRD) zu verwenden.

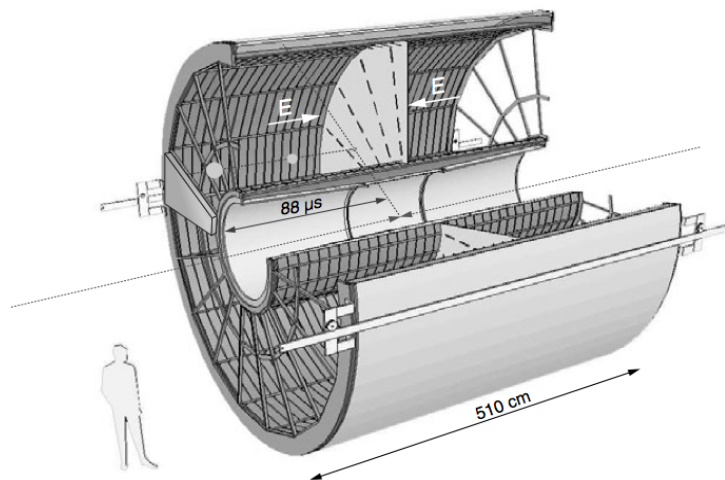


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau der ALICE TPC [2].

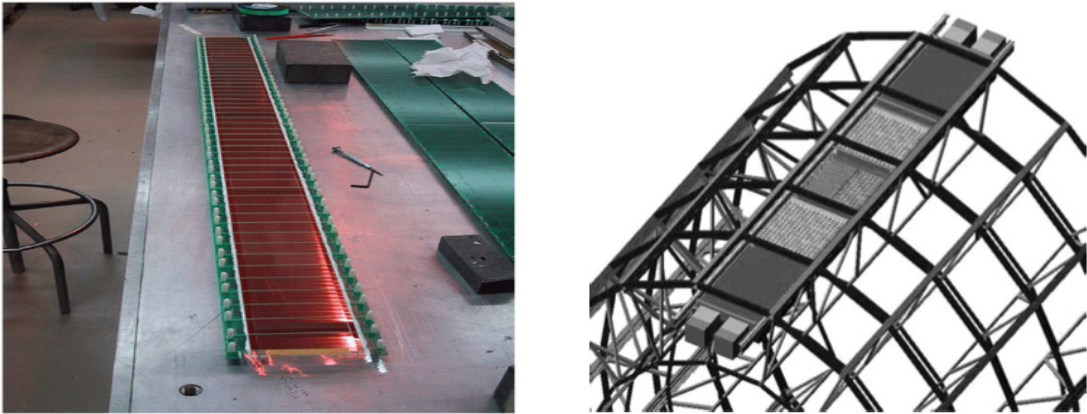


Teilchen wie Elektronen, Pionen, Protonen, Kaonen, Myonen und Deuteronen können durch  $dE/dx$  identifiziert werden, da ihre Lebensdauern lang genug sind, um TPC zu erreichen [31]. Abbildung 3.5 zeigt ein  $dE/dx$ -Spektrum in pp-Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Die Teilchenbänder kann man deutlich unterscheiden. Um eine spezifische Teilchensorte von den anderen zu separieren, kann man die sogenannte  $n\sigma_{dE/dx}$ -Methode benutzen.  $\sigma_{dE/dx}$  ist die Auflösung, die als die Standardabweichung von  $dE/dx$  geteilt durch den Mittelwert von  $dE/dx$  definiert ist. Die Auflösung beträgt für pp-Kollisionen etwa 5.5% [25].

### 3.3. Time of Flight (TOF)

Der Flugzeitdetektor TOF dient der Messung der Flugzeiten der Teilchen. Die ALICE TOF [2] deckt ebenso einen Pseudo-Rapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.9$  ab. Ein Gas-Detektor MRPC (*Multi-gap Resistive-Plate Chamber*) wurde für die ALICE TOF ausgewählt, denn die MRPCs haben eine sehr gute Zeitauflösung (60 ps). Insgesamt 1638 MRPC-Streifen wurden in der TOF installiert. Das elektrische Feld im MRPC ist homogen verteilt. Deswegen ist die Driftzeit der aus dem Gas ausgelösten Elektronen sehr gering und die Elektronenlawine liefert extrem schnell ein Signal an den Empfängerelektroden [2].

Die ALICE TOF besteht aus 90 Modulen. Jedes Modul enthält 15 bis 19 MRPC-Streifen je nach Lage des Modules, und aus jeweils fünf Modulen bildet sich ein Supermodul (Abbildung 3.6).



**Abbildung 3.6.:** MRPC-Foto (links) Schematische Darstellung eines TOF-Modules (rechts) [2].

Durch die TOF kann man Pionen und Kaonen mit Impulsen von 0.2 bis 2.5 GeV/c, Protonen mit Impulsen von 0.4 bis 4.5 GeV/c und Elektronen (für pp-Kollisionen) mit den Impulsen von 0.1 bis 0.5 GeV/c identifizieren. Die TOF bietet zusammen mit ITS und TPC auch die Möglichkeit, für jedes Ereignis (*event-by-event*) die Anzahl von Pionen, Kaonen und Protonen zu untersuchen [2].



### 3. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

#### 3.3.1. Teilchenidentifikation in der TOF

Die Zeitauflösung der TOF  $\sigma_{TOF}$  für Teilchenidentifikation hängt nicht nur von der wirklichen Zeitauflösung (*intrinsic time resolution*) des Detektors sondern auch von der Zeitauflösung des gesamten Detektorsystems ab. Man kann  $\sigma_{TOF} = \sqrt{\sigma_{intr}^2 + \sigma_{t_0}^2}$  verwenden, wobei  $\sigma_{intr}$  die wirkliche Zeitauflösung und  $\sigma_{t_0}$  die *time-zero*-Zeitauflösung ist, also die Auflösung der Anfangszeit der Ereignisse.

Abbildung 3.7 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung gegen den Impuls für Pb–Pb-Kollisionen bei einer Kollisionsenergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Entsprechend der Zeitaufösungen kann man die Teilchensorten voneinander trennen ( $n\sigma$ -Separation). Protonen und Kaonen können daher mit einer Genauigkeit von  $2\sigma$  bis  $p \approx 5$  GeV/c separiert werden [28].

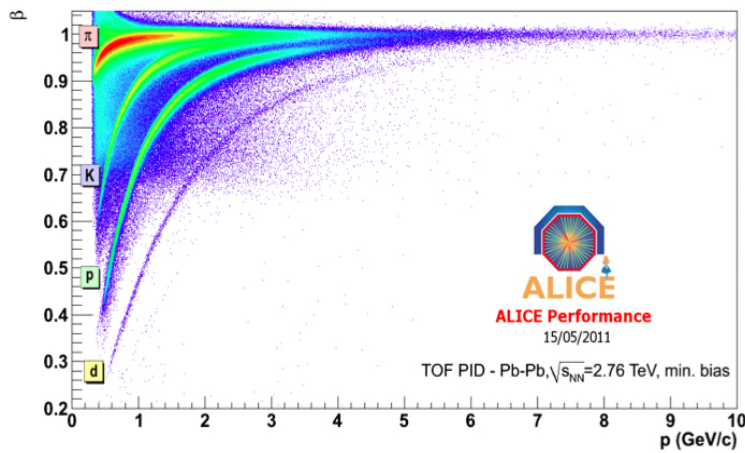


Abbildung 3.7.: Geschwindigkeit  $\beta$  gegen Impuls  $p$  für die TOF [28].

#### 3.4. Andere Subdetektoren von ALICE

**TRD** (Transition Radiation Detector) liefert die Elektronenidentifikation mit Impulsen größer als 1 GeV/c. Mit Hilfe des TRD kann man Elektronen von Pionen unterscheiden. Er deckt auch wie die anderen *central barrel* Detektoren den Pseudo-Rapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.9$  ab. Der ALICE TRD besteht aus sechs einzelnen Schichten und 18 azimuthalen Sektoren (mit fünffacher Segmentierung). Bisher sind 13 Supermodule eingebaut.

**PHOS** (Photon Spectrometer) besteht aus einem hoch granulierten elektromagnetischen Kalorimeter, der die Photonen misst, und einem Veto-Detektor für geladene Teilchen (*charged-particle veto* CPV). PHOS deckt einen Pseudo-Rapiditätsbereich von  $-0.12 \leq \eta \leq 0.12$  ab und hat eine azimuthale Akzeptanz von  $100^\circ$  ( $220^\circ < \phi < 320^\circ$ ).

**EMCal** (Electromagnetic Calorimeter) wurde in ALICE im Jahr 2008 installiert, um die Jets effektiver zu messen. EMCal besteht aus Pb-Szintillationszählern und liegt azimuthal gesehen auf der anderen Seite von PHOS. Es deckt mit  $|\eta| \leq 0.7$  einen größeren Rapiditätsbereich ab und hat eine azimuthale Akzeptanz ( $\Delta\phi$ ) von  $107^\circ$ .

**HMPID** (High Momentum Particle Identification Detector) dient der Messung von Hadronen mit Impulsen  $p > 1$  GeV/c und wird die PID-Fähigkeit von ALICE verbessern. Er besteht aus RICH-Zählern (Ring Imaging Cherenkov).

**ACORDE** (A Cosmic Ray Detector for ALICE) besteht aus 60 Szintillatoren und liegt auf dem L3-Magnet. Wenn atmosphärische Myonen auf ALICE treffen, erzeugt ACORDE Signale, die besonders wichtig zur Kalibrierung von ITS und TPC sind.

**PMD** (Photon Multiplicity Detector) misst die räumliche Verteilung und die Multiplizitätsverteilung von Photonen. PMD liegt dem Myonenspektrometer gegenüber und ist 360 cm vom Kollisionpunkt entfernt. Er deckt einen Pseudo-Rapiditybereich von  $2.3 \leq \eta \leq 3.7$  ab.

**FMD** (Forward Multiplicity Detector) hat die Aufgabe, die Informationen über geladene Teilchen im Pseudo-Rapiditybereich von  $-3.4 \leq \eta \leq -1.7$  und  $1.7 \leq \eta \leq 5.0$  zu liefern. Er besteht aus Siliziumstreifendetektoren (*silicon strip detector*).

**V0** besteht aus zwei Subdetektoren (V0A und V0C). Diese Detektoren befinden sich asymmetrisch an den beiden Seiten des Kollisionpunkts. V0A liegt 340 cm weit vom Kollisionpunkt dem Myonenspektrometer gegenüber und V0C auf der Seite des Myonenspektrometers vor dem Absorber 90 cm weit vom Kollisionpunkt. V0 dient als *minimum-bias* Triggerdetektor für die zentralen Detektoren.

**T0** besteht aus zwei Reihen von Cherenkovzählern T0-A und T0-C (12 Zähler pro Reihe). T0-A deckt einen Pseudo-Rapiditybereich von  $4.61 \leq \eta \leq 4.92$  (für T0-C  $-3.28 \leq \eta \leq -2.97$ ) ab. T0 liefert das T0-Signal für die TOF und bestimmt die Vertexposition mit einer Präzision von  $\pm 1.5$  cm.

**ZDC** (Zero Degree Calorimeter) ist 116 m vom Kollisionpunkt entfernt. ZDC misst die Energie der Spektatoren, also der Nukleonen, die nicht an der Kollision teilnehmen. Daher gibt ZDC Informationen über die Zentralität der Pb–Pb-Kollisionen.

**MUON** (Forward Muon Spectrometer) wurde entwickelt, um die schweren Quarkresonanzen ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) zu messen. Das Myonenspektrometer ist auch in der Lage, die leichten Vektormesonen wie das  $\phi$  zu messen. Der Myonenarm besteht aus mehreren Subdetektoren und hat einen Hadronenabsorber, um ein möglichst reines Myonenspektrum zu erhalten. Er deckt einen Pseudo-Rapiditybereich von  $-4 \leq \eta \leq -2.5$  ab.

Ausführliche Informationen zu des Detektorsystem von ALICE findet man in [2, 24, 25].





## 4. Analyse

In diesem Kapitel wird die Analyse der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV vorgestellt. Das Hauptziel der Analyse ist die transversalen Impulsspektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen zu bestimmen. Daher wird die Analyse folgendermaßen strukturiert: In Abschnitt 4.1 wird die Daten- und Ereignisselektion (*event selection*) beschrieben. Im nächsten Abschnitt 4.2 wird die Selektion der Spuren (*tracks*) und die Elektronenidentifikation durch die zentralen Detektoren präsentiert.

Ausgewählte Elektronen und Positronen werden in Paaren angeordnet, um physikalisches Signal zu messen. Jedoch enthält die Massenverteilung der sogenannten *Unlike-Sign-Pairs* (Elektron-Positron-Paare) nicht nur physikalisches Signal sondern auch kombinatorischer Untergrund. Der Untergrund muss dann abgezogen werden, um die Resonanzen ( $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen) zu identifizieren. Genaue Position und Breite der Resonanzen werden mit Hilfe von Monte Carlo (MC)-Simulation bestimmt und dann Signale aus der invarianten Massenverteilung extrahiert (Abschnitt 4.3).

Die transversalen Impulsspektren werden auf Rekonstruktionsffizienz und Detektorakzeptanz korrigiert, was in Abschnitt 4.4 vorgestellt wird. Die Analyse der systematischen Fehler (Abschnitt 4.5) folgt die Effizienzkorrektur. Zum Schluss werden die transversalen Impulsspektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal in Kapitel 5 präsentiert.

### 4.1. Daten- und Ereignisselektion

Für diese Arbeit werden pp-Daten aus dem Jahr 2010 analysiert. Das Datenformat der Analyse ist ALICE-ESD (*Event Summary Data*). ALICE-ESD enthält Informationen wie zum Beispiel rekonstruierte Teilchenspuren, Vertizes der Teilchen und Detektorinformationen, die auf die Teilchensorte schließen lassen. Die Rekonstruktion ist ein Prozess, in dem Signale der Detektoren (Rohdaten) zur physikalisch benutzbaren Informationen umgewandelt werden.

Alle zentralen Detektoren sind in den benutzten *Runs* aktiv, welche in Anhang A.1 beschrieben werden. Als *Run* bezeichnet man eine kleine Menge der Ereignisse in Bezug auf die Stabilität der Detektoren.

Nach der *Run*-Selektion sollen Ereignisse selektiert werden. Für diese Arbeit werden nur die Ereignisse aus den *Minimum Bias Triggern* (MB-Triggers) akzeptiert, welche die innerste Schicht des ITS (SPD) und die V0 Detektoren (V0A und V0C) sind. Man spricht von einem MB-Ereignis, wenn ein Treffer entweder im SPD oder im V0 registriert ist.

Neben der MB-Trigger Kondition werden folgende zusätzliche Ereignisselektionskriterien angewendet:

- Ein Vertex muss vorhanden sein
- Es gibt mehr als eine Spur (*track*) in einem Vertex
- Eine Vertexposition von  $|z_{vertex}| < 10$  cm wird verlangt

## 4. Analyse

Aufgrund der oben beschriebenen Ereignis Selektion werden insgesamt  $2.96 \times 10^8$  Ereignisse für diese Arbeit analysiert. Die Anzahl der ausgewählten Ereignisse dient dazu, die transversalen Impulsspektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen zu normieren.

Da in dieser Arbeit der inelastische Wirkungsquerschnitt verwendet wird, muss die Ereignisanzahl durch den Vertexineffizienzfaktor von 0.86 korrigiert werden. Der Vertexineffizienzfaktor ist das Verhältnis zwischen dem MB-Wirkungsquerschnitt 62.3 mb und dem inelastischen Wirkungsquerschnitt 73.2 mb. Folglich werden die transversalen Impulsspektren durch den Faktor von  $2.96 \times 10^8 / 0.86$  normiert.

### 4.2. Selektion der Spuren und Elektronenidentifikation

Spurens Selektion und Elektronenidentifikation (eID) sind einer der wichtigsten Teile dieser Arbeit. Das Hauptziel ist es, dass möglichst viele Elektronen mit hoher Reinheit selektiert werden. Man muss daher Beiträge anderer erzeugten Teilchen (zum Beispiel Photonenkonversionen) und hadronische Verunreinigungen (*hadron contamination*) minimieren.

Die Spurendetektoren, welche in dieser Arbeit verwendet werden, sind ITS und TPC. Notwendige Spurenkriterien für ITS und TPC sollen angewendet werden, um hochqualitative Spuren zu erhalten. Folgende globale Qualitätskriterien werden verwendet, um Spuren zu identifizieren:

- Die Teilchen werden im Pseudo-Rapiditätsbereich  $|\eta| < 0.8$  selektiert, um möglichst gute Effizienz zu erhalten.
- Mit TPC kann man Impulse erst ab 100 MeV/c messen. Daher ist der Impulsschnitt  $p_T > 0.2$  GeV/c angewendet. Mit diesem Schnitt kann man auch einen Teil der Elektronen aus Photonenkonversionen abziehen, welche kleinen Impuls besitzen.
- Die Teilchenspuren mit geringster Entfernung von Vertexposition werden nur akzeptiert, um die sekundären Vertizes zu ignorieren. Daher werden sogenannte *Distance of Closest Approach*-Schnitte (DCA) angewendet. Die Spuren mit der Entfernung kleiner als 1 cm in der XY-Ebene ( $DCA_{xy} < 1$  cm) und 3 cm in der Z-Ebene ( $DCA_z < 3$  cm) werden akzeptiert.
- Um die möglichen sekundären Vertizes zu ignorieren, werden Spuren nicht akzeptiert, die einen Knick haben (*rejecting daughters from kinks*).

Für ITS werden folgende Schnitte verwendet:

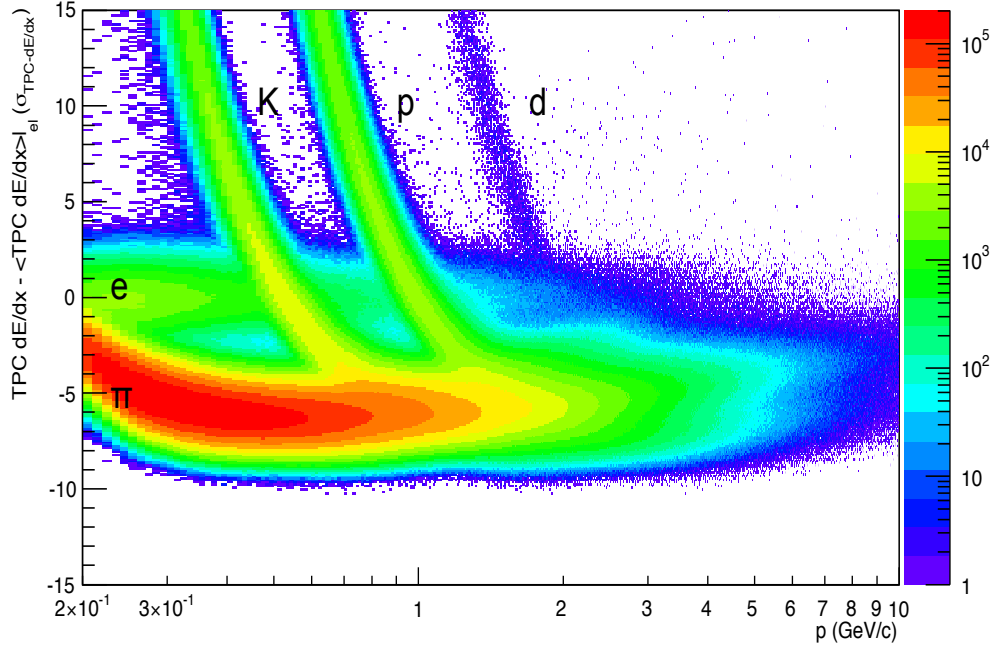
- Die innerste Schicht des SPD ist erforderlich, um möglichst viele reelle Photonen zu unterdrücken.
- Um Spuren von hoher Qualität zu bieten, werden Spuren akzeptiert, welche Signale in mindestens 3 Schichten des ITS erzeugen.
- Mit dem Befehl *Refit* sollen Spuren im ITS nach der *Offline*-Rekonstruktion wieder angeordnet werden.

## 4.2. Selektion der Spuren und Elektronenidentifikation

Wahl der TPC-spezifischen Schnitte:

- Minimale Anzahl der TPC-Cluster<sup>1</sup> 80 und  $\chi^2$  pro Cluster kleiner als 4 sind erforderlich, um hohe Qualität der Spuren zu erhalten. Ebenfalls wird als minimale Anzahl der durchquerten Padreihen (*crossed rows*) 100 verlangt.
- *Refit* ist für TPC auch erforderlich.

Abbildung 4.1 zeigt ein Energieverlustspektrum ( $dE/dx$ ) von Teilchen in der TPC nach den oben genannten Qualitätsschnitten. Die Teilchenbänder werden voneinander unterschieden, obwohl sie überlappen. Elektronen müssen von den anderen Teilchen separiert werden. Daher verwendet man die sogenannte  $n\sigma$ -Methode, wie im Abschnitt 3.2.1 beschrieben wird.



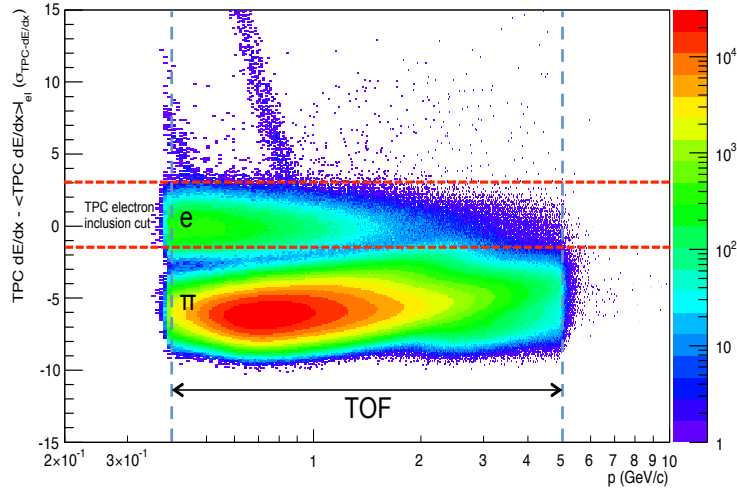
**Abbildung 4.1.:** TPC  $dE/dx$ -Spektrum in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV (für LHC10d.pass2) nach der Anwendung der Qualitätsschnitte. Es wird durch die Energieverlustauflösung normiert.

Für eID wird die kombinierte Information von TPC und TOF verwendet. Kaonen und Protonen werden mit Hilfe von TOF ausgeschlossen. Dafür wird ein  $3\sigma$ -Inklusionsschnitt für Elektronen ( $-3 < \sigma_{elektron,TOF} < 3$ ) in dem Impulsbereich zwischen 0.4 und 5 GeV/c ( $0.4 < p < 5$  GeV/c) angewendet.

Abbildung 4.2 zeigt das TPC  $dE/dx$ -Spektrum nach der Anwendung des  $3\sigma_{elektron}$ -Schnittes in der TOF. Kaonen und Protonen sind größtenteils entfernt und Elektronen werden deutlich von Pionen separiert.

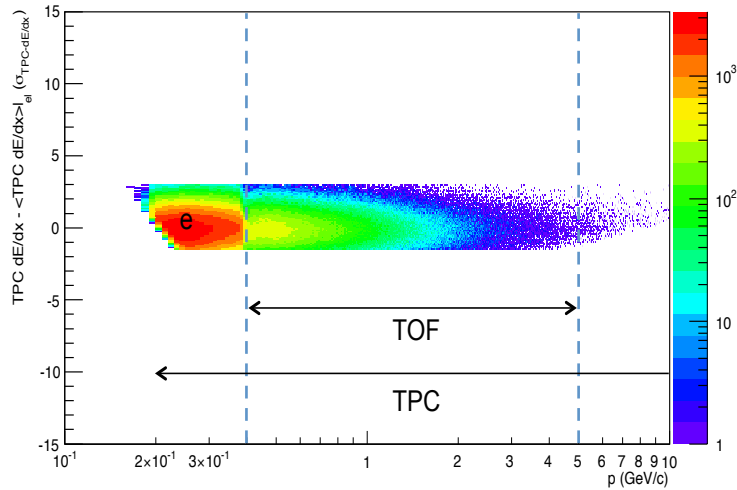
<sup>1</sup>Messpunkte in den Vieldrahtdriftkammern (MWPC *Multi-Wire Proportional Chamber*). Maximale Anzahl der TPC Clusters ist 159.

#### 4. Analyse



**Abbildung 4.2.:** TPC  $dE/dx$  nach der Anwendung des  $3\sigma$ -Inklusionsschnittes für Elektronen in der TOF.

Während Kaonen und Protonen in der TOF effektiv im Impulsbereich  $0.4 < p < 5$  GeV/c ausgeschlossen werden können, werden Pionen in der TPC im Impulsbereich  $p > 0.2$  GeV/c mit einem Ausschließungsschnitt von  $-100 < \sigma_{pion,TPC} < 4$  entfernt. Um letztendlich Elektronen zu selektieren, wird der Inklusionsschnitt  $-1.5 < \sigma_{elektron,TPC} < 3$  angewendet. Abbildung 4.3 zeigt das Resultat.



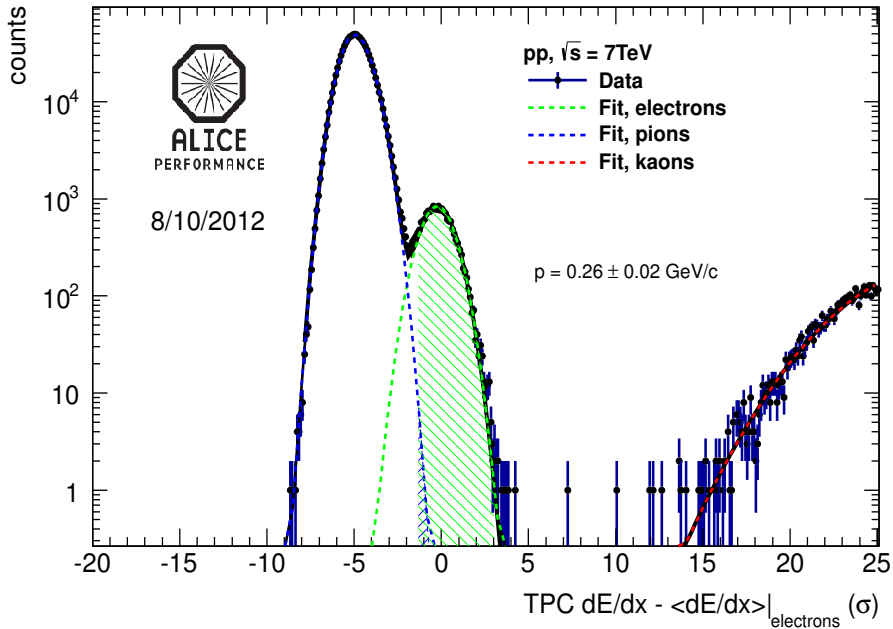
**Abbildung 4.3.:** TPC  $dE/dx$  nach der Anwendung des Ausschließungsschnittes  $-100 < \sigma_{pion,TPC} < 4$  und Inklusionsschnittes  $-1.5 < \sigma_{elektron,TPC} < 3$  in der TPC.

## 4.2. Selektion der Spuren und Elektronenidentifikation

In Abbildung 4.3 wird deutlich, wo nur TPC verwendet wird. Die Elektronen mit den Impulsen von 0.2 bis 0.4 GeV/c werden nur in der TPC selektiert. Ebenfalls werden die Elektronen mit den Impulsen größer als 5 GeV/c nur in der TPC identifiziert.

Wie schon erwähnt wurde, muss die Hadronenkontamination falsch identifizierte Teilchen gering sein. Um die Hadronenkontamination nach den eID-Schnitten zu prüfen, werden Energieverlustverteilungen der Teilchen mit der Gauss-Funktion gefittet. Aus den Integralen der Gauss-Funktionen kann man dann die Hadronenkontamination abschätzen.

In Abbildung 4.4 sind die mit der Gauss-Funktion gefitteten  $dE/dx$ -Verteilungen der Teilchen mit den Impulsen von  $0.26 \pm 0.02$  GeV/c dargestellt. Die Hadronenkontamination ist  $\sim 1\%$  und im niedrigen Impulsbereich bis 2 GeV/c vernachlässigbar [32].



**Abbildung 4.4.:** Hadronische Verunreinigung der Elektronen [32].

Für die  $\omega$ - und  $\phi$ -Analyse spielen Elektronen aus den Photonenkonversionen keine große Rolle. Jedoch sollen sie identifiziert und entfernt werden. Dafür werden zwei Schnittmethoden für Elektronenpaare angewendet:

- Photonenkonversionen werden meistens im Strahlrohr erzeugt und daher können sie durch sogenanntes *V0-Tagging* markiert und herausgenommen werden.
- Da der Öffnungswinkel der Photonenkonversionen gering ist, treten sie meistens im Niedrigmassenbereich auf. Daher werden Elektronenpaare mit  $\phi_V > 2.5$  rad im Massenbereich von  $m_{e^+e^-} < 50$  MeV/c<sup>2</sup> herausgenommen.  $\phi_V$  ist ein Maß für den Winkel der Ebene des Elektronenpaares in Bezug auf das Magnetfeld des Experiments [17].

### 4.3. Signalextraktion

Die sogenannte *Unlike-Sign*-Verteilung enthält nicht nur physikalische Signale sondern auch einen unphysikalischen Untergrund, welcher aus unkorrelierten Paaren besteht, deren  $e^+e^-$  aus verschiedenen Quellen stammen. Daher muss dieser kombinatorische Untergrund subtrahiert werden, um ein invariantes Massenspektrum der Dielektronen zu erhalten.

Zwei Methoden kann man verwenden, um den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen:

- Bei der Ereignismischungsmethode (*mixed event technique*) bildet man eine Kombination der Elektronen, bei der jeweils eins aus einem aktuellen Ereignis und einem anderen Ereignis stammen. Der Vorteil dieser Methode ist es, dass der statistische Fehler des entstehenden Spektrums gering ist.
- Bei der *Same Event Like-Sign*-Methode generiert man Kombinationen der Elektron-Elektron- und Positron-Positron-Paare, das heißt, dass alle Elektronen mit demselben Vorzeichen im *Like-Sign*-Spektrum kombiniert werden. Der kombinatorische Untergrund  $N_{+-}^{CB}$  kann dann wie folgt definiert werden:

$$N_{+-}^{CB} = 2 \cdot \mathcal{R} \times \sqrt{N_{++} \cdot N_{--}},$$

wobei  $N_{++}$  und  $N_{--}$  Kombinationen der Positron-Positron- und Elektron-Elektron-Paare sind und  $\mathcal{R}$  ein Faktor zum Korrigieren der Akzeptanzabweichung zwischen *Like-Sign*- und *Unlike-Sign*-Paare ist, der durch die Ereignismischungsmethode erhalten werden kann.

Außerhalb des  $\omega$ - sowie  $\phi$ -Resonanzenbereiches dominiert der kombinatorische Untergrund. Deswegen wird in dieser Arbeit kein kombinatorischer Untergrund generiert, sondern das gesamte *Unlike-Sign*-Spektrum mit einem Polynom gefittet, während die Resonanzenbereiche beim Fitten ausgeschlossen werden. Das wird später detaillierter erklärt, aber zuerst sollen die Resonanzen beschrieben werden.

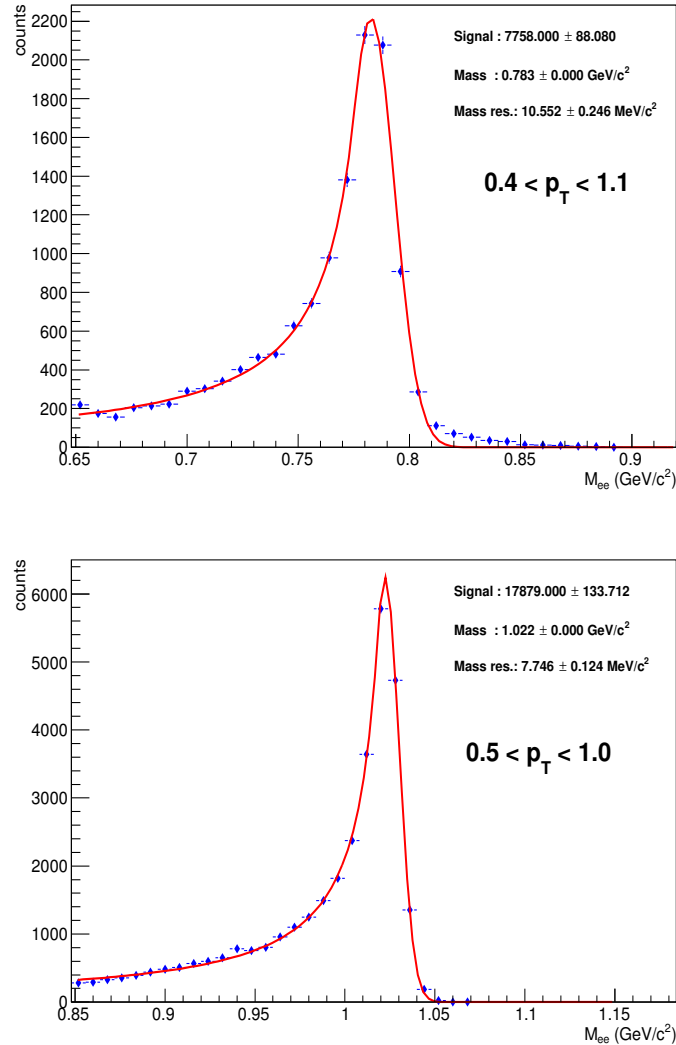
Die Anzahl der für diese Arbeit verwendeten Ereignisse ist nicht ausreichend, um die Form der Resonanzen zu bestimmen. Monte Carlo-Simulationen geben jedoch eine gute Lösung dafür: Mit denselben Spurenqualitätsschnitten und eID-Konditionen können die Resonanzen durch MC-Simulationen generiert werden. Für diese Resonanzenanalyse wird die MC-Simulation LHC12e3 verwendet, welche eine erhöhte Anzahl an Niedrigmassenelektronen enthält und auf Pythia [33] basiert, welcher ein Zerfallsgenerator für pp-Kollisionen ist.

Durch das *dielectron correction framework*<sup>2</sup> können die invarianten Massenspektren der simulierten  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen für beliebige transversale Impulsbereiche rekonstruiert werden, um Position und Breite der Resonanzen zu bestimmen. Der Vorteil dieses Softwaresystems ist es, dass invariante Massenspektren ohne kombinatorischen Untergrund und speziell für erwünschte Teilchen erzeugt werden können.

In Abbildung 4.5 werden invariante Massenspektren des  $\omega$ -Mesons im  $p_T$ -Bereich von 0.4 bis 1.1 GeV/c und des  $\phi$ -Mesons im  $p_T$ -Bereich von 0.5 bis 1 GeV/c dargestellt. Man kann deutlich erkennen, dass die Form der Resonanzen asymmetrisch ist. Die linken Seiten der

<sup>2</sup>Das *dielectron correction framework* ist ein Softwaresystem in AliRoot für Elektronenanalyse. AliRoot basiert auf der Software ROOT und enthält spezielle Klassen, welche für Analysen in ALICE erforderlich sind.

Resonanzen sind aufgrund der Bremsstrahlung verbreitert. Man bezeichnet diesen verbreiterten Bereich als Bremsstrahlungsschwanz (*bremstrahlung tail*). Den charakteristischen Bremsstrahlungsschwanz kann man mit der Crystal Ball-Funktion<sup>3</sup> beschreiben.



**Abbildung 4.5.:** Invariante Massenspektren des  $\omega$ - (oben) und  $\phi$ -Mesons (unten) aus MC für verschiedene  $p_T$ -Intervalle. Die Resonanzen werden mit der Crystal Ball-Funktion gefittet.

Da die Anzahl der Ereignisse limitiert ist, werden nur die zwei  $p_T$ -Intervalle von 0.4-1.1 und 1.1-2.4 GeV/c für  $\omega$  und drei  $p_T$ -Intervalle von 0.5-1.0, 1.0-1.5 und 1.5-3.0 GeV/c für  $\phi$  bearbeitet. Die erhaltenen Werte aus dem Fit mit der Crystal Ball-Funktion sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Mittelwerte der Resonanzen, die den Massen der Mesonen entsprechen, sind fast gleich wie die PDG-Werten. Hingegen sind die  $\sigma$ -Werte breiter und betragen  $\sim 11$  MeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  und  $\sim 8$  MeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$ .

Nach dem Erhalten der erforderlichen Parameter aus der MC-Simulation kann man die invarianten Massenspektren der Resonanzen aus Daten bearbeiten.

<sup>3</sup>siehe Anhang A.2

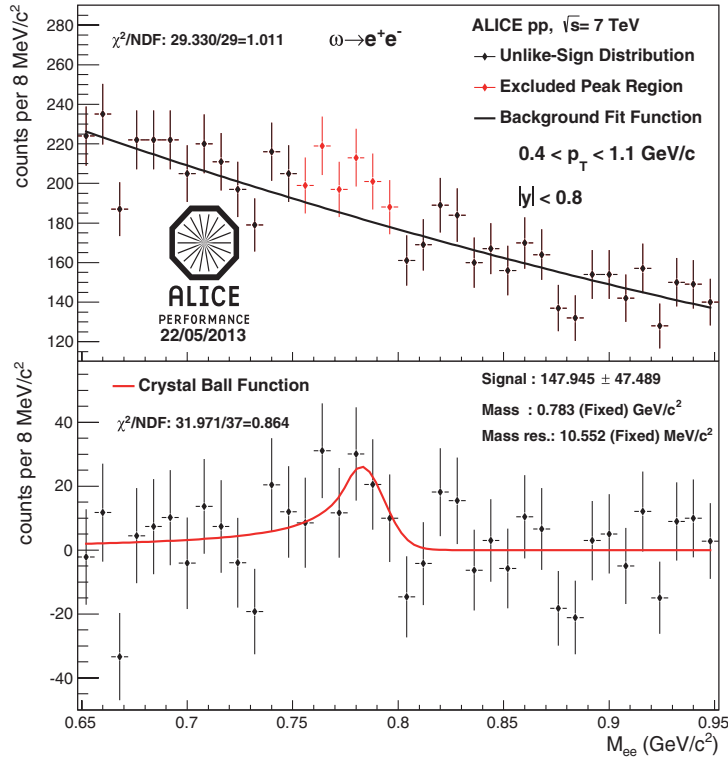
#### 4. Analyse

	$p_T$ (GeV/c)	Masse (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma$ (MeV/c <sup>2</sup> )
<b>Omega</b>	0.4-1.1	0.783	10.552 $\pm$ 0.246
	1.1-2.4	0.781	11.746 $\pm$ 0.389
<b>Phi</b>	0.5-1.0	1.022	7.746 $\pm$ 0.124
	1.0-1.5	1.021	8.120 $\pm$ 0.147
	1.5-3.0	1.020	8.508 $\pm$ 0.138

**Tabelle 4.1.:** Berechnete Werte aus dem Fit mit der Crystal Ball-Funktion als Funktion von  $p_T$  für  $\omega$  und  $\phi$ .

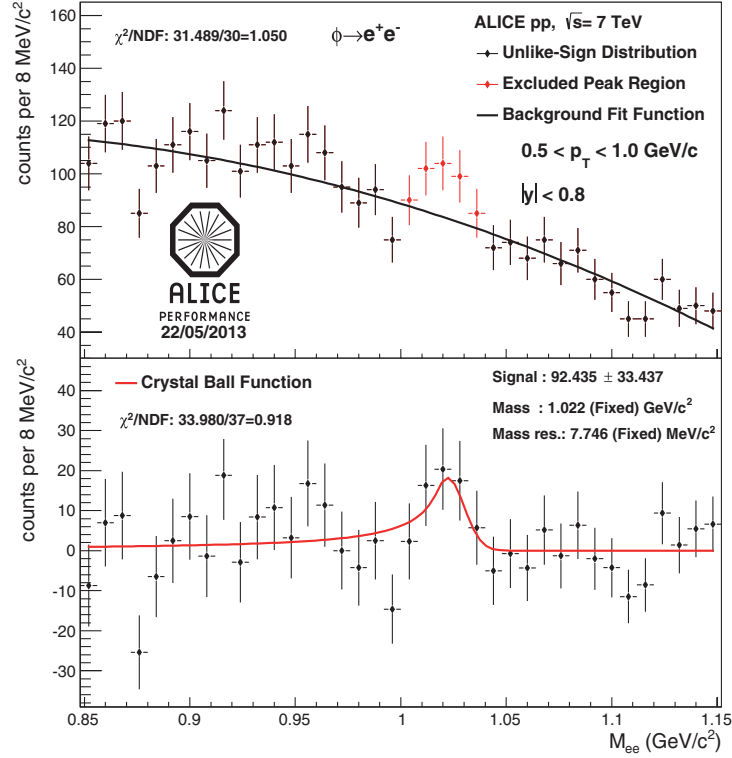
Um das Signal aus dem *Unlike-Sign*-Spektrum zu extrahieren, werden der Untergrund und die *Peaks* separat gefittet. Man zielt darauf ab, eine Korrelation zwischen Untergrund- und *Peak*-Fitfunktion zu unterbrechen. Als Untergrund-Fitfunktion wird ein Polynom zweiter Ordnung verwendet und beim Fitten des Untergrunds werden abgeschätzte *Peak*-Bereiche ausgeschlossen, um die Fitqualität zu erhöhen.

In Abbildung 4.6 und 4.7 wird die Signalextraktion dargestellt, wie sie oben beschrieben wird. Der Untergrund um  $\omega$  wird im invarianten Massenintervall von 0.65-0.95 GeV/c<sup>2</sup> gefittet, während der Untergrund um  $\phi$  innerhalb des Intervalls von 0.85-1.15 GeV/c<sup>2</sup> bestimmt wird. Dabei beträgt der ausgeschlossene *Peak*-Bereich 0.75-0.80 GeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  und 1.0-1.04 GeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$ .



**Abbildung 4.6.:** Invariantes Massenspektrum des  $\omega$ -Mesons im  $p_T$ -Intervall von 0.4-1.1 GeV/c. Der Untergrund wird mit einem Polynom zweiter Ordnung im invarianten Massenintervall von 0.65-0.95 GeV/c<sup>2</sup> gefittet, während der Peak-Bereich 0.75-0.80 GeV/c<sup>2</sup> ausgeschlossen ist (oben). Das übliche invariante Massenspektrum wird mit der Crystal Ball-Funktion gefittet (unten).





**Abbildung 4.7.:** Invariantes Massenspektrum des  $\phi$ -Mesons im  $p_T$ -Intervall von 0.5-1 GeV/c. Der Untergrund wird mit einem Polynom zweiter Ordnung im invarianten Massenintervall von 0.85-1.15 GeV/c<sup>2</sup> gefittet, während der Peak-Bereich 1.0-1.04 GeV/c<sup>2</sup> ausgeschlossen ist (oben). Das übliche invariante Massenspektrum wird mit der Crystal Ball-Funktion gefittet (unten).

Nach dem Abziehen des Untergrunds vom *Unlike-Sign*-Spektrum wird restliche invariante Massenverteilung in demselben Intervall mit der Crystal Ball-Funktion gefittet, um das physikalische Signal zu bestimmen. Parameter der Crystal Ball-Funktion werden mit MC-Studien determiniert und alle Parameter außer dem Normierungsfaktor fixiert.

Um das Signal zu zählen, wird das Integral der Crystal Ball-Funktion im Fitintervall verwendet. Man kann dadurch Signale im Bremsstrahlungsschwanz berücksichtigen. Alle erhaltenen Signale in verschiedenen  $p_T$ -Intervallen werden in Tabelle 4.2 angegeben.

	$p_T$ (GeV/c)	Signal
<b>Omega</b>	0.4-1.1	147.945 ± 47.489
	1.1-2.4	78.022 ± 26.135
<b>Phi</b>	0.5-1.0	92.435 ± 33.437
	1.0-1.5	63.603 ± 21.088
	1.5-3.0	56.708 ± 16.075

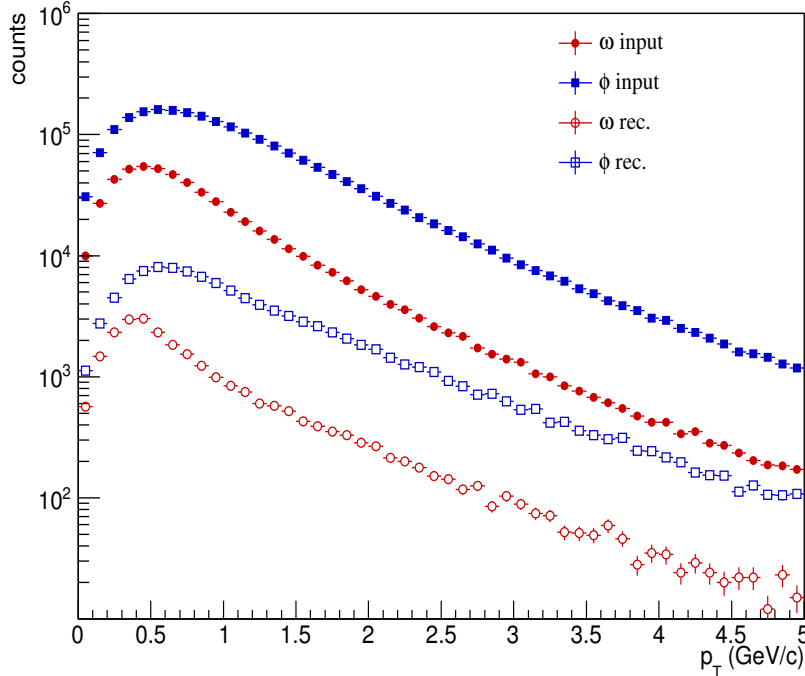
**Tabelle 4.2.:** Anzahl der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen aus dem Fit mit der Crystal Ball-Funktion in verschiedenen  $p_T$ -Intervallen.

#### 4.4. Effizienzkorrektur

Das extrahierte Signal muss mit  $A \times \epsilon$  (geometrische Akzeptanz  $\times$  Rekonstruktionseffizienz) korrigiert werden, welche durch die MC-Simulation LHC12e3 berechnet werden. Als Akzeptanz bezeichnet man das Verhältnis zwischen detektierbaren Teilchen und allen simulierten Teilchen (Input). Das Verhältnis zwischen rekonstruierten Teilchen und detektierbaren Teilchen in der geometrischen Akzeptanz nennt man Effizienz. Daher ist  $A \times \epsilon$  wie folgt definiert:

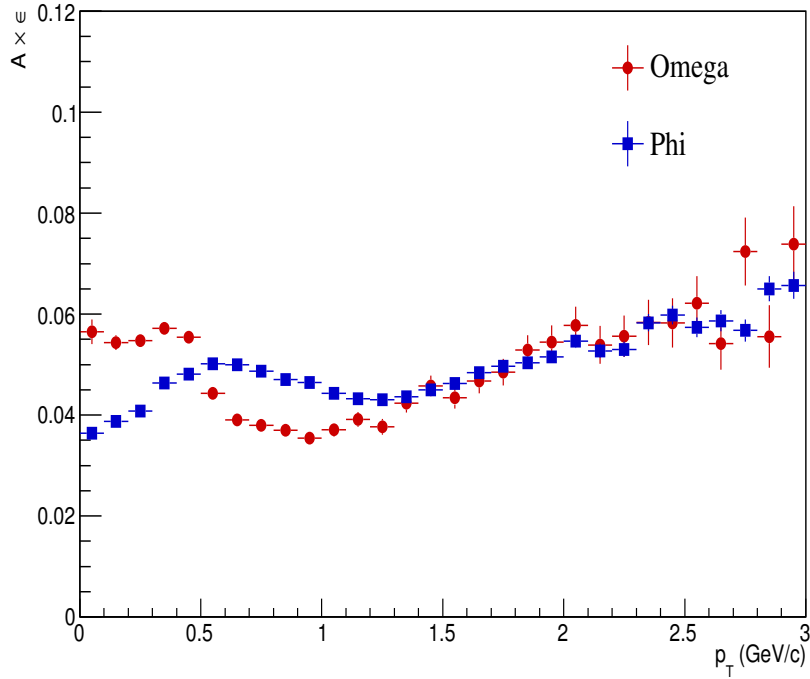
$$A \times \epsilon = \frac{\text{Rekonstruierte MC}}{\text{Input-MC}}$$

Die  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen werden durch das *dielectron correction framework*-System in denselben Konditionen mit Daten (Abschnitt 4.2) erzeugt und man drückt sie in Dielektronenpaare zu zerfallen. In Abbildung 4.8 werden Paar- $p_T$ -Verteilungen dargestellt. Input-MC entspricht der  $p_T$ -Verteilung aller simulierten Elektronenpaare aus den  $\omega$ - oder  $\phi$ -Mesonen, während rekonstruierte MC die  $p_T$ -Verteilung der rekonstruierten Elektronenpaare angibt. Um  $A \times \epsilon$ -Werte zu erhalten, wird die  $p_T$ -Verteilung der rekonstruierten MC durch die  $p_T$ -Verteilung der Input-MC dividiert.



**Abbildung 4.8.:** Input- (volles Zeichen) und rekonstruierte (offenes Zeichen)  $p_T$ -Verteilungen für  $\omega$  (rot) und  $\phi$  (blau) Mesonen aus MC.

In Abbildung 4.9 werden  $A \times \epsilon$  der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen als Funktion von  $p_T$  gezeigt.  $A \times \epsilon$ -Werte von  $\omega$  und  $\phi$  sind unterhalb von 1.2 GeV/c unterschiedlich wegen der Kinematik von  $\omega$  und  $\phi$  im niedrigen transversalen Impulsbereich und der Systematik der jeweils verwendeten Detektoren (Abschnitt 4.2). Hingegen sind die  $A \times \epsilon$ -Werte über 1.2 GeV/c sehr ähnlich, denn der Massenunterschied zwischen  $\omega$  und  $\phi$  spielt keine Rolle bei hohen transversalen Impulsen. Man kann außerdem von Abbildung 4.9 erkennen, dass  $A \times \epsilon$  der beiden Teilchen mit ansteigendem transversalen Impuls zunimmt. Teilchen mit höherem transversalen Impuls können also effizienter als Teilchen mit niedrigem transversalen Impuls identifiziert werden.



**Abbildung 4.9.:**  $A \times \epsilon$  für  $\omega$  (rot) und  $\phi$  (blau) als Funktion von  $p_T$ .

$A \times \epsilon$ -Werte werden in Tabelle 4.3 präsentiert.  $A \times \epsilon$  für  $\omega$  und  $\phi$  beträgt  $\sim 4\%$ . Bei der Berechnung der Werte werden entsprechende Massenschnitte angewendet, das heißt, dass die  $A \times \epsilon$ -Werte im invarianten Massenbereich von 0.65-0.95 GeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  und ebenso in 0.85-1.15 GeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$  berechnet werden.

	Omega		Phi		
$p_T$ (GeV/c)	0.4-1.1	1.1-2.4	0.5-1.0	1.0-1.5	1.5-3.0
$A \times \epsilon$	0.0423	0.0453	0.0430	0.0392	0.0478

**Tabelle 4.3.:** Berechnete  $A \times \epsilon$ -Werte als Funktion von  $p_T$  für  $\omega$  und  $\phi$ .

## 4.5. Systematische Unsicherheiten

In diesem Abschnitt werden systematische Unsicherheiten der  $A \times \epsilon$ -Korrektur, der Signalextraktion, des Untergrundes und der Normierung beschrieben. Da Beiträge der erwähnten Analyseprozesse zu dem gesamten systematischen Fehler unterschiedlich sind, wird die systematische Fehlerabschätzung für jeden einzelnen Analyseprozess in einem eigenen Unterabschnitt vorgestellt.

### 4.5.1. Systematische Unsicherheit der $A \times \epsilon$ -Korrektur

Systematische Fehler der  $A \times \epsilon$ -Korrektur werden dadurch abgeschätzt, dass Selektionskriterien der Spurenqualität und eID modifiziert werden. Für jede modifizierte Kondition wird ein neues  $A \times \epsilon$  berechnet. Dadurch kann der systematische Fehler aus der Abweichung zwischen Referenz  $A \times \epsilon$  (Abschnitt 4.4) und  $A \times \epsilon$  mit einem neuen Kriterium abgeschätzt werden.

In Tabelle 4.4 und 4.5 werden die modifizierten Kriterien der Spurenqualität bzw. eID definiert. Namen der modifizierten Kriterien entsprechen dem jeweils einzigen Unterschied zu den Referenzkriterien der Spurenqualität bzw. eID (Abschnitt 4.2). Mit ein paar Beispielen kann man deutlicher erklären, was getan wird: Normalerweise müssen wenigstens drei ITS-*Clusters* bei dem *Tracking* aktiv sein, aber in einer modifizierten Version werden mindestens vier Schichten des ITS erfordert. Analog werden sogenannte  $3\sigma$ -cuts für Elektronen in der TOF angewendet, jedoch wird als modifizierte Kondition das Elektronenband in der TOF enger ( $2\sigma$ ) bzw. lockerer ( $4\sigma$ ) geschnitten.

	Track cuts
<b>ITSCls4</b>	ITS Min. <i>cluster</i> $\geq 4$
<b>TPCCls100</b>	TPC Min. <i>cluster</i> $> 100$
<b>SPDboth</b>	beide SPD Schichten
<b>TPCCrsR120</b>	TPC Min. <i>Crossed Rows</i> $> 120$

**Tabelle 4.4.:** Modifizierte Spurenqualitätsschnitte.

	eID
<b>TPCshift</b>	$-2 < \sigma_{electron,TPC} < 2.5$
<b>TOFtight</b>	$-2 < \sigma_{electron,TOF} < 2$
<b>TOFloose</b>	$-4 < \sigma_{electron,TOF} < 4$

**Tabelle 4.5.:** Modifizierte eID-Schnitte.

Erhaltene  $A \times \epsilon$  mit den oben genannten modifizierten Kriterien und ihre Vergleiche zur Referenz  $A \times \epsilon$ , welche man als *Base* bezeichnet, werden in Abbildung 4.10 zusammengestellt. Untere Teile der Histogramme zeigen relative Abweichungen in Bezug auf Referenz  $A \times \epsilon$ . Durch diese relativen Abweichungen wird der systematische Fehler der  $A \times \epsilon$ -Korrektur abgeschätzt. Da die Variation *SPDboth* als eine extreme Bedingung für Elektronen im niedrigen Impulsbereich betrachtet wird, kann man sie nicht berücksichtigen. Daher wird die systematische Unsicherheit in Bezug auf die  $A \times \epsilon$ -Korrektur als  $\sim 15\%$  angenommen.

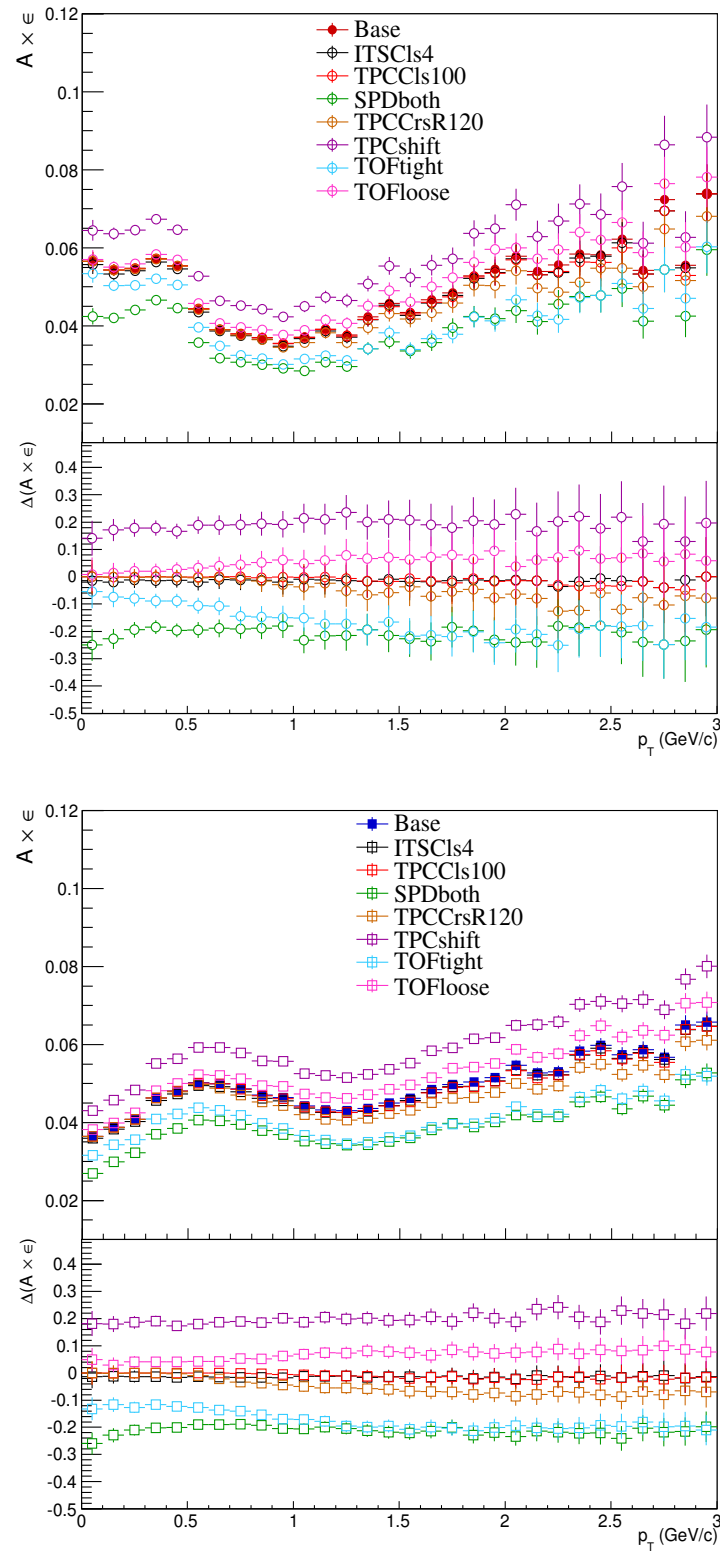


Abbildung 4.10.:  $A \times \epsilon$  von  $\omega$  (oben) und  $\phi$  (unten) für alle Spuren- und eID-Variationen. Relative Abweichungen von  $A \times \epsilon$  mit modifizierten Bedingungen werden in Bezug auf Referenzkriterien vorgestellt.

### 4.5.2. Systematische Unsicherheit der Signalextraktion

Um den systematischen Fehler der Signalextraktion abzuschätzen, werden sowohl beschriebene Spuren- und eID-Schnitte als auch verschiedene Fit- und Signalzählungsoptionen angewendet. Dazu dienen  $p_T$ -Spektren ( $Yield$  als Funktion von  $p_T$ ), die durch  $A \times \epsilon$  korrigiert sind. Ein korrigiertes  $p_T$ -Spektrum kann wie folgt definiert werden:

$$\frac{dN_{hadron \rightarrow e^+e^-}}{dydp_T} = \frac{1}{N_{evt}} \left( \frac{N_{hadron \rightarrow e^+e^-}}{\Delta y \Delta p_T} \right)_{corr}, \quad (4.1)$$

wobei  $N_{evt}$  die Ereigniszahl ist, welche durch die Ereignisineffizienz von 0.86 korrigiert wird (Abschnitt 4.1) und  $N_{hadron \rightarrow e^+e^-}$  die Anzahl der Hadronen in einem bestimmten  $p_T$ - und Rapiditätsintervall<sup>4</sup> ist, die durch  $A \times \epsilon$  und *Branching Ratio* (BR) korrigiert ist.

In Abbildung 4.11 werden korrigierte  $p_T$ -Spektren von  $\omega$  und  $\phi$  für den Fall der modifizierten Spurenqualitäts- und eID-Konditionen dargestellt. Die verwendeten Konditionen werden in Abschnitt 4.5.1 beschrieben, deswegen kann Abbildung 4.11 ebenfalls interpretiert werden.

Wie oben beschrieben wird, werden auch verschiedene Fit- und Signalzählungsoptionen neben modifizierten Spurenkonditionen durchgeführt. Man zielt darauf ab, dass mögliche verschiedene Untergrundsformen und Signalzählungsintervalle betrachtet werden können. Folgende Optionen werden angewendet:

- **Das Referenzsignal (Base):** Untergrund wird mit einem Polynom zweiter Ordnung im Massenbereich von 0.65-0.95 GeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  bzw. 0.85-1.15 GeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$  gefittet. Für Signalzählung wird das Integral der Crystal Ball-Funktion nach dem Abziehen des Untergrunds verwendet.
- **Integral der Crystal Ball-Funktion in engerem Massenbereich:** Analog wie das Referenzsignal wird der Untergrund gefittet. Jedoch wird die Signalzählung in engerem Massenbereich (zum Beispiel 0.7-0.85 GeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  und 0.9-1.05 GeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$ ) durch das Integral der Crystal Ball-Funktion durchgeführt.
- **Fitten des Untergrunds in engerem Massenbereich:** In diesem Fall wird der Untergrund in engerem Massenbereich (zum Beispiel 0.7-0.85 GeV/c<sup>2</sup> für  $\omega$  und 0.9-1.1 GeV/c<sup>2</sup> für  $\phi$ ) gefittet und die Signalzählung wird im entsprechenden Intervall durchgeführt.

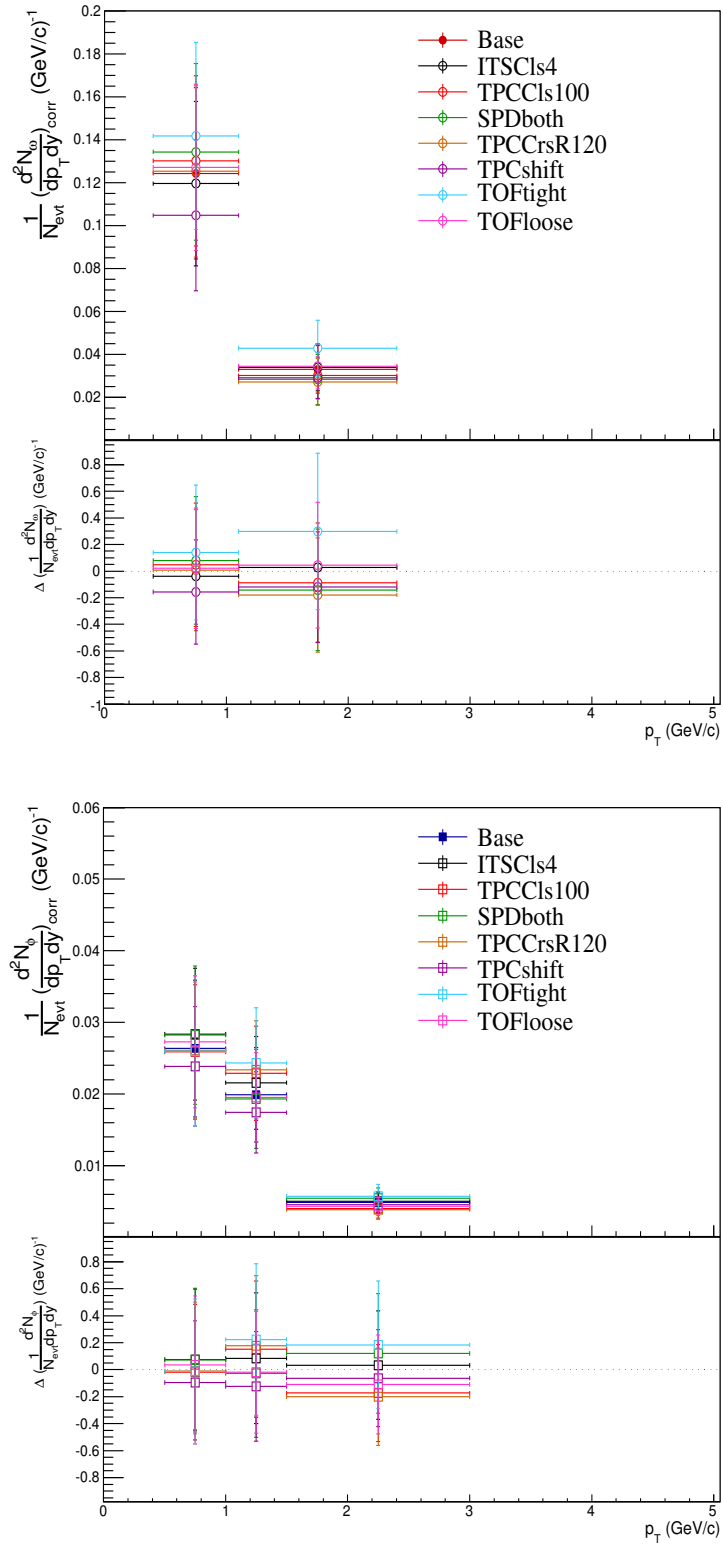
$p_T$ -Spektren, welche durch die oben vorgestellten Optionen erzeugt werden, werden in Abbildung 4.12 zusammengestellt. Die angewandten Effizienzen werden abhängig von den entsprechenden Massenbereichen berechnet. Dafür werden die gleichen Massenschnitte auf invariante Massenspektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen in der rekonstruierten MC-Simulation angewendet.

Die *Bin Counting*-Methode<sup>5</sup> wurde während dieser Arbeit auch verwendet (für das Ergebnis siehe Anhang A.3). Jedoch wurde entschieden, nur das Integral der Crystal Ball Funktion zu benutzen, um das Signal im Bremsstrahlungsschwanz besser zu bestimmen. Zum Schluss kann der systematische Fehler der Signalextraktion zu  $\sim 15\%$  abgeschätzt werden, wenn  $p_T$ -Spektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen in Abbildung 4.11 und 4.12 zusammen betrachtet werden.

<sup>4</sup>Elektronen werden in  $|y| < 0.8$  analysiert, das heißt das Rapiditätsintervall für diese Arbeit beträgt 1.6.

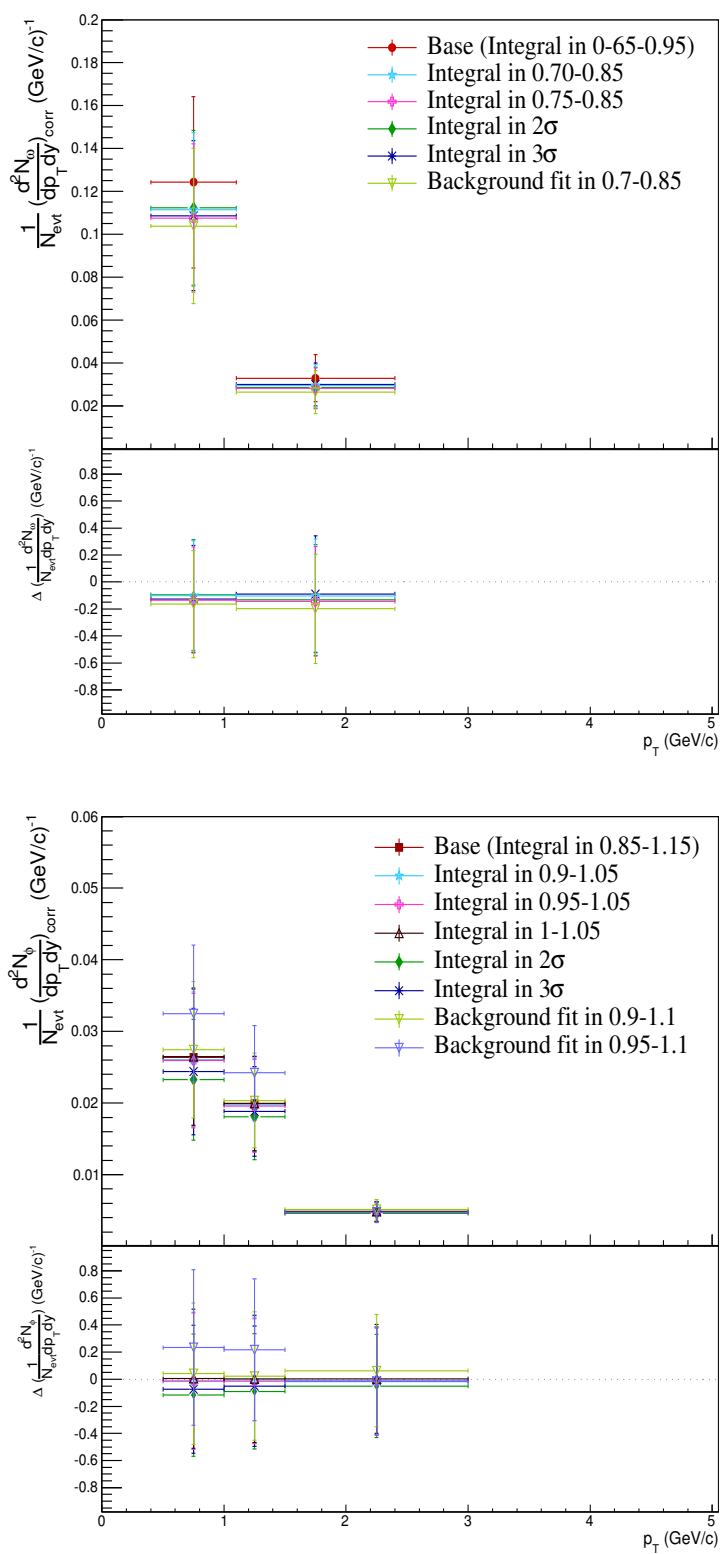
<sup>5</sup>Aufsummieren der  $y$ -Achsenwerte der Datenpunkten im bestimmten  $x$ -Intervall.

## 4.5. Systematische Unsicherheiten



**Abbildung 4.11.:** Korrigierte  $p_T$ -Spektren von  $\omega$  (oben) und  $\phi$  (unten) für alle Spuren- und eID-Variationen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf Referenzkriterien vorgestellt.

## 4. Analyse



**Abbildung 4.12.:** Korrigierte  $p_T$ -Spektren von  $\omega$  (oben) und  $\phi$  (unten) für verschiedene Fit- und Signalzählungsoptionen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf Referenzsignal vorgestellt.



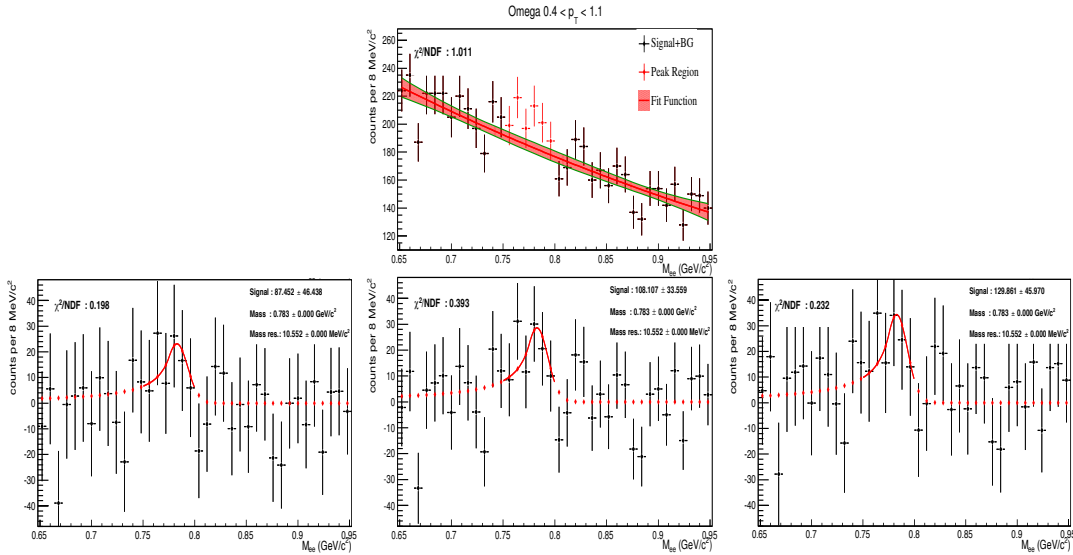
## 4.5.3. Systematische Unsicherheiten des Untergrunds

In Abschnitt 4.3 wird erklärt, dass der Untergrund durch ein Polynom zweiter Ordnung beschrieben ist. Parameter dieser Untergrundfitfunktion enthalten auch Fehler, welche als Unsicherheit des Untergrunds angesehen werden. In Abbildung 4.13 bzw. 4.14 wird der Untergrund um  $\omega$  bzw.  $\phi$  mit entsprechenden Fehlern als ein Band gezeigt. Um die Unsicherheit des Untergrunds zu erhalten, werden untere bzw. obere Grenze des Untergrundbandes als unterer bzw. oberer Untergrund angenommen. Danach werden Untergründe abgezogen und restliche invariante Massenspektren mit der Crystal Ball-Funktion gefittet. Für den Fit und die Signalzählung wird jedoch in diesem Fall nur der Massenbereich von 0.75-0.80  $\text{GeV}/c^2$  für  $\omega$  und 1.0-1.04  $\text{GeV}/c^2$  für  $\phi$  berücksichtigt. Sonst würde das restliche Massenspektrum außerhalb des Peaks in einem Fall negativ und im anderen Fall positiv zum Signal beitragen.

In Tabelle 4.6 werden die Signalwerte für  $\omega$  und  $\phi$  zusammengefasst. Aus dem Unterschied des Signals aus dem unteren bzw. oberen Untergrund in Bezug auf den echten Untergrund wird die Unsicherheit des Untergrunds zu etwa 20% für  $\omega$  und etwa 18% für  $\phi$  abgeschätzt.

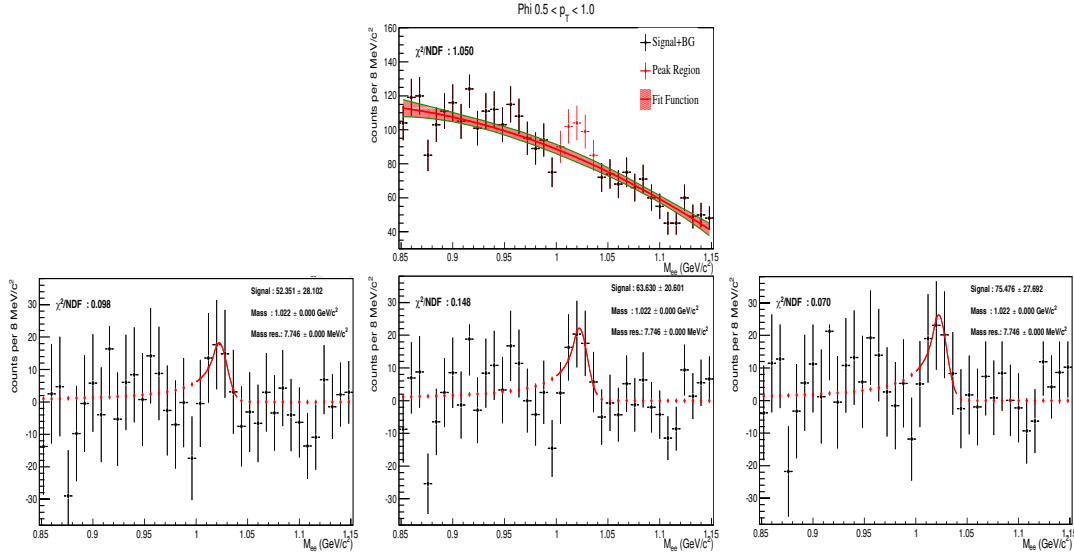
	$p_T$ (GeV/c)	Oberer UG	Normaler UG	Unterer UG
<b>Omega</b>	0.4-1.1	$87.452 \pm 46.438$	$108.107 \pm 33.559$	$129.861 \pm 45.970$
	1.1-2.4	$50.989 \pm 25.212$	$56.425 \pm 18.483$	$64.649 \pm 24.930$
<b>Phi</b>	0.5-1.0	$52.351 \pm 28.102$	$63.630 \pm 20.601$	$75.476 \pm 27.692$
	1.0-1.5	$34.171 \pm 17.885$	$39.767 \pm 13.308$	$47.576 \pm 17.506$
	1.5-3.0	$36.505 \pm 13.532$	$40.435 \pm 10.451$	$46.047 \pm 13.170$

**Tabelle 4.6.:** Signale von  $\omega$  (in 0.75-0.80  $\text{GeV}/c^2$ ) und  $\phi$  (in 1.0-1.04  $\text{GeV}/c^2$ ) in verschiedenen  $p_T$ -Intervallen.



**Abbildung 4.13.:** ( $\omega$  in  $0.4 < p_T < 1.1$   $\text{GeV}/c$ ) Oben: Untergrundfitfunktion mit Fehlerband. Unten: Signalextraktion aus dem oberen (links), normalen (mittel) und unteren Untergrund (rechts). *Peak* wird mit der Crystal Ball-Funktion im Massenbereich von 0.75-0.80  $\text{GeV}/c^2$  gefittet. Die roten Punkte zeigen den virtuellen Fit im Massenbereich von 0.65-0.95  $\text{GeV}/c^2$ .

## 4. Analyse



**Abbildung 4.14.:** ( $\phi$  in  $0.5 < p_T < 1$  GeV/c) Oben: Untergrundfitfunktion mit Fehlerband. Unten: Signalextraktion aus dem oberen (links), normalen (mittel) und unteren Untergrund (rechts). *Peak* wird mit der Crystal Ball-Funktion im Massenbereich von 1.0-1.04 GeV/ $c^2$  gefittet. Die roten Punkte zeigen den virtuellen Fit im Massenbereich von 0.85-1.15 GeV/ $c^2$ .

### 4.5.4. Systematische Unsicherheit der Normierung

$p_T$ -Spektren werden mit Ereigniszahl und Wirkungsquerschnitt normiert. Die Unsicherheit der Normierung wird aus der Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes abgeschätzt. In dieser Arbeit wird der inelastische Wirkungsquerschnitt für pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV [34] verwendet, welcher beträgt:

$$\sigma_{inel} = 73.2_{-4.6}^{+2.0}(\text{model}) \pm 2.6(\text{lumi}) \text{ mb}$$

Obwohl der modellabhängige Fehler des Wirkungsquerschnittes asymmetrisch ist, wird nur dessen Maximalwert betrachtet. Dadurch wird der systematische Fehler der Normierung zu  $\sim 9.8\%$  berechnet. In Tabelle 4.7 werden alle einzelnen Beiträge der systematischen Fehlerquellen zusammengestellt. Zum Schluss werden alle Beiträge quadratisch summiert und dadurch der totale systematische Fehler berechnet.

Fehlerquelle	Beitrag
$A \times \epsilon$	$\sim 15\%$
Signalextraktion	$\sim 15\%$
Untergrund	$\sim 20\%$ für $\omega$ und $\sim 18\%$ für $\phi$
Normierung	$\sim 9.8\%$

**Tabelle 4.7.:** Systematische Fehlerquellen und ihre Beiträge zum totalen systematischen Fehler.

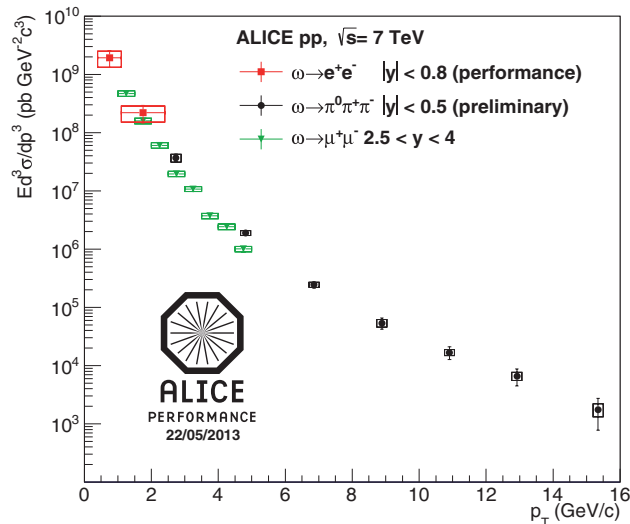
## 5. Ergebnisse

Das korrigierte  $p_T$ -Spektrum (*invariant cross section* als Funktion von  $p_T$ ) des  $\omega$ -Mesons kann folgendermaßen berechnet werden:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \left( \frac{N_{\omega \rightarrow e^+e^-}}{\Delta y \Delta p_T} \right)_{corr} \times \sigma_{inel}, \quad (5.1)$$

wobei  $N_{evt}$  die Ereigniszahl ist, welche durch die Ereignisineffizienz von 0.86 korrigiert wird (Abschnitt 4.1),  $N_{\omega \rightarrow e^+e^-}$  die Anzahl der  $\omega$ -Mesonen in einem bestimmten  $p_T$ - und Rapiditätsintervall ist, die durch  $A \times \epsilon$  und *Branching Ratio*<sup>1</sup> (BR) korrigiert ist und  $\sigma_{inel}$  der inelastische Wirkungsquerschnitt für pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 7$  TeV ist.

Das erhaltene  $p_T$ -Spektrum des  $\omega$ -Mesons im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal wird in Abbildung 5.1 dargestellt. Es wird mit  $p_T$ -Spektrern der  $\mu^+\mu^-$ - [35] und  $\pi^0\pi^+\pi^-$ - [36] Zerfallskanäle verglichen. Myonen werden im Vorwärtsrapiditätsbereich von  $2.5 < y < 4$  gemessen, während Pionen im mittleren Rapiditätsbereich von  $|0.5| < y$  gemessen werden. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, werden Elektronen ebenfalls im mittleren Rapiditätsbereich gemessen, weshalb die Kinematik der  $\omega$ -Mesonen identisch sein sollte. In der Tat scheint das  $p_T$ -Spektrum von  $\omega \rightarrow e^+e^-$  konsistent mit dem  $p_T$ -Spektrum von  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$  zu sein und erweitert dieses in den niedrigen  $p_T$ -Bereich. Hingegen zeigt das  $p_T$ -Spektrum von  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$  oberhalb von 2 GeV/c einen anderen Verlauf, was auf den unterschiedlichen Rapiditätsbereich zurückzuführen sein könnte.



**Abbildung 5.1.:** Das korrigierte  $p_T$ -Spektrum des  $\omega$ -Mesons im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal im Vergleich zu den  $\mu^+\mu^-$ - [35] und  $\pi^0\pi^+\pi^-$ - [36] Zerfallskanälen. Die Boxen stellen systematische Fehler dar.

<sup>1</sup>BR des  $\omega(782)$ -Mesons für den  $e^+e^-$ -Zerfallskanal ist  $(7.28 \pm 0.14) \times 10^{-5}$  [10]

## 5. Ergebnisse

Das korrigierte  $p_T$ -Spektrum (*Yield* als Funktion von  $p_T$ ) des  $\phi$ -Mesons kann wie folgt definiert werden:

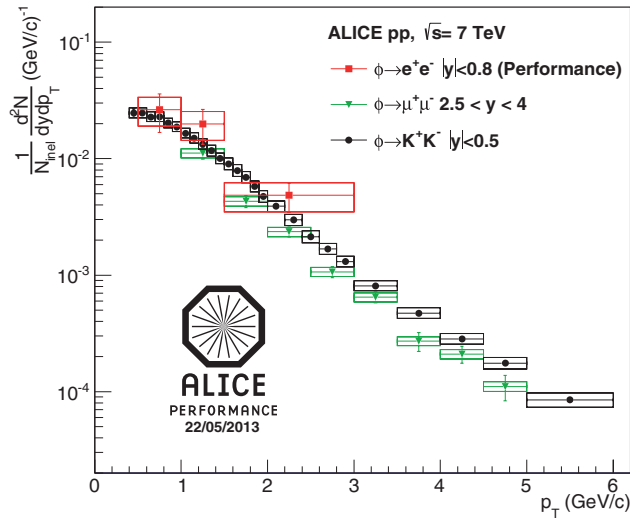
$$\left( \frac{dN_{\phi \rightarrow e^+e^-}}{dy dp_T} \right) = \frac{1}{N_{evt}} \left( \frac{N_{\phi \rightarrow e^+e^-}}{\Delta y \Delta p_T} \right)_{corr}, \quad (5.2)$$

wobei  $N_{evt}$  die Ereigniszahl ist, welche durch die Ereignisineffizienz von 0.86 korrigiert wird und  $N_{\phi \rightarrow e^+e^-}$  die Anzahl der  $\phi$ -Mesonen in einem bestimmten  $p_T$ - und Rapiditätsintervall ist, die durch  $A \times \epsilon$  und  $BR^2$  korrigiert ist.

Das  $p_T$ -Spektrum von  $\phi \rightarrow e^+e^-$  wird mit  $p_T$ -Spektrern von  $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$  [35] und  $\phi \rightarrow K^+K^-$  [37] verglichen. In der Veröffentlichung der Kaonenmessung kein Wirkungsquerschnitt verwendet werden, werden die  $p_T$ -Spektrern anders als beim  $\omega$  nach der Gleichung 5.2 geplottet. Dadurch lässt sich das  $p_T$ -Spektrum im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal mit dem veröffentlichten  $K^+K^-$ -Zerfallskanal verglichen wird, welches auch im mittleren Rapiditätsbereich gemessen wird.

Die Unsicherheit der Normierung des  $K^+K^-$ -Zerfallskanals wird im entsprechenden Artikel [37] separat angegeben. Um eine unkomplizierte Abbildung zu schaffen, wird diese Unsicherheit zum totalen systematischen Fehler jedes Datenpunktes quadratisch addiert. Jedoch enthält der totale systematische Fehler des  $\mu^+\mu^-$ -Zerfallskanals bereits die Unsicherheit des MB-Wirkungsquerschnittes. Daher wird diese Unsicherheit von 4% herausgenommen.

Die drei  $p_T$ -Spektrern sind in Abbildung 5.2 zusammengefasst. Im Rahmen der limitierten Präzision der  $\phi \rightarrow e^+e^-$  Messung stimmt diese mit den  $\mu^+\mu^-$ - und  $K^+K^-$ -Zerfallskanälen überein. Auch hier verläuft die Messung mit Myonen ab ca. 2 GeV/c unterhalb der anderen Kanäle.



**Abbildung 5.2.:** Das korrigierte  $p_T$ -Spektrum des  $\phi$ -Mesons im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal im Vergleich zu den  $\mu^+\mu^-$ - [35] und  $K^+K^-$ - [37] Zerfallskanälen. Die Boxen stellen systematische Fehler dar.

<sup>2</sup>BR des  $\phi(1020)$ -Mesons für den  $e^+e^-$ -Zerfallskanal beträgt  $(2.954 \pm 0.030) \times 10^{-4}$  [10]

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Analyse der transversalen Impulsspektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen im  $e^+e^-$ -Zerfallskanal in Proton-Proton (pp)-Kollisionen bei einer Kollisionsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV mit dem ALICE-Detektor durchgeführt. Die analysierten Niedrigmassenelektronen (Elektron-Positron Paare mit kleiner invarianten Masse) werden mit *Inner Tracking System* (ITS), *Time Projection Chamber* (TPC) und *Time of Flight* (TOF) identifiziert. Dafür werden relevante Kriterien für Spurenqualität und Elektronidentifikation (eID) angewendet und Elektronen mit geringer hadronischer Kontamination selektiert. Um die Signale der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen aus den invarianten Massenspektren der gepaarten Elektronen zu extrahieren, wird zuerst der Untergrund mit einem Polynom zweiter Ordnung beschrieben und von dem *Unlike-Sign*-Spektrum subtrahiert. Dann wird das invariante Massenspektrum mit der Crystal Ball-Funktion gefittet. Die Parameter der Crystal Ball-Funktion werden mit einer Monte Carlo (MC)-Simulation bestimmt und beim Anwenden auf die Daten fixiert. Die MC-Simulation dient auch dazu, die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur ( $A \times \epsilon$ -Korrektur) zu berechnen. Dafür werde die MC-Simulation LHC12e3 verwendet, welche eine erhöhte Anzahl an Niedrigmassenelektronen enthält. Durch diese MC-Simulation werden die  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen erzeugt und ihre Dielektronenzerfälle werden verlangt. Aus dem Verhältnis der transversalen Impulsverteilungen ( $p_T$ -Verteilungen) der rekonstruierten den simulierten Dielektronen wird dann der Wert für  $A \times \epsilon$  berechnet, welcher für  $\omega$  und  $\phi$  im transversalen Impulsbereich von 0.5-3.0 GeV/c etwa 4% beträgt. Zunächst wird eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten jedes Analyseteils durchgeführt. Der systematische Fehler der  $A \times \epsilon$ -Korrektur ( $\sim 15\%$ ) wird durch modifizierte Spurenqualitäts- und eID-Kriterien abgeschätzt. Zweitens wird die systematische Unsicherheit der Signalextraktion ( $\sim 15\%$ ) ermittelt. Dafür werden sowohl modifizierte Spurenqualitäts- und eID-Kriterien als auch verschiedene Fit- und Signalzählungsoptionen angewendet. Drittens wird die systematische Unsicherheit des Untergrunds ( $\sim 20\%$  für  $\omega$  und  $\sim 18\%$  für  $\phi$ ) durch Abweichungen der Untergrundsfitfunktion bestimmt. Als Letztes wird der systematische Fehler des inelastischen Wirkungsquerschnittes ( $\sim 9.8\%$ ) berechnet und alle einzelnen Beiträge quadratisch summiert, um den totalen systematischen Fehler zu erhalten.

Als Ergebnisse dieser Arbeit werden die korrigierten  $p_T$ -Spektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen präsentiert. Das korrigierte  $p_T$ -Spektrum (*invariant cross section vs.  $p_T$* ) von  $\omega \rightarrow e^+e^-$  wird mit den  $p_T$ -Spektren von  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$  und  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$  verglichen. Die Datenpunkte des  $p_T$ -Spektrums von  $\omega \rightarrow e^+e^-$  decken den niedrigen  $p_T$ -Bereich ab und sind mit dem  $p_T$ -Spektrum von  $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$  konsistent. Hingegen zeigen die Datenpunkte des  $p_T$ -Spektrums von  $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$  oberhalb von 2 GeV/c Unterschiede.

Analog dazu wird das korrigierte  $p_T$ -Spektrum (*yield vs.  $p_T$* ) von  $\phi \rightarrow e^+e^-$  mit den  $p_T$ -Spektren von  $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$  und  $\phi \rightarrow K^+K^-$  verglichen. Die Datapunkte von  $\phi \rightarrow e^+e^-$  sind in Übereinstimmung mit den beiden anderen Messungen.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Neben den pp *minimum bias* (MB)-Ereignissen sind auch durch *Electromagnetic Calorimeter* (EMCAL) oder *Transition Radiation Detector* (TRD) getriggerte Ereignisse in pp-Kollisionen vorhanden. Getriggerte Ereignisse sind besonders wichtig, um die Dielektronen mit hohen transversalen Impulsen zu analysieren, zum Beispiel die Charmoniumresonanzen.

Seit 2010 werden Blei-Blei (Pb–Pb)-Kollisionen in ALICE registriert und analysiert. Zusätzlich wurden die ersten Proton-Blei (p–Pb)-Kollisionen im September 2012 registriert und Anfang 2013 wurden insgesamt mehr als  $100 \times 10^6$  Ereignisse aufgenommen. Durch die detaillierte Analyse der  $p_T$ -Spektren der  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen, welche in Schwerionenkollisionen gemessen werden, kann man ihre *In-Medium*-Eigenschaften und ihre Übereinstimmung mit theoretischen Beschreibungen überprüfen. Daher haben die registrierten Pb–Pb- sowie p–Pb-Kollisionen ein großes Potential, um die Resonanzenanalyse weiterzuentwickeln.

# A. Anhang

## A.1. Die ausgewählten *Runs*

LHC10b.pass3:

114931, 115186, 115193, 115310, 115318, 115322, 115328, 115393, 115401, 116102, 116288, 116402, 116403, 116562, 116571, 116574, 116643, 116645, 117048, 117050, 117052, 117053, 117059, 117060, 117063, 117092, 117099, 117109, 117112, 117116, 117220, 117222

LHC10c.pass2:

119159, 119161, 119163, 119841, 119844, 119845, 119846, 119849, 119853, 119856, 119859, 119862, 120067, 120069, 120072, 120073, 120076, 120079, 120244, 120503, 120505, 120616, 120617, 120671, 120741, 120750, 120758, 120820, 120821, 120822, 120823, 120824, 120825, 120829

LHC10d.pass2:

122374, 122375, 124751, 125023, 125085, 125097, 125100, 125101, 125134, 125296, 125628, 125630, 125632, 125633, 125842, 125843, 125844, 125847, 125848, 125849, 125850, 125851, 125855, 126004, 126007, 126008, 126073, 126078, 126081, 126082, 126088, 126090, 126097, 126158, 126160, 126168, 126283, 126284, 126285, 126351, 126352, 126359, 126403, 126404, 126405, 126406, 126407, 126408, 126409, 126422, 126424, 126425, 126432, 126437

LHC10e.pass2:

127712, 127714, 127718, 127822, 127933, 127935, 127936, 127937, 127940, 127941, 127942, 128185, 128186, 128189, 128191, 128192, 128260, 128366, 128452, 128483, 128486, 128494, 128495, 128503, 128504, 128507, 128582, 128605, 128609, 128611, 128615, 128677, 128678, 128777, 128778, 128820, 128823, 128824, 128835, 128836, 128843, 128850, 128853, 128855, 128913, 129512, 129513, 129514, 129520, 129523, 129527, 129528, 129540, 129586, 129587, 129599, 129639, 129641, 129647, 129650, 129652, 129653, 129654, 129659, 129666, 129667, 129723, 129725, 129726, 129729, 129735, 129736, 129738, 129742, 129744, 129959, 129960, 129961, 129983, 130149, 130157, 130158, 130172, 130178, 130179, 130342, 130343, 130354, 130356, 130375, 130480, 130517, 130519, 130696, 130704, 130793, 130795, 130798, 130799, 130834, 130840, 130844, 130847, 130848

## A.2. Crystal Ball-Funktion

Die Crystal Ball-Funktion [38] hat 4 Parameter  $(\alpha, n, \bar{x}, \sigma)$  und einen Normierungsfaktor (N). Sie ist in *AliRoot* als eine Funktion angegeben ("PWGDQ/dielectron/AliDielectron-SignalFunc::PeakFunCB()") und wie folgt definiert:

$$f = N \cdot \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{für} \quad \frac{x - \bar{x}}{\sigma} > -\alpha \quad (\text{A.1})$$

$$f = N \cdot A \cdot \left(B - \frac{x - \bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} \quad \text{für} \quad \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \quad (\text{A.2})$$

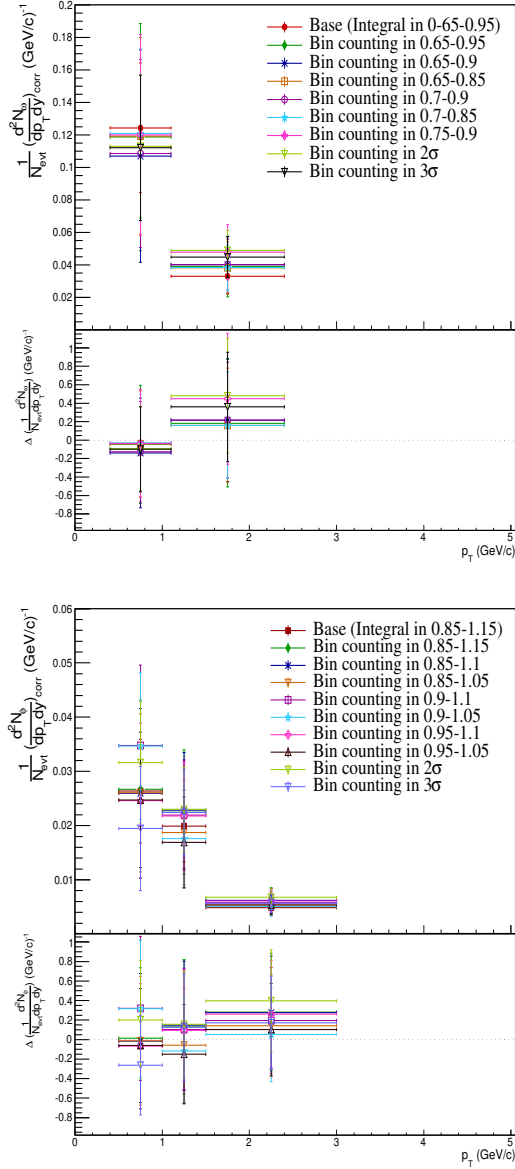
Dabei gilt für A und B:

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (\text{A.3})$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (\text{A.4})$$



### A.3. Signalzählung durch *Bin Counting*-Methode



**Abbildung A.1.:** Korrigierte  $p_T$ -Spektren von  $\omega$  (oben) und  $\phi$  (unten) bestimmt durch die *Bin Counting*-Methode in verschiedenen Massenbereichen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf das Referenzsignal vorgestellt, welches dem Integral der Crystal Ball-Funktion entspricht.



# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Das Phasendiagramm der QCD nach [2]. . . . .	1
2.1.	Ein Überblick auf die Messungen von $\alpha_s$ in Abhängigkeit von der Energie Q. Die theoretische Voraussage ist mit den Linien dargestellt [10]. . . . .	4
2.2.	Rotationsinvariante Potentiale. (a) Keine spontane Symmetriebrechung (b) die spontane Symmetriebrechung ( <i>Mexican hat</i> -Potential) [15]. . . . .	7
2.3.	Die erwarteten Dielektronenquellen in Schwerionenkollisionen [18]. . . . .	8
2.4.	Die spektralen Funktionen der leichten Vektormesonen im Vakuum (durchgezogene Linie) und im Medium für verschiedene Temperaturen und Dichten beim RHIC-Energiebereich [20]. . . . .	9
2.5.	Das invariante Massenspektrum der Dielektronen gemessen in CERES/NA45 im Vergleich zu der <i>Cocktail</i> -Simulation (oben) und zu den theoretischen Modellen (unten) [23]. . . . .	10
3.1.	Schematischer Aufbau von ALICE [26]. . . . .	11
3.2.	Aufbau des ALICE ITS [2]. . . . .	12
3.3.	$dE/dx$ Spektrum für ITS in Pb-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [28].	13
3.4.	Schematischer Aufbau der ALICE TPC [2]. . . . .	13
3.5.	$dE/dx$ -Spektrum für die TPC in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV [30]. . . . .	14
3.6.	MRPC-Foto (links) Schematische Darstellung eines TOF-Modules (rechts) [2]. . . . .	15
3.7.	Geschwindigkeit $\beta$ gegen Impuls p für die TOF [28]. . . . .	16
4.1.	TPC $dE/dx$ -Spektrum in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV (für LHC10d.pass2) nach der Anwendung der Qualitätsschnitte. Es wird durch die Energieverlustauflösung normiert. . . . .	21
4.2.	TPC $dE/dx$ nach der Anwendung des $3\sigma$ -Inklusionsschnittes für Elektronen in der TOF. . . . .	22
4.3.	TPC $dE/dx$ nach der Anwendung des Ausschließungsschnittes $-100 < \sigma_{pion,TPC} < 4$ und Inklusionsschnittes $-1.5 < \sigma_{elektron,TPC} < 3$ in der TPC. . . . .	22
4.4.	Hadronische Verunreinigung der Elektronen [32]. . . . .	23
4.5.	Invariante Massenspektren des $\omega$ - (oben) und $\phi$ -Mesons (unten) aus MC für verschiedene $p_T$ -Intervalle. Die Resonanzen werden mit der Crystal Ball-Funktion gefittet. . . . .	25
4.6.	Invariantes Massenspektrum des $\omega$ -Mesons im $p_T$ -Intervall von 0.4-1.1 GeV/c. Der Untergrund wird mit einem Polynom zweiter Ordnung im invarianten Massenintervall von 0.65-0.95 GeV/c <sup>2</sup> gefittet, während der Peak-Bereich 0.75-0.80 GeV/c <sup>2</sup> ausgeschlossen ist (oben). Das übliche invariante Massenspektrum wird mit der Crystal Ball-Funktion gefittet (unten). . . . .	26

4.7.	Invariantes Massenspektrum des $\phi$ -Mesons im $p_T$ -Intervall von 0.5-1 GeV/c. Der Untergrund wird mit einem Polynom zweiter Ordnung im invarianten Massenintervall von 0.85-1.15 GeV/c <sup>2</sup> gefittet, während der Peak-Bereich 1.0-1.04 GeV/c <sup>2</sup> ausgeschlossen ist (oben). Das übliche invariante Massenspektrum wird mit der Crystal Ball-Funktion gefittet (unten). . . . .	27
4.8.	Input- (volles Zeichen) und rekonstruierte (offenes Zeichen) $p_T$ -Verteilungen für $\omega$ (rot) und $\phi$ (blau) Mesonen aus MC. . . . .	28
4.9.	$A \times \epsilon$ für $\omega$ (rot) und $\phi$ (blau) als Funktion von $p_T$ . . . . .	29
4.10.	$A \times \epsilon$ von $\omega$ (oben) und $\phi$ (unten) für alle Spuren- und eID-Variationen. Relative Abweichungen von $A \times \epsilon$ mit modifizierten Konditionen werden in Bezug auf Referenzkriterien vorgestellt. . . . .	31
4.11.	Korrigierte $p_T$ -Spektren von $\omega$ (oben) und $\phi$ (unten) für alle Spuren- und eID-Variationen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf Referenzkriterien vorgestellt. . . . .	33
4.12.	Korrigierte $p_T$ -Spektren von $\omega$ (oben) und $\phi$ (unten) für verschiedene Fit- und Signalzählungsoptionen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf Referenzsignal vorgestellt. . . . .	34
4.13.	( $\omega$ in $0.4 < p_T < 1.1$ GeV/c) Oben: Untergrundfitfunktion mit Fehlerband. Unten: Signalextraktion aus dem oberen (links), normalen (mittel) und unteren Untergrund (rechts). <i>Peak</i> wird mit der Crystal Ball-Funktion im Massenbereich von 0.75-0.80 GeV/c <sup>2</sup> gefittet. Die roten Punkte zeigen den virtuellen Fit im Massenbereich von 0.65-0.95 GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	35
4.14.	( $\phi$ in $0.5 < p_T < 1$ GeV/c) Oben: Untergrundfitfunktion mit Fehlerband. Unten: Signalextraktion aus dem oberen (links), normalen (mittel) und unteren Untergrund (rechts). <i>Peak</i> wird mit der Crystal Ball-Funktion im Massenbereich von 1.0-1.04 GeV/c <sup>2</sup> gefittet. Die roten Punkte zeigen den virtuellen Fit im Massenbereich von 0.85-1.15 GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	36
5.1.	Das korrigierte $p_T$ -Spektrum des $\omega$ -Mesons im $e^+e^-$ -Zerfallskanal im Vergleich zu den $\mu^+\mu^-$ - [35] und $\pi^0\pi^+\pi^-$ - [36] Zerfallskanälen. Die Boxen stellen systematische Fehler dar. . . . .	37
5.2.	Das korrigierte $p_T$ -Spektrum des $\phi$ -Mesons im $e^+e^-$ -Zerfallskanal im Vergleich zu den $\mu^+\mu^-$ - [35] und $K^+K^-$ - [37] Zerfallskanälen. Die Boxen stellen systematische Fehler dar. . . . .	38
A.1.	Korrigierte $p_T$ -Spektren von $\omega$ (oben) und $\phi$ (unten) bestimmt durch die <i>Bin Counting</i> -Methode in verschiedenen Massenbereichen. Relative Abweichungen werden in Bezug auf das Referenzsignal vorgestellt, welches dem Integral der Crystal Ball-Funktion entspricht. . . . .	43

# Tabellenverzeichnis

2.1. Die Austauschteilchen (Eichbosonen) des Standardmodells. . . . .	3
2.2. Die Fermionen des Standardmodells. . . . .	3
4.1. Berechnete Werte aus dem Fit mit der Crystal Ball-Funktion als Funktion von $p_T$ für $\omega$ und $\phi$ . . . . .	26
4.2. Anzahl der $\omega$ - und $\phi$ -Mesonen aus dem Fit mit der Crystal Ball-Funktion in verschiedenen $p_T$ -Intervallen. . . . .	27
4.3. Berechnete $A \times \epsilon$ -Werte als Funktion von $p_T$ für $\omega$ und $\phi$ . . . . .	29
4.4. Modifizierte Spurenqualitätsschnitte. . . . .	30
4.5. Modifizierte eID-Schnitte. . . . .	30
4.6. Signale von $\omega$ (in $0.75-0.80 \text{ GeV}/c^2$ ) und $\phi$ ( in $1.0-1.04 \text{ GeV}/c^2$ ) in verschiedenen $p_T$ -Intervallen. . . . .	35
4.7. Systematische Fehlerquellen und ihre Beiträge zum totalen systematischen Fehler. . . . .	36



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions* (World Scientific, 1994).
- [2] ALICE Collaboration, *ALICE: Physics Performance Report, Volume 1*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **30**, 1517 (2004).
- [3] P. Braun-Münzinger and J. Stachel, *Dynamics of Ultra-Relativistic Nuclear Collisions with Heavy Beams: An Experimental Overview*, arXiv:hep-ex/9803015 - Nucl. Phys. A **638**, 3c (1998).
- [4] R. Rapp and J. Wambach, *Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, arXiv:hep-ph/9909229 - Adv. Nucl. Phys. **25**, 1 (2000).
- [5] F. Karsch, *Lattice QCD at High Temperature and Density*, arXiv:hep-lat/0106019v2 (2001).
- [6] E. V. Shuryak, *Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions*, Phys. Lett. B **78**, 150 (1978).
- [7] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne* (Springer, 2009).
- [8] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics* (Cambridge University Press, 2000).
- [9] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* (John Wiley & Sons Inc., 1987).
- [10] Particle Data Group, Phys. Rev. D **86** (2012).
- [11] J. J. Aubert et. al., *Experimental Observation of Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [12] J.-E. Augustin et. al., *Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [13] S. W. Herb et. al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- [14] W. R. Innes et. al., *Observation of Structure in the  $\Upsilon$  Region*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977).
- [15] V. Koch, *Introduction to Chiral Symmetry*, arXiv:nucl-th/9512029 (1995).
- [16] PHENIX Collaboration, *Detailed measurement of the  $e^+e^-$  pair continuum in  $p+p$  and  $Au+Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for direct photon production*, arXiv:nucl-ex/0912.0244 - Phys. Rev. C **81**, 034911 (2010).

- [17] T. Dahms, *Dilepton spectra in  $p + p$  and  $Au + Au$  collisions at RHIC*, PhD thesis, Stony Brook University, 2008.
- [18] A. Drees, *Dileptons And Photons At RHIC Energies*, arXiv:nucl-ex/0909.4976 - Nucl. Phys. A **830**, 435c (2009).
- [19] S. D. Drell and T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970).
- [20] R. Rapp, *Signatures of Thermal Dilepton Radiation at RHIC*, arXiv:hep-ph/0010101 - Phys. Rev. C **63**, 054907 (2001).
- [21] G. E. Brown and M. Rho, *Chiral restoration in hot and/or dense matter*, Phys. Rep. **269**, 333 (1996).
- [22] R. Rapp, J. Wambach and H. van Hees, *The Chiral Restoration Transition of QCD and Low Mass Dileptons*, arXiv:hep-ph/0901.3189v1 (2009).
- [23] CERES Collaboration, *Modification of the  $\rho$  meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb-Au collisions at 158A GeV/c*, arXiv:nucl-ex/0611022v3 - Phys. Lett. B **666**, 425 (2008).
- [24] ALICE Collaboration, *The ALICE Experiment at the CERN LHC*, JINST **3**, S08002 (2008).
- [25] ALICE Collaboration, *ALICE: Physics Performance Report, Volume 2*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **32**, 1295 (2006).
- [26] A. Marin, *Exploring the LHC medium with electromagnetic probes*, arXiv:nucl-ex/0809.3508 (2008).
- [27] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Inner Tracking System*, CERN/LHCC 99-12 (1999).
- [28] A. Kalweit, *Particle Identifikation in the ALICE Experiment*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **38**, Nr. 124073 (2011).
- [29] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Time Projection Chamber*, CERN/LHCC 2000-001 (2000).
- [30] ALICE Collaboration, *Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavour hadron decays in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, arXiv:hep-ex/1205.5423 - Phys. Rev. D **86**, 112007 (2012).
- [31] A. Kalweit, *Energie Loss Calibration of the ALICE Time Projection Chamber*, Master's thesis, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [32] M. Köhler, *Low-mass dielectron measurement in  $pp$  and  $PbPb$  collisions in ALICE*, arXiv:hep-ex/1302.2049 (2013).
- [33] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, arXiv:hep-ph/0603175 (2006).



- [34] ALICE Collaboration, *Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE*, arXiv:hep-ex/1208.4968 - Eur. Phys. J. C **73**, 2456 (2013).
- [35] ALICE Collaboration, *Light vector meson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, arXiv:nucl-ex/1112.2222 - Phys. Lett. B **710** (2012).
- [36] Viktor Riabov, private Kommunikation .
- [37] ALICE Collaboration, *Production of  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, arXiv:hep-ex/1208.5717 - Eur. Phys. J. C **72**, 2183 (2012).
- [38] R. Partridge et. al., *Observation of  $\eta_c$  Candidate State with Mass  $2978 \pm 9$  MeV*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1150 (1980).



# Danksagung

An dieser Stelle danke ich meinem Betreuer Prof. Dr. Harald Appelshäuser für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und für die Ermöglichung dieser Masterarbeit. Ohne seine Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Mein Dank gilt ebenso Prof. Dr. Christoph Blume für die Zweitbegutachtung dieser Masterarbeit.

Ein besonderer Dank geht an Dr. Christoph Baumann für die Betreuung meiner Analyse, die Unterstützung bei der Programmierung, die wertvollen Vorschläge und Kommentare. Ebenso danke ich Markus Köhler und den anderen Mitgliedern der *Low-Mass-Dielectron* Analysegruppe für die tolle Zusammenarbeit.

Ein weiterer großer Dank gilt Stefan Heckel für das Korrekturlesen dieser Arbeit und unsere harmonische Betreuung beim F-Praktikum. Ebenso danke ich meinem Bürokollegen Patrick Reichelt für das Korrekturlesen und die Beantwortung der Fragen zu Dielektronen. Hiermit möchte ich auch meinen anderen Bürokollegen Esther Bartsch, Carsten Klein und Fabian Pliquett für das positive Arbeitsklima danken. Ebenfalls bedanke ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching, Julian Book, Philipp Lüttig, Andreas Arend, Marco Marquard, Simone Schuchmann, Theo Bröker, Werner Amend, Ulrich Köpf und allen Mitgliedern und Mitarbeitern der Hochenergiegruppe am IKF.

Ich bedanke mich besonders bei Mesut Arslanok und Dr. Anar Rustamov nicht nur für die große Motivation und die Beantwortung aller Art von Fragen sondern auch für die wertvollen Gespräche und Freundschaft.

Ein weiterer herzlicher Dank geht an meine Familie. Ich bin dankbar für die zahlreiche Hilfe meiner Schwestern und Schwäger. Ganz besonders möchte ich meiner Mutter für die stetige Unterstützung danken. Nicht zuletzt bedanke ich mich auch bei meiner Verlobten und Kollegin Irem Erdemir für die hilfreichen Kommentare und die ununterbrochene Motivation.



# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 30.07.2013

Mahmut Özdemir