

Rekonstruktion von ω - und ϕ -Mesonen im Zerfall nach e^+e^- in pp Kollisionen bei $\sqrt{s}= 5.02$ TeV

BACHELORARBEIT

Merle Luisa Wälde

August 2021



Institut für Kernphysik

Erstgutachter

Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Zweitgutachter

Dr. Raphaelle Bailhache

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Standardmodell	2
2.2	Quantenchromodynamik	3
2.3	Experimentelle Untersuchung stark wechselwirkender Materie	5
2.4	Dielektronenspektrum	6
2.5	Die ω - und ϕ -Mesonen	7
2.5.1	Leichte Vektormesonen	7
2.5.2	Zerfallskanäle	8
3	Das ALICE Experiment	10
3.1	Time Projection Chamber (TPC)	11
3.2	Inner Tracking System (ITS)	13
3.3	Time of Flight (TOF)	14
4	Analyse	16
4.1	Datensatz	16
4.2	Selektionskriterien	17
4.3	Signalextraktion	17
4.3.1	Abschätzung des kombinatorischen und korrelierten Untergrundes	18
4.3.2	Abschätzung des physikalischen Untergrunds	20
4.3.3	Beschreibung der Signalform	21
4.3.4	Untergrundbestimmung	23
4.3.5	Normalisierter, unkorrigierter Yield	25
4.3.6	Systematische Fehler der Signalextraktion	29
5	Zusammenfassung und Ausblick	31
A	Anhang	32
A.1	R-Faktor	32
A.2	Crystalball-Funktion	33
A.3	Monte-Carlo - Signalform über CB-Funktion	34
A.4	Crystalball Parameter	35
	Literatur	36

1 Einleitung

Am CERN (kurz für: *Conseil européen pour la recherche nucléaire*) wird mittels ultra-relativistischer Schwerionenkollisionen am LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) stark wechselwirkende Materie erforscht. ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) ist eines der Experimente am LHC, welches über die Messungen aus diesen Kollisionen Forschung betreibt. Neben den Schwerionenkollisionen (Pb-Pb) werden auch p-Pb und pp-Kollisionen durchgeführt, welche als Referenzmessungen dienen, da in Pb-Pb das QGP erzeugt wird, in p-Pb und pp-Kollisionen jedoch nicht.

Wichtige Boten aus den verschiedensten Kollisionsphasen sind die Dielektronen, korrelierte Elektron-Positron-Paare, welche selbst nicht stark wechselwirken und somit Informationen aus allen Kollisionsphasen beinhalten.

Die Daten zur Analyse dieser Thesis stammen aus den Proton-Proton-Kollisionen des ALICE Experiments bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5.02$ TeV aus dem Jahr 2017. Ziel der Analyse ist eine Bestimmung der Anzahl an gemessenen ω - und ϕ -Mesonen aus dem Dielektronen-Zerfallskanal im niedrigen $p_{T,ee}$ -Bereich.

Die Arbeit ist so aufgebaut, dass in Kapitel 2 die Grundlagen erläutert werden, in welchem unter anderem auf das Dielektronenspektrum und auf die ω - und ϕ -Mesonen näher eingegangen wird. Anschließend wird im Kapitel 3 das ALICE Experiment beschrieben, in welchem auf die, für die Elektronenidentifizierung benötigten Subdetektoren ITS (Inner Tracking System), TPC (Time Projection Chamber) und TOF (Time of Flight) weiter eingegangen wird. Hiernach wird in Kapitel 4 die Analyse ausgeführt und schließlich wird die Arbeit mit der Zusammenfassung und dem Ausblick in Kapitel 5 abgeschlossen.

2 Grundlagen

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschreibt Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen (WW), welche über Austauschteilchen vermittelt werden. Im Standardmodell werden drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben: die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Die Gravitation ist beispielsweise in der Astrophysik eine dominante Kraft, in der Atom- und Kernphysik, dem SM, aber vernachlässigbar klein [1].

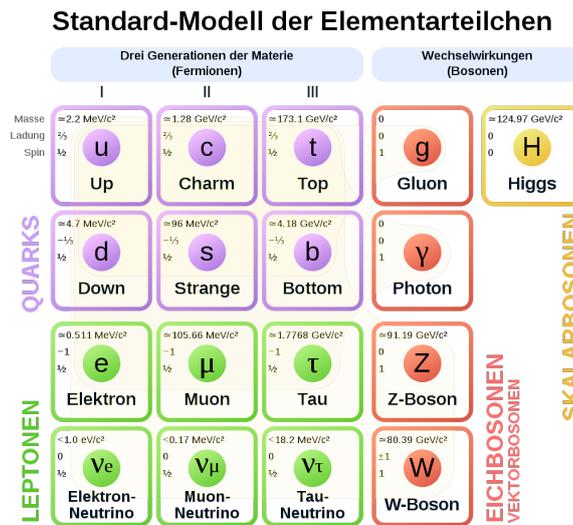


Abbildung 2.1: Standardmodell der Teilchenphysik [2].

Als Elementarteilchen werden die kleinstmöglichen Teilchen bezeichnet, welche sich nicht weiter teilen lassen. Eine Kategorisierung von Elementarteilchen (und deren gebundenen Zuständen) erfolgt über den Spin. Ist dieser halbzahlig handelt es sich um Fermionen, bei ganzzahligem Spin handelt es sich um Bosonen [1].

Beim **ersten Typ der Elementarteilchen**, den Fermionen, handelt es sich um die 12 Materieteilchen (links in Abbildung 2.1) und deren Antiteilchen mit entgegengesetzten Ladungen. Die Materieteilchen sind in Quarks und Leptonen unterteilt. Die drei Spalten links in Abbildung 2.1 entsprechen den drei Generationen, in denen die Materieteilchen aufgeteilt sind. Pro Generation gibt es je 2 Quarks (mit Ladung $+\frac{2}{3}$ und $-\frac{1}{3}$) und 2 Leptonen (mit Ladung: -1 und 0) sowie deren Antiteilchen.

Zu der ersten Generation zählen beispielsweise das *up*-Quark (Ladungen $+\frac{2}{3}$) und *down*-Quark (Ladung $-\frac{1}{3}$) sowie ein geladenes Lepton (das Elektron mit Ladung: -1) und ein ungeladenes Lepton, auch Neutrino genannt [1].

Beim **zweiten Typ der Elementarteilchen** handelt es sich um Eichbosonen, den Austauscheteilchen der Wechselwirkungen mit ganzzahligem Spin (Spin=1, Vektorbosonen) [1]. Die Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen sind in Tabelle 1 zu sehen.

Wechselwirkung	Reichweite [fm]	Austauschteilchen	Ruhemasse [$\frac{GeV}{c^2}$]
schwache	< 1	W^\pm, Z^0	$m_{W^\pm} = 80.4, m_{Z^0} = 91.2$
elektromagnetische	∞	γ	0
starke	1	g	0

Tabelle 1: Wechselwirkungen und Austauscheteilchen des Standardmodels.

Bei dem SM handelt es sich um eine Quantenfeldtheorie, welche auf Eichsymmetrien $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ aufgebaut ist. Hieraus gehen 12 (8+3+1) Freiheitsgrade/Eichbosonen hervor.

Die elektroschwache WW [$SU(2) \otimes U(1)$] liefert eine vereinte Theorie zur elektromagnetischen und schwachen WW. Durch diese werden die zugehörigen vier Eichbosonen (3+1) und Erhaltungsgrößen beschrieben. Die Erhaltungsgrößen sind die schwache Hyperladung Y^W und der schwache Isospin I_3^W , welche in Zusammenhang mit der elektrischen Ladung $Q = I_3^W + \frac{Y^W}{2}$ stehen. Eines der Eichbosonen, das Photon (γ), folgt aus der Quantenelektrodynamik (QED). Da das Photon masselos ist, ist die Reichweite der elektromagnetischen WW unendlich.

Die restlichen drei Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 sind die Austauscheteilchen der schwachen WW, welche aufgrund der spontanen Symmetriebrechung durch das Higgs-Feld eine endliche Masse besitzen (siehe Tabelle 1) [3]. Das Higgs-Feld erzeugende Higgs-Boson (Spin=0, Skalarboson) wurde 2012 nach theoretischer Vorhersage experimentell durch das ATLAS und CMS Experiment am LHC beim CERN bestätigt [4]. Aufgrund der Masse der W^+ , W^- und Z^0 -Bosonen hat die schwache WW eine geringe Reichweite von etwa 10^{-3} fm [1].

Die ungeladenen Leptonen, den sogenannten Neutrinos, nehmen ausschließlich an der schwachen WW teil. Die elektrisch geladenen Leptonen nehmen zusätzlich an der elektromagnetischen WW teil.

Während alle Teilchen mit Farbladung, den Quarks und den Gluonen, an der starken WW teilnehmen.

2.2 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) [$SU(3)$] ist die beschreibende Quantenfeldtheorie der starken WW, die über 8 masselose Gluonen vermittelt wird. Die Erhaltungsgröße der QCD ist die Farbladung. Es gibt drei (Anti-)Farben: das (Anti-)Rot, das (Anti-)Blau sowie das (Anti-)Grün. Das Austauscheteilchen der QCD trägt im Gegensatz zu dem der QED selbst auch Farbladungen, d.h. es nimmt an der Wechselwirkung teil [1].

Mit der Farbladung als felderzeugende Größe der starken WW kommen in der Natur nur farbneutrale Teilchen vor.

Diese Farbneutralität wird in Hadronen erreicht. Hier schließen sich die Quarks, welche je eine Farbladung tragen, zu farbneutralen Teilchen zusammen. Dazu zählen die *Baryonen*, welche die Gruppe der gebundenen Quarkzustände aus drei (Anti-)Quarks bezeichnet. Die Neutralität wird durch Kombination der drei (Anti-)Farben ($rbg / \bar{r}\bar{b}\bar{g}$) erzielt. Bekannte Baryonen sind Neutronen(udd) und Protonen(uud), die durch den halbzahligen Spin zu den Fermionen gezählt werden.

Des Weiteren gibt es Hadronen aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$), die auch *Mesonen* genannt werden. Diese zählen mit einem ganzzahligen Spin zu den Bosonen. Die Farbneutralität wird durch Kombination der Farbe mit zugehöriger Antifarbe (z.B. $r\bar{r}$) erzielt [1].

Wie schon erwähnt, handelt es sich bei den Gluonen um Austauscheteilchen, welche selbst ebenfalls Farbladungen tragen. Die Farbkombinationen der Gluonen sind:

$$r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}) \text{ und } \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}) \text{ [5].}$$

Gluonen sind ebenso wie Quarks keine farbneutralen Teilchen, sie können nicht einzeln vorkommen sondern nur in gebundenen, farbneutralen Zuständen. Wie schon erwähnt, werden diese farbneutralen Zustände in Hadronen erreicht, in welchen Quarks und Gluonen gefangen (*confined*) sind.

Das Potential der starken WW zwischen den Quarks, auch Quark-Antiquark-Potential genannt, wird über die Abhängigkeit des Abstands (r) durch Formel 2.1 beschrieben:

$$V(r) = -\frac{3}{4} \frac{\alpha_s}{r} + kr . \quad (2.1)$$

Hierbei ist α_s die starke Kopplungskonstante (Formel 2.2) der QCD, welche vom quadratischen Impulsübertrag (Q^2) der WW abhängt. Bei kleinen Abständen verhält sich das Quark-Antiquark-Potential ähnlich dem Coulomb-Potential der QED. Im zweiten Term beschreibt die Stringspannung (k) die Confinementcharakteristik der QCD, welche für große Abstände (kleinen Q^2) proportional zu r ansteigt. Bei genügend großen Energien kann es zum sogenannten "Stringbreaking" zwischen den zwei Quarks kommen. Hierdurch wird ein Quark-Antiquark Paar gebildet, sodass der Prozess in zwei farbneutralen Mesonen beendet wird [6].

Aus der Störungstheorie folgt die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstante (α_s) zum quadrierten Impulsübertrag(Q^2) mit:

$$\alpha_s(Q^2) \propto \frac{1}{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} . \quad (2.2)$$

Hierbei ist Λ , ein Skalarparameter aus der Störungstheorie, in der Größenordnung 200 - 400 MeV [6].

Aus der beschriebenen Abhängigkeit von α_s zu Q^2 aus Formel 2.2 folgt, dass für große Impulsüberträge die starke Kopplungskonstante asymptotisch gegen Null ($\alpha_s \rightarrow 0$) geht. Dies führt zu einem Materiezustand, in welchem eine asymptotische Freiheit der Quarks und Gluonen erreicht und somit auch das “Confinement“ aufgehoben wird.

Dieser Zustand wird als das **Quark-Gluonen-Plasma** (QGP) bezeichnet und entsteht bei extremen Temperaturen und Energiedichten [6].

2.3 Experimentelle Untersuchung stark wechselwirkender Materie

Die einzige Möglichkeit, QGP im Labor zu erzeugen, sind ultrarelativistische Schwerionenkollisionen, da hier entsprechend hohe Energiedichten und Temperaturen erreicht werden können.

Bei diesen Kollisionen stoßen die Teilchen nicht mit ihren Nukleonen als Gesamtes, sondern in ihnen eingeschlossenen Partonen, also Quarks und Gluonen, aufeinander. In diesen hochenergetischen Kollisionen kommt es zu so hoch inelastischen Stößen, in deren Folge neue Teilchen gebildet werden. Diese Teilchen oder deren Zerfallsprodukte werden letztendlich in den Detektoren gemessen, anhand derer Rückschlüsse auf die Kollision gemacht werden. Viele der entstandenen Hadronen wechselwirken miteinander, dies vereinfacht das Rekonstruieren der Kollisionsprozesse nicht.

Um die Vorgänge stark wechselwirkender Materie zu untersuchen eignen sich unter anderem Dileptonen, elektromagnetische Sonden der Kollision. Mit Dileptonen sind korrelierte Leptonen-Paare gemeint, welche aus jeder Phase der Kollision mit vernachlässigbaren Interaktionen in den späten Kollisionsphasen emittiert werden. Somit tragen diese Paare unverzerrte Informationen aus allen Phasen der Kollision an die Detektoren. Ein Beispiel für Dileptonen aus einer frühen Phase sind solche, die als thermische Strahlung des QGP bezeichnet werden. Eine Messung des invarianten Massenspektrums dieser Dileptonen lässt direkt auf die mittlere Temperatur der entstandenen Materie schließen.

Zur Untersuchung des QGP in Pb-Pb Kollisionen anhand des Dielektronspektrums werden Referenzmessungen benötigt. Da das QGP keine offensichtlichen, zusätzlichen Strukturen aufweist, müssen Messungen in Relation zu solchen gesetzt werden, in denen kein QGP vorhanden ist. Falls eine Modifikation zur Referenzmessung gefunden wird, gibt dies einen Hinweis auf die mögliche Präsenz eines Mediums.

Die sogenannte “Vakuum“-Referenz liefern pp-Kollisionen, bei welchen davon ausgegangen wird, dass kein QGP ausgebildet wird. Die Modifikation der Verteilung der Partonen im Proton durch die Präsenz von Kernmaterie im Bleikern wird als *cold-nuclear-matter* (CNM) Effekt bezeichnet. Ein Einfluss der CNM-Effekte in Pb-Pb Kollisionen sollen mittels Vergleich von pp-Kollisionen zu p-Pb Kollisionen untersucht werden.

2.4 Dielektronenspektrum

Das Dielektronenspektrum der e^+e^- -Paare wird in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit der invarianten Masse gezeigt. Das Dielektronenspektrum ist über die blauen Datenpunkte abgebildet und stammt aus pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5.02$ TeV.

Der *Dielektron-Cocktail*, welcher als schwarze Linie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, beschreibt die erwartete Form des Dielektronenspektrums aus hadronischen Zerfällen. Hierfür werden aus gemessenen Impulsspektren die Zerfälle der bekannten hadronischen Quellen simuliert, welche in Dielektronen zerfallen (siehe Legende Abbildung 2.2). Die simulierten Zerfälle werden auf die Detektorakzeptanzen ($p_{T,e} > 0.2 \text{ GeV}/c$ und $|\eta_e| < 0.8$) überprüft. Anschließend werden die einzelnen, akzeptierten Kanäle zu einem Dielektron-Cocktail zusammengefasst.

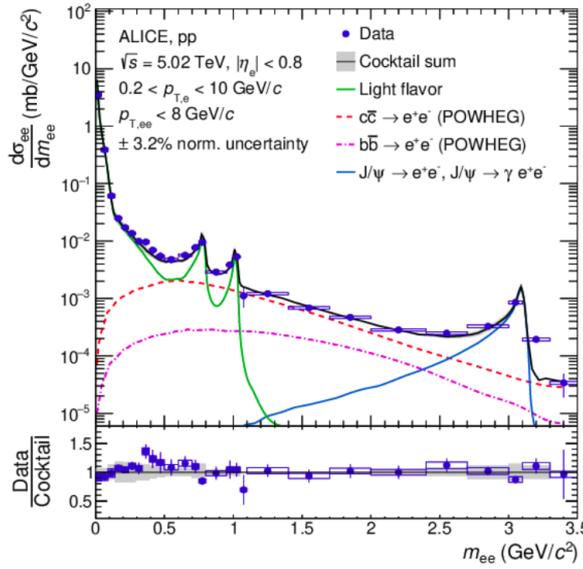


Abbildung 2.2: Dielektronenspektrum von pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5.02$ TeV mit Dielektron-Cocktail [7].

Das Dielektronenspektrum kann in drei Massenbereiche unterteilt werden. Einem Niedrigmassenbereich (*low mass range*, LMR), einem Mittleren-Massenbereich (*intermediate mass range*, IMR) und einem Hochmassenbereich (*high mass range*, HMR). Die Dielektronen der höheren Massen stammen aus den frühen Kollisionsphasen, die Dielektronen der niedrigeren Massen aus den späteren Kollisionsphasen.

Der **LMR** ist unterhalb von $m_{ee} < 1.1 \text{ GeV}/c^2$ definiert, hier dominieren die Dielektronen der späteren Kollisionsphasen, vor allem die der *light flavour* (LF) Zerfälle. *Light flavour* Mesonen bestehen aus den drei leichten Quarks: u, d und s. Die LF Zerfälle von ρ , ω und ϕ in Dielektronen (zwei-Körper-Zerfall) sind als Resonanzpeaks in Abbildung 2.2 zu sehen. Die Resonanzen liegen bei $m(\rho) = 0.775 \text{ GeV}/c^2$, $m(\omega) = 0.782 \text{ GeV}/c^2$ und $m(\phi) = 1.02 \text{ GeV}/c^2$. Die restlichen Zerfälle der LF stammen aus Dreikörperzerfällen (Dalitz) von π^0 , η , η' , ω und ϕ , welche letztendlich in ein Photon und Dielektron-Paar zerfallen.

Der **IMR** erstreckt sich über einen Bereich von $1.1 < m_{ee} < 2.7 \text{ GeV}/c^2$.

Die Dielektronen dieses Massenbereichs stammen aus der Kollisionsphase der Hadronisierung von $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$. Diese hadronisieren in D und B Mesonen, welche aus den *heavy flavour* (HF) c- und b-Quarks und leichteren (u,d,s) Quarks bestehen (z.B. $c\bar{c} \rightarrow c\bar{d}(D^+) + \bar{c}d(D^-)$).

Diese zerfallen letztendlich unter anderem in ein korreliertes Dielektronen-Paar, daher auch korrelierte HF Zerfälle genannt.

$$c\bar{c} \rightarrow D\bar{D} \rightarrow e^+e^-XY$$

Der **HMR** beginnt ab $m_{ee} > 2,7 \text{ GeV}/c^2$.

Dominierende Resonanzen der HMR sind Resonanzen der schweren Quarkoniazustände J/ψ bei $m_{ee}(J/\psi) = 3.1 \text{ GeV}/c^2$ und die des angeregten $c\bar{c}$ -Zustandes $m_{ee}(\psi')$ $= 3.7 \text{ GeV}/c^2$.

Quarkonia sind Mesonen aus einem schweren Quark mit dem entsprechenden Antiquark.

Weitere Dielektronen-Paare stammen aus korrelierten HF Zerfällen. Bei noch höheren Massen stammen die Dielektronen größtenteils aus Drell-Yan Prozessen. Bei diesem Prozess vernichten sich bei einer Hadron-Hadron-Streuung je ein Quark und Antiquark zu einem virtuellen Photon (oder Z-Boson). Dieses virtuelle Photon zerfällt wiederum in ein Dileptonen-Paar. Dieser Prozess findet vor allem zu Beginn der Kollisionsphase statt.

2.5 Die ω - und ϕ -Mesonen

Die Resonanzen der ω - und ϕ -Mesonen in ihren Dielektronen-Zerfallskanälen sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Die beiden Mesonen zählen zu den leichten Vektormesonen.

2.5.1 Leichte Vektormesonen

Bei leichten Mesonen handelt es sich um Mesonen aus den drei leichtesten Quarks (u, d und s), welche über den Gesamtdrehimpuls (J) und die Parität (P) kategorisiert werden. Der Gesamtdrehimpuls (J) folgt aus der Spin-Bahn-Kopplung. Unter Annahme, dass leichte Mesonenzustände keinen Bahndrehimpuls ($L = 0$) besitzen, folgt, dass J den Spin-Kombinationen $S = 0$ oder $S = 1$ entspricht [8]. Des Weiteren ergibt sich eine negative Parität, da $P = (-1)^{L+1} = (-1)^{0+1} = (-1)$ ist. Die Parität beschreibt die Symmetrieeigenschaften bezüglich der Raumspiegelung.

Bei den $J^P = 0^-$ Mesonen spricht man von pseudoskalaren Mesonen, bei $J^P = 1^-$ Mesonen spricht man von Vektormesonen.

In Abbildung 2.3 ist das Nonett der leichten Vektormesonen zu sehen. Dieses Nonett zeigt neben ω und ϕ auch anderen leichten Vektormesonen: ρ^-, ρ^0, ρ^+ und die Kaonen K^{*0}, K^{*-}, K^{*+} und \bar{K}^{*0} .

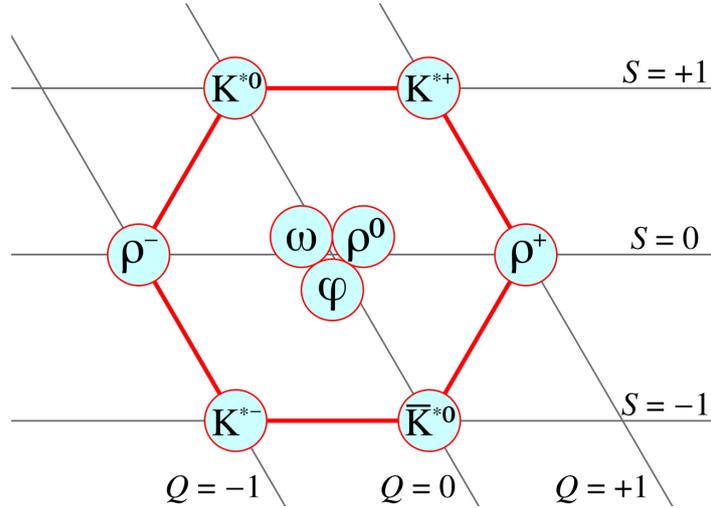


Abbildung 2.3: Das Nonett zu den leichten Vektormesonen [9].

Die leichten Vektormesonen setzen sich aus den Quark-Antiquark-Paaren aus Tabelle 2 zusammen.

ω , ϕ und ρ^0 Zustände ergeben sich aus der, auf der Diagonale liegenden Mischterme.

Der ρ^0 -Zustand lässt sich über die *Flavour*-Wellenfunktion $|\rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle)$ beschreiben.

Das ω -Meson besteht, ähnlich dem Mischterm von ρ^0 , aus $u\bar{u}$ - und $d\bar{d}$ -Quarkpaaren und wird über die Wellenfunktion $|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$ beschrieben.

Das ϕ -Meson ist ein fast reiner Zustand aus einem $s\bar{s}$ -Quarkpaar und somit über die Wellenfunktion $|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle$ definiert.

	u	d	s
\bar{u}	(*)	ρ^-	K^{*-}
\bar{d}	ρ^+	(*)	\bar{K}^{*0}
\bar{s}	K^{*+}	K^{*0}	(*)

Tabelle 2: Quarkzustände der leichten Vektormesonen.

2.5.2 Zerfallskanäle

Die Zerfallskanäle werden mit ihren Wahrscheinlichkeiten, *Branching Ratio* (BR), angegeben.

Der größte Zerfallskanal von ω beträgt fast 90% und endet in drei Pionen ($\pi^+\pi^-\pi^0$).

Der Dielektronen-Zerfallskanal hat ein deutlich kleineres BR von 0.0074%.

Der größte Zerfallskanal vom ϕ beträgt fast 50% und endet in zwei Kaonen (K^+K^-).

Der Dielektronen-Zerfallskanal hat ein etwas größeres BR als das ω von 0.03% [10].

$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	89.2 %
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	8.34 %
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$	1.53 %
...	
$\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$	0.077 %
$\omega \rightarrow e^+e^-$	0.0074 %

$\phi \rightarrow K^+K^-$	49.2 %
$\phi \rightarrow K_L^0K_S^0$	34.0 %
...	
$\phi \rightarrow e^+e^-$	0.03 %
$\phi \rightarrow \eta e^+e^-$	0.011 %
$\phi \rightarrow \pi^0e^+e^-$	0.0013 %

Die Dielektronen-Zerfallskanäle sind im Vergleich zu anderen Zerfallskanälen sehr klein, jedoch werden nur zwei Teilchen zur Rekonstruktion benötigt. Wie bereits erwähnt, nehmen die Dielektronen nicht an der starken WW teil und somit haben Dielektronen-Zerfallskanäle einen Vorteil gegenüber Zerfallskanälen mit stark wechselwirkenden Quark-Zusammenschlüssen. Der ω Zerfall in drei Pionen ist zwar sehr wahrscheinlich, allerdings durch die stark wechselwirkenden Pionen, aber auch durch die Rekonstruktion über drei Teilchen nicht besser geeignet als die Messung über den Dielektronen-Zerfallskanal. Hierbei ist die Rekonstruktion von ω über den drei Pionen Zerfallskanal vor allem für hohe p_T -Bereiche geeignet, während die Rekonstruktion für den Dielektronen-Zerfallskanal für niedrigere p_T -Bereiche geeignet ist.

Publizierte Analyse hierzu stammen aus ALICE und PHENIX Messungen.

Die ALICE-Analyse (aus 2020 [11]) von pp-Kollisionsdaten bei $\sqrt{s} = 7$ TeV lieferte eine Rekonstruktion von ω über den $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Zerfallskanal in einem p_T -Bereich von ($2 < p_T < 17$) GeV/c.

Die PHENIX-Analyse (aus 2011 [12]) zu $\omega \rightarrow e^+e^-$ aus pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200$ GeV erfolgte über eine Rekonstruktion im p_T -Bereich von ($0 < p_T < 4$) GeV/c.

3 Das ALICE Experiment

Das ALICE Experiment ist ein Schwerionen-Experiment am weltweit leistungsfähigsten Teilchenbeschleuniger, dem Large Hadron Collider (LHC). Die Kollaboration um das ALICE Experiment erforscht stark wechselwirkende Materie bei extremen Energiedichten und Temperaturen in Kollisionen.

Als Schwerionenexperiment erforscht ALICE neben Blei-Blei (Pb-Pb) und Proton-Blei (p-Pb) Kollisionen auch Proton-Proton Kollisionen, welche als QGP-freie Referenz dienen [13].

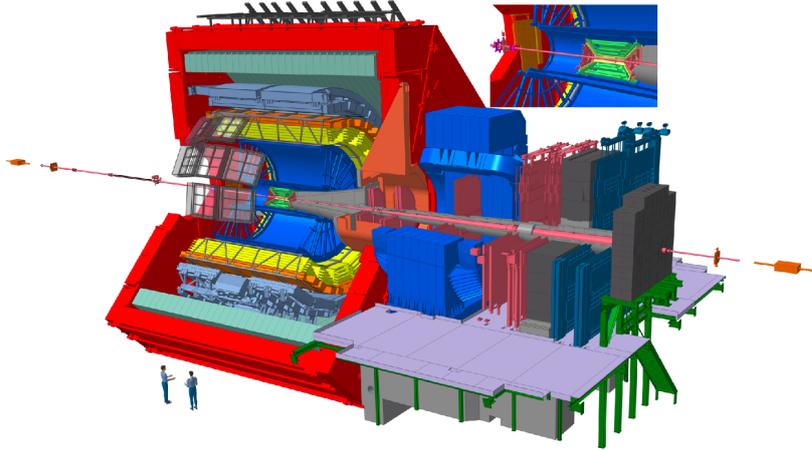


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des ALICE Experiments.

Das ALICE Experiment besteht aus mehreren Subdetektoren, zu sehen in der schematischen Darstellung in Abbildung 3.1.

Der zentrale, zylindrische Teil des Experiments, auch *central barrel* genannt, ist vom L3-Magneten (rot) umhüllt. Im Normalbetrieb liefert der Magnet ein Solenoidfeld der Stärke 0.5 T mit Feldlinien parallel zum LHC Strahl.

Im *central barrel* sind die zylindrischen Detektoren in einem Pseudorapiditäts-Bereich von mind. $|\eta| \leq 0.84$ (TRD) angeordnet. Von innen nach außen folgen die zylindrischen Detektoren: **ITS**¹(grün), **TPC**² (blau), **TRD**³(gelb) und **TOF**⁴ (orange). Auch im *central barrel* sind die Detektoren **HMPID**⁵, **PHOS**⁶, **EMCal**⁷ und **DCal**⁸, welche in anderen Pseudorapiditäts-Bereichen und nicht im vollen Azimutalbereich aufgebaut sind [13].

Über die Subdetektoren des *central barrel* wird die Teilchenidentifizierung (*Particle Identification: PID*) von Hadronen, Photonen und den, für diese Analyse wichtigen, Elektronen durchgeführt. Der TRD, welcher vor allem für die Identifizierung von Elektronen im p_T -Bereich über 1 GeV/c geeignet ist, wird für die PID von Elektronen dieser Analyse nicht verwendet.

¹ Inner Tracking System ² Time Projection Chamber ³ Transition Radiation Detector ⁴ Time Of Flight Detector ⁵ High-Momentum Particle Identification Detector ⁶ PHOTon Spectrometer ⁷ ElectroMagnetic CALorimeter ⁸ Di-Jet Calorimeter

Die Identifizierung von Elektronen wird in dieser Analyse über die Subdetektoren **ITS**, **TPC**, **TOF** durchgeführt, auf welche in den weiteren Subkapiteln näher eingegangen wird.

Das, zur Messung von Myonen eingesetzte Myonenspektrometer (rechts in Abbildung 3.1) ist im äußeren, am Strahlrohr weiterführenden Teil aufgebaut. Weitere Detektoren entlang des Strahlrohrs sind z.B. die T0-Detektoren, welche die Startzeit der Zeitmessung für die TOF liefern sowie die V0-Detektoren, welche für den *minimum bias* - Trigger verwendet werden [13].

3.1 Time Projection Chamber (TPC)

Die TPC (auch Spurendrift Kammer genannt) ist das Hauptteil des *central barrel*. Diese ist eine große, zylindrische Kammer parallel zum LHC Strahl mit einem Volumen von etwa 90 m^3 . Die Kammer ist mit einem Gasgemisch aus $Ne - CO_2 - N_2$ im Verhältnis: 90-10-5 gefüllt [13].

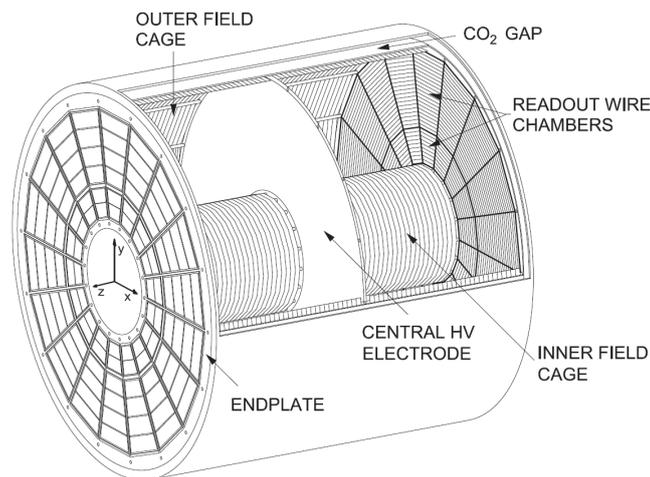


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der TPC [14].

In der Mitte des zylindrischen Feldkäfigs der TPC befindet sich eine Hochspannungskathode, an der eine Spannung von 100 kV anliegt. Von der mittleren Kathode wird zu den Stirnseiten des Zylinders (0 V) ein einheitliches elektrisches Feld von 400 V/cm erzeugt.

Die geladenen Teilchen aus der Kollision ionisieren beim Durchfliegen der Kammer das Gas, die ausgelösten Elektronen werden an den Auslesekammern an den Stirnseiten des Zylinders per Gasverstärkung in guter Signalstärke detektiert [14].

Die Bethe-Bloch Formel beschreibt den mittleren Energieverlust geladener Teilchen, welcher durch Stöße mit Hüllenelektronen die Atome anregen oder ionisieren. Hierbei ist der Energieverlust von der Ladung und der Geschwindigkeit der Teilchen abhängig.

In der Analyse wird für die Beschreibung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) eine Parametrisierung (P_{1-5}) der Bethe-Bloch verwendet, da in der Bethe-Bloch Formel nur auf den Energieverlust durch Ionisation eingegangen wird und nicht auf den Verlust durch Bremsstrahlung, welche vor allem für Teilchen kleiner Massen, u.a. Elektronen, eine bedeutende Größe hat [14]:

$$f(\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} \left(P_2 - \beta^{P_4} - \ln \left(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}} \right) \right), \quad (3.1)$$

hierbei sind neben den Fit-Parametern P_{1-5} der Funktion, β die Geschwindigkeit und γ der Lorentzfaktor.

In Abbildung 3.3 ist der gemessene spezifische Energieverlust (dE/dx) in der TPC als Funktion des Impulses in pp-Kollisionen zu sehen. Die Messung wurde bei einer Stärke des magnetischen Feldes von $B = 0.2$ T durchgeführt. Die Energieverlustbänder der Teilchen sind in Abhängigkeit des Impulses zu erkennen, welche über eine Bethe-Bloch Parametrisierung beschrieben sind (grüne Linien).

Eine deutliche Unterscheidung von Elektronen und Pionen ist für $p < 100$ MeV/ c und $p > 200$ MeV/ c möglich. Das Elektronenband wird bei 450 MeV/ c von dem Signal der Kaonen und bei 1 GeV/ c von dem, der Protonen, überlagert, was eine klare Unterscheidung nicht mehr möglich macht. Für die Identifizierung von Elektronen wird in diesen Bereichen zusätzliche Informationen benötigt.

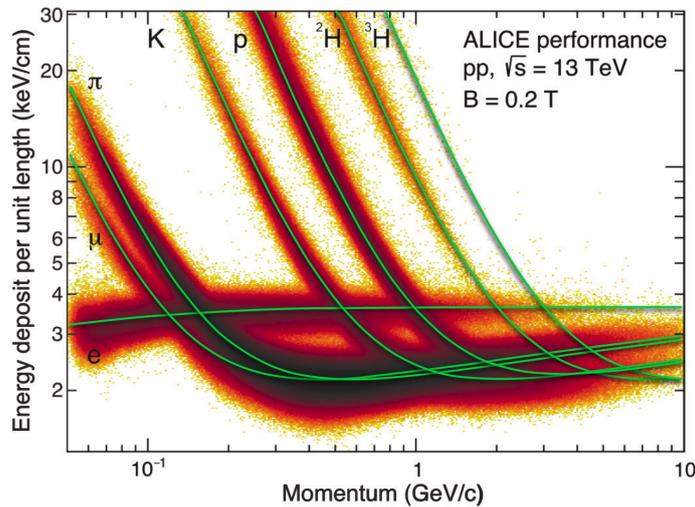


Abbildung 3.3: Spezifischer Energieverlust (dE/dx) in der TPC für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit einem Magnetfeld der Stärke 0.2 T [15].

3.2 Inner Tracking System (ITS)

Das ITS ist ein zylindrischer Detektor direkt am Strahlrohr, im Innersten des *central barrel*. In Abbildung 3.4 ist das ITS mit den 6 Lagen hochauflösender Silizium Detektoren zu sehen. Hierbei sind je zwei Lagen *Silicon Pixel Detectors* (SPD), *Silicon Drift Detectors* (SDD) und *Silicon Strip Detectors* (SSD).

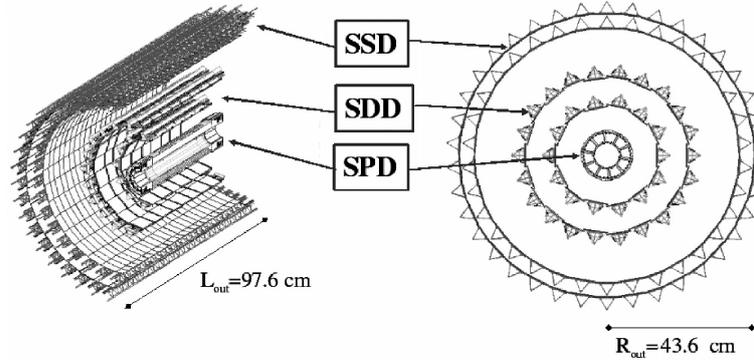


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des ITS mit den 6 Silizium Detektorlagen [16].

Zu den Aufgaben des ITS zählen eine hoch aufgelöste Lokalisierung des Kollisionspunkts (*primary vertex*), die Rekonstruktion von schwachen Zerfällen (*secondary vertices*), sowie dem Verfolgen (*tracken*) von Teilchenspuren aus der Kollision [13].

Die innersten zwei Lagen (SPD) decken einen Pseudorapiditäts-Bereich von $|\eta| \leq 2$ ab. Als nächster Detektor zur Kollision dienen die SPD-Lagen vor allem zur Lokalisierung des *primary vertices* und der Messung der Stoßparameter der Sekundärspuren von Teilchen schwacher Zerfälle [13].

Die zwei mittleren Lagen (SDD) sowie die beiden äußeren Lagen (SSD) liefern Spurpunkte zu den Teilchen aus den Kollisionen, sowie den spezifischen Ionisationsenergieverlust der Teilchen (dE/dx). Diese werden für die *PID* des ITS von Teilchen kleiner Transversalimpulse (p_T) verwendet. Für Protonen ist eine Identifizierung bis $2 \text{ GeV}/c$ möglich, siehe Abbildung 3.5.

Zudem sind die äußersten Lagen (SSD) des ITS wichtig, um die Spurendaten aus der TPC mit denen aus der ITS zu verbinden.

Die Teilchenidentifizierung in dem ITS erfolgt, wie in der TPC, über die Messung des spezifischen Energieverlusts der geladenen Teilchen aus der Kollision. In Abbildung 3.5 sind die Energieverlust(dE/dx)-Bänder von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit des Impulses zu erkennen. Die (dE/dx)-Bänder sind über die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, als schwarze Linien in Abbildung 3.5 zu sehen.

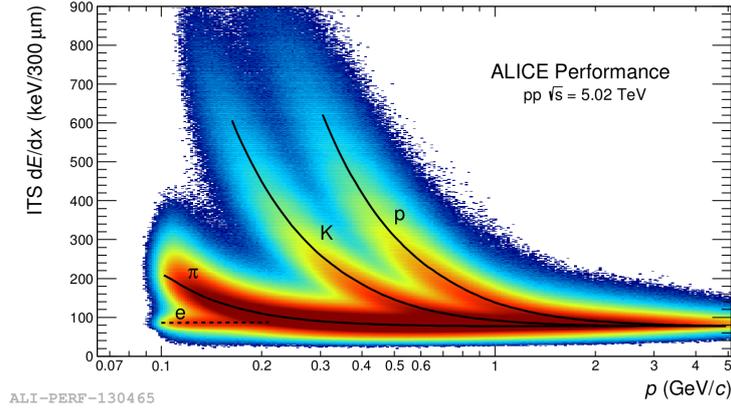


Abbildung 3.5: Spezifische Energieverlust aus dem ITS in Abhängigkeit des Impulses für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [17].

3.3 Time of Flight (TOF)

Der Time of Flight (TOF) ist zylindrisch ($r = 3.7m$) in einem Pseudorapiditäts-Bereich von $|\eta| < 0.9$ um das Strahlrohr angeordnet. Der Impuls der Teilchen muss größer $300 \text{ MeV}/c$ sein, damit die Teilchen den TOF aufgrund der Ablenkung durch das Magnetfeld überhaupt erreichen können.

Mit der TOF wird die Flugzeit der Teilchen gemessen, aus welcher in Verbindung mit den TPC-Spuredaten die Geschwindigkeit (β) der einzelnen Teilchen ermittelt wird. Eine Identifizierung der Teilchen erfolgt somit aus der Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Impulses, zu sehen in Abbildung 3.6.

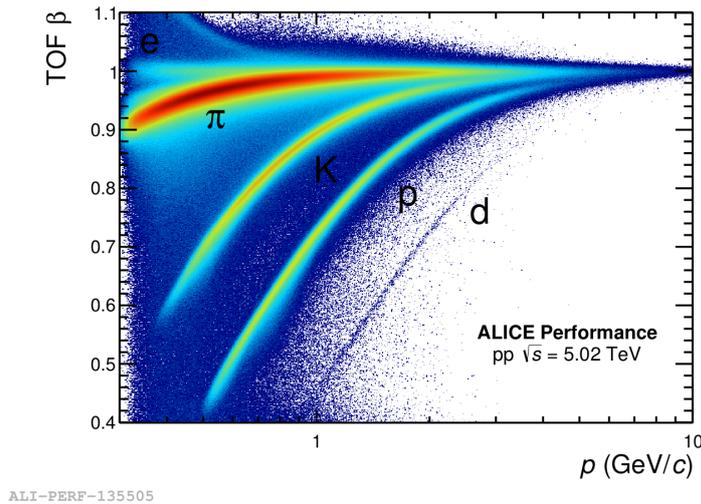


Abbildung 3.6: Relativistische Geschwindigkeit β der Teilchen in Abhängigkeit des Impulses aus der TOF für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5.02$ TeV [18].

Aus Abbildung 3.6 kann man erkennen, dass Elektronen nur in einem sehr niedrigen Impulsbereich von etwa $(0.3 < p < 0.6)$ GeV/ c gut von Pionen unterscheidbar sind. Die Unterscheidung von Elektronen und Kaonen ist bis etwa 2.5 GeV/ c und zwischen Elektronen und Protonen bis etwa 4 GeV/ c gut möglich.

Die Spuren, welche in dem Bereich der Kreuzung der Energieverlustbänder in der TPC von Kaonen/Elektronen und Protonen/Elektronen lagen (Abbildung 3.3), können durch Kombination der Signale in der TOF und der TPC eindeutig als Elektronen identifiziert werden, da die Bereiche der Kreuzung der Energieverlustbänder in den Impulsbereichen liegen, in welchen die TOF Kaonen und Protonen gut von Elektronen unterscheiden kann.

Falls es sich in diesen Bereichen nicht um ein Kaon oder Proton handelt, kann die TOF zwar nicht zwischen Elektronen und Pionen unterscheiden, jedoch die TPC. In den hier relevanten Impulsbereichen kann die TPC Elektronen von Pionen eindeutig trennen [13].

4 Analyse

In diesem Kapitel wird auf die einzelnen Schritte der Analyse eingegangen. Zunächst werden der, in der Analyse verwendete *Datensatz* (4.1) sowie einige Selektionskriterien (4.2) beschrieben.

Im darauf folgenden Subkapitel *Signalextraktion* (4.3) wird zunächst auf den *kombinatorischen, korrelierten* (4.3.1) und *physikalischen Untergrund* (4.3.2) unter dem Signal eingegangen, sowie auf die Abschätzung der *Signalform* (4.3.3).

Hiernach folgt das Subkapitel *Untergrundbestimmung* (4.3.4), in welchem vier Methoden der Untergrundbestimmung vorgestellt werden. Diese erfolgen in (invariante) Massen-Spektren (m_{ee}) und anschließender Extraktion des *normalisierten, unkorrigierten Yields* (4.3.5) in (transversal) Impuls-Spektren (p_T). Abschließend wird der *systematische Fehler* (4.3.6) der Signalextraktion abgeschätzt.

Die zur Signalextraktion verwendeten $p_{T,ee}$ -Bereiche sind:

$p_{T,ee}$ -Bereiche	1.	2.	3.	4.
[GeV/c]	0.0 - 0.3	0.3 - 0.9	0.9 - 1.8	1.8 - 4.0

Tabelle 3: Die für diese Analyse verwendeten $p_{T,ee}$ -Bereiche.

4.1 Datensatz

In dieser Analyse wurden Daten aus pp-Kollisionen betrachtet, welche 2017 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5.02$ TeV und einem Magnetfeld bei 0.5 T vom ALICE Experiment aufgezeichnet wurden.

Als Bedingung zum Beginn der Datenaufzeichnung von Ereignissen wird ein Koinzidenzsignal in beiden V0 Detektoren sowie die Bereitschaft der zentralen ALICE Detektoren gefordert. Hierbei ist die Bereitschaft der mittleren Schichten des ITS (SDD) optional. Dieses Koinzidenzsignal der V0-Detektoren wird auch als *minimum bias* - Trigger bezeichnet.

Ist der SDD zur Datenaufzeichnung bereit gewesen, werden die Daten als “cent“ (kurz: *central barrel*) bezeichnet. Falls der SDD bei der Aufzeichnung nicht bereit war wird von dem “fast“ Datensatz gesprochen.

In dieser Analyse wurde der Datensatz ohne SDD verwendet. Auch wenn der SDD in “cent“ verfügbar war, wird das Signal des SDD im “*cent_woSDD*“ (kurz: *central barrel without SDD*) Datensatz nicht beachtet, sodass “*cent_woSDD*“ mit dem “fast“ Datensatz kompatibel ist.

4.2 Selektionskriterien

Aufgrund der geometrischen Begrenzung der Detektoren werden die Spuren ausgewählt, welche im Akzeptanzbereich von $|\eta| < 0.8$ detektiert werden. Zudem wird auf den Transversalimpuls (p_T) der Elektronen/Positronen ein Schnitt von $p_{T,e} > 0.2 \text{ GeV}/c$ gelegt.

Die Teilchenidentifizierung von Elektronen und Positronen erfolgt über den spezifischen Energieverlust ($\frac{dE}{dx}$) aus der TPC (Abbildung 3.3), ITS (Abbildung 3.5) und der Messung der Geschwindigkeit (β) aus den TOF-Daten (Abbildung 3.6).

4.3 Signalextraktion

Die identifizierten Elektronen/Positronen werden für die Extraktion des Signals von ω und ϕ Mesonen über den Dielektronen - Zerfallskanal im *Same-Event Unlike-Sign* Spektrum (ULS) betrachtet, zu sehen in Abbildung 4.2 als (inv.) Massenspektrum im $p_{T,ee}$ -Bereich von $0.9 < p_{T,ee} < 1.8 \text{ GeV}/c$. Hierbei sind die Daten auf die Anzahl der Events ($N_{events} \approx 871 \text{ Mio.}$) normiert und auf die Vertex Rekonstruktionseffizienz von 96% für pp-Kollisionen korrigiert worden [19]. Da aus den Daten nicht erkennbar ist, welche Elektronen und Positronen aus einem Zerfallsprozess stammen, wird dieser kombinatorische Ansatz gewählt.

Für das eben benannte Same-Event ULS-Spektrum werden alle Elektronen und Positronen aus gleichen Events miteinander kombiniert, sodass verschiedene Informationen aus dem ULS hervorgehen. Neben dem (ω - oder ϕ -) **Signal** gibt es verschiedene Quellen für den Untergrund (UG). Zunächst einmal gibt es den **physikalischen UG**, welcher aus dielektronischen Zerfallsprozessen anderer Teilchen stammt (z.B. $\rho \rightarrow e^+e^-$ Kapitel 2.4) sowie den korrelierten *heavy flavour* Zerfällen ($c\bar{c}$ und $b\bar{b}$). Jedoch werden auch Paare gebildet, welche nicht aus dem gleichen Zerfallsprozess stammen. Diese Paare bilden den kombinatorischen und korrelierten UG. Der **kombinatorische UG** stammt aus der reinen Kombinatorik von Paaren aus verschiedenen Prozessen. Der **korrelierte UG** bezieht sich auf die gebildeten Paare, welche nicht aus den gleichen Prozessen stammen, aber durch *Jet Fragmentation* und *cross pairs* miteinander korreliert sind. D.h. korrelierte Paare sind beispielsweise Dielektronenpaare, welche aus dem $\eta \rightarrow 3\pi^0$ Zerfall stammen. Wenn hiernach die Pionen in Dielektronen zerfallen und dann e^+e^- aus unterschiedlichen Pionen gepaart werden, sind diese korreliert. Diese Korrelation zwischen e^+e^- aus zwei unterschiedlichen Pionen (mit gleichem Mutterteilchen) entspricht der gleichen Korrelation wie die Paarung der e^+e^+ und e^-e^- eben dieser Pionen. Diese Paarungen werden im *Same-Event Like-Sign* Spektrum (LS) gebildet.

In Tabelle 4 sind die verschiedenen Informationen zusammengefasst, welche in dem ULS und dem LS (hierzu mehr in Kapitel 4.3.1) stecken.

	kombinatorischer UG	korrelierter UG	physikalischer UG	Signal
ULS	X	X	X	X
LS	X	X		

Tabelle 4: Informationen des ULS und LS-Spektrums.

4.3.1 Abschätzung des kombinatorischen und korrelierten Untergrundes

Für die Beschreibung des kombinatorischen und korrelierten Untergrundes wird die Same-Event Like-Sign-Methode ($LS_{\pm\pm}$) der zwei LS-Spektren LS_{--} und LS_{++} über eine sogenannte Hybridform aus geometrischer und arithmetischer Berechnung ermittelt, siehe Formel 4.1. Die geometrische Berechnung des LS-Spektrums wird der arithmetischen Berechnung vorgezogen, da die geometrische Berechnung auf Asymmetrien der LS-Spektren LS_{--} und LS_{++} eingeht. Für den Fall, dass LS_{--} oder LS_{++} jedoch Null sind, wird das LS-Spektrum arithmetisch berechnet.

$$LS_{\pm\pm} = \begin{cases} 2 \cdot R_{acc} \cdot \sqrt{LS_{--} \cdot LS_{++}}, & \text{für } LS_{--} > 0 \text{ und } LS_{++} > 0 \\ LS_{--} + LS_{++}, & \text{für } LS_{--} = 0 \text{ und } LS_{++} = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Mit der Berechnung des statistischen Fehlers über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta LS_{\pm\pm} = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{LS_{--}}{LS_{++}}} \cdot \Delta LS_{++}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{LS_{++}}{LS_{--}}} \cdot \Delta LS_{--}\right)^2} \quad (4.2)$$

Für das Same-Event LS-Spektrum werden Elektronen mit Elektronen (LS_{--}) und Positronen mit Positronen (LS_{++}) aus gleichen Events kombiniert, welche den kombinatorischen und korrelierten Untergrund (Tabelle 4) beschreiben.

Der R_{acc} -Faktor in Formel 4.1 ist ein Korrekturfaktor zu der unterschiedlichen Detektorakzeptanz von LS und ULS-Paaren und wird aus den Mixed-Events des ULS (M_{+-}) und der LS-Spektren M_{++} und M_{--} berechnet [20]:

$$R_{acc} = \frac{M_{+-}}{2 \cdot \sqrt{M_{++} \cdot M_{--}}} . \quad (4.3)$$

Der R_{acc} -Faktor wird für den verwendeten Analysebereich auf eins ($R_{acc} \approx 1$) gesetzt, da die Abweichungen von ($R_{acc} = 1$) unter 1% liegen, zu sehen für den p_T Bereich mit den größten Schwankungen in Abbildung 4.1.

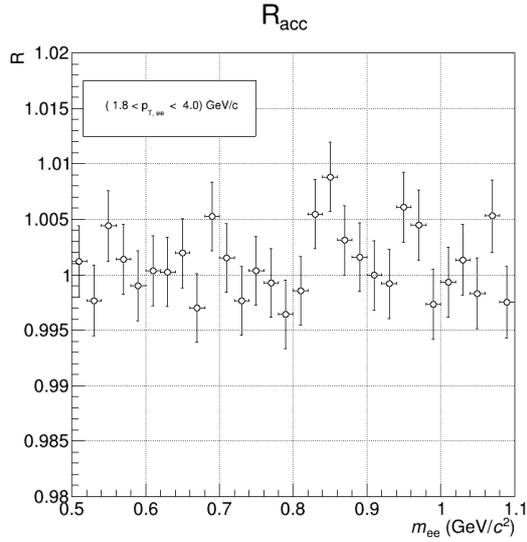


Abbildung 4.1: Die Form von R_{acc} für den verwendeten Massenbereich im $p_{T,ee}$ -Bereich: $1.8 < p_{T,ee} < 4$ GeV. Die übrigen p_T -Bereiche sind im Anhang A.1 zu finden.

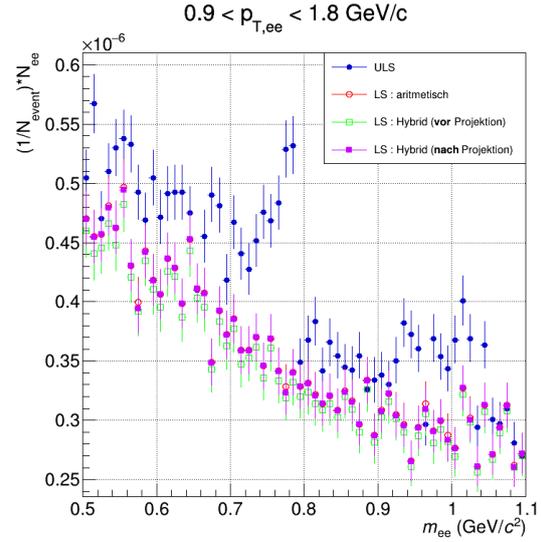


Abbildung 4.2: LS-Spektrum auf verschiedene Weisen berechnet. rot: Arithmetisch, sowie die Hybridformen vor (grün) und nach (lila) der Projektion auf die invariante Masse.

In Abbildung 4.2 ist diese Berechnung des LS-Spektrums ($LS_{\pm\pm}$) mit den ausgefüllten lila Quadraten als Massenspektrum dargestellt. Im Vergleich sind das arithmetische LS-Spektrum in den offenen roten Kreisen gezeigt sowie das LS-Spektrum, in welchem die geometrische (Hybrid) Berechnung schon im 2-dimensionalen LS-Spektrum durchgeführt wurde (offene grüne Kreise). Das schon 2-dimensional berechnete LS-Spektrum hat deutlich kleinere Werte als die anderen zwei LS-Spektren. Der Grund hierfür liegt in der Anfälligkeit der geometrischen Berechnung auf statistische Schwankungen, welche für kleine Intervalle (kleine Zahleneinträge) künstlich verstärkt werden kann.

In Abbildung 4.3 ist das Verhältnis zwischen geometrischer und arithmetischer Summe in Abhängigkeit zweier Summanden dargestellt. Die geometrischen und arithmetischen Summen sind gleich, wenn beide Summanden gleich groß sind (siehe Diagonale). Für kleinere Zahlen fällt das Verhältnis schnell ab, zu größeren Zahlen hin fächert sich die Diagonale auf. D.h., dass der relative Größenunterschied von Bedeutung ist. Das kann für die geometrische Berechnung kleinerer Zahlen schnell zur Unterschätzung des kombinatorischen und korrelierten Untergrunds führen. Daher sollte darauf geachtet werden, statistische Schwankungen der LS-Spektren klein zu halten. Um dies zu erzielen, werden in dieser Analyse die 2-dimensionalen LS-Spektren über die jeweiligen p_T -Bereiche integriert, bevor die geometrische Summe gebildet wird (ausgefüllte lila Quadrate).

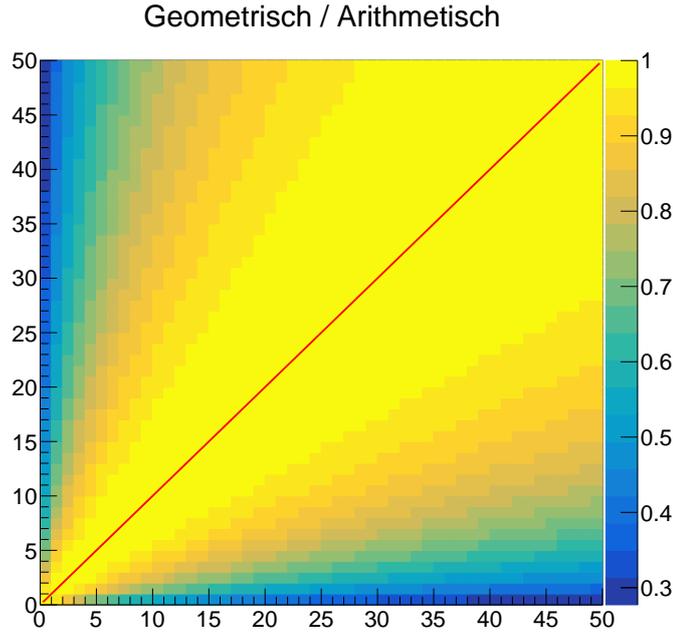


Abbildung 4.3: Verhältnis von geometrischer zu arithmetischer Summe.
Auf der Diagonale (rote Linie) sind beide Summen gleich.

4.3.2 Abschätzung des physikalischen Untergrunds

Für die Abschätzung des physikalischen Untergrunds kann man sich die Simulation zum Dielektron-Spektrum, den *Dielektronen-Cocktail* anschauen. Der Dielektronen-Cocktail stellt die Erwartung dessen dar, in welcher Form bekannte Teilchen in Dielektronen-Zerfallskanäle zerfallen, siehe Kapitel 2.4. Hierbei werden die Impulsspektren der *light flavor*-Mesonen (π^0 , η und ϕ) sowie des J/ψ -Mesons aus gemessenen Daten als Input parametrisiert. Für ρ , ω und η' werden die Impulsspektren aus den Verhältnissen zu π^\pm hergeleitet. Hierbei werden die Zerfälle über den EXODUS Ereignisgenerator simuliert. Der *heavy flavor* Anteil aus $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$ stammt aus *PYTHIA* Simulationen. Detektorauflöseffekte der Messung werden im Cocktail durch eine zusätzliche Verschmierung berücksichtigt. Die Detektorauflösung wird durch detaillierte GEANT 3 Simulationen bestimmt [7].

Um den Cocktail nun als Vorlage für die Form des physikalischen Untergrunds benutzen zu können, muss eine inverse Effizienzkorrektur angewendet werden sowie durch den *minimum bias* Wirkungsquerschnitt (von $\sigma_{MB} = 51,2 \pm 1,2 mb$) geteilt werden, damit der Cocktail mit den rohen Daten vergleichbar ist.

Die relevanten hadronischen Beiträge des rohen Cocktails unterhalb von ω und ϕ sind in Abbildung 4.4 zu sehen. Unter beiden Signalen liegt ein Großteil an *heavy flavour* ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$), zudem liegt unter dem ω -Peak eine weitere dominante Form des ρ -Zerfalls, welche zu einer unregelmäßigen Struktur des physikalisch UG führt.

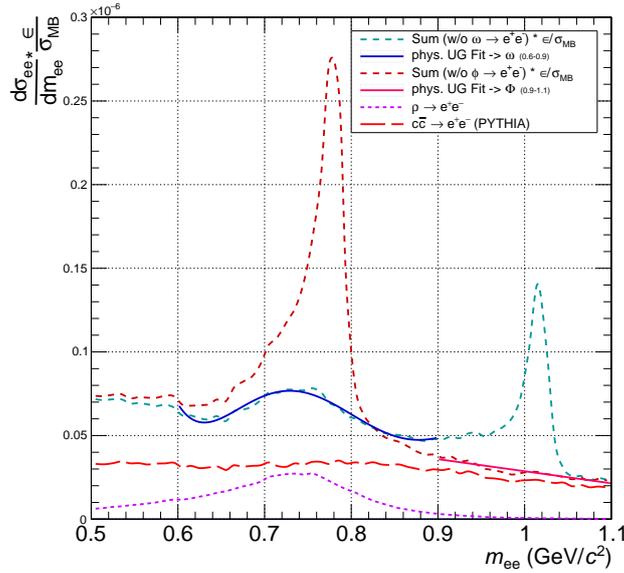


Abbildung 4.4: Invers effizienzkorrigierter Dielektronen-Cocktail ohne $\omega \rightarrow e^+e^-$ (türkis) oder $\phi \rightarrow e^+e^-$ (bräunlich) im Bereich: $0.3 < p_{T,ee} < 0.9$ (GeV/c).

Um statistische Fluktuationen zu glätten und um diese nicht auf die Daten zu übertragen, wird die Form des restlichen Cocktails unterhalb des Signals über Polynome parametrisiert. Die unregelmäßige Struktur unterhalb des ω wird durch ein Polynom 5. Ordnung (im Bereich $0.6 - 0.9$ GeV/c²) und unterhalb des ϕ durch ein Polynom 1. Ordnung (im Bereich $0.9 - 1.1$ GeV/c²) angenähert.

4.3.3 Beschreibung der Signalform

Da das Signal in den Daten nur über wenige Bins verteilt ist, wird die Signalform der beiden Mesonen aus MC-Simulationen betrachtet. Die verwendeten Monte-Carlo Simulationen stammen, wie die für den Cocktail, aus Events von *PYTHIA 8*. Die Detektorantwort vom ALICE Experiment ist über *GEANT3* simuliert worden. Hierbei wird wie bei den Daten ebenfalls der SDD Detektor ausgeschlossen.

In Abbildung 4.5 sind die asymmetrischen Signalformen von ω und ϕ zu sehen. Diese asymmetrische Signalform wird gut durch die Crystalball (CB)-Funktion (Anhang A.2) beschrieben, da die CB-Funktion auch den Bremsstrahlungs-Tail des Signals beschreibt.

Bei der CB-Funktion handelt es sich um eine Funktion, welche aus einem Gauß- und Potenzgesetzteil besteht. Die CB-Funktion hat neben dem Normierungsfaktor (N) vier weitere Parameter ($mean$, σ , α und $constant$). Die Parameter $mean$ und σ stammen aus der Gauß-Verteilung, der Parameter $constant$ aus dem Potenzgesetz und α bestimmt den Übergang zwischen Gauß- und Potenzteil.

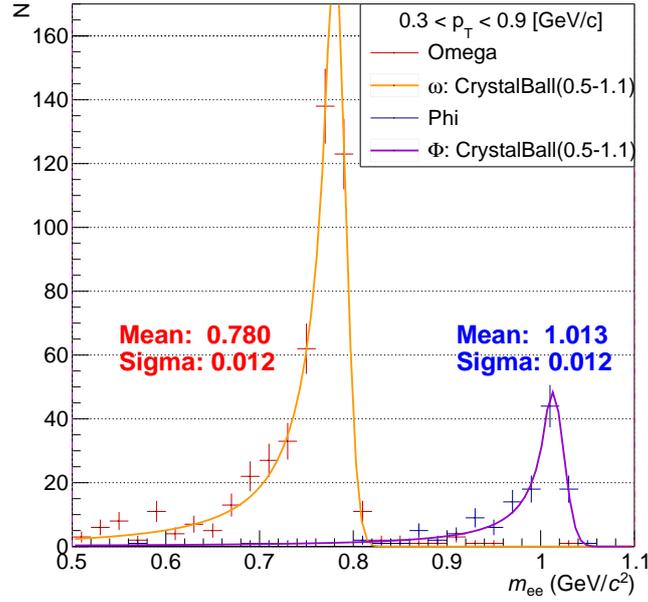


Abbildung 4.5: Signalformen von ω (orange/rot) und ϕ (lila/blau) aus MC im Bereich: $0.3 < p_{T,ee} < 0.9$ (GeV/c) mit zugehörigen Crystalball-Fits.

Für jeden $p_{T,ee}$ -Bereich sind die Parameter der CB-Funktion zu der Signalform aus den MC-Daten über einen Fit ermittelt worden.

In Abbildung 4.5 sind die, mit der Crystalball-Funktion gefitteten, ω - und ϕ -Signalform zu sehen, jeweils im Fit-Bereich von $(0.5-1.1)$ GeV/ c^2 und einem $p_{T,ee}$ -Bereich von $(0.3 < p_{T,ee} < 0.9)$ GeV/c. Die Graphiken zu den restlichen $p_{T,ee}$ -Bereichen sind in Anhang A.3 zu finden. Wie schon weiter oben erwähnt, ist das Signal in den Daten nur über wenige Bins verteilt, sodass in der Analyse die vier Parameter fixiert werden und nur der Normierungsfaktor (N) frei bleibt. Für die Werte der vier fixierten Parameter werden Mittelwerte aus den Werten der vier p_T -Bereiche mit einem Polynom 0. Ordnung ermittelt (Abbildung A.3). Die Mittelwerte der vier Parameter sind in Tabelle 5 zu finden.

Im weiteren wird der σ -Parameter als Richtungsweiser für die verwendete Breite des Signalbereiches angegeben.

	ω	ϕ
<i>mean</i>	0.777 ± 0.0011	1.0105 ± 0.0021
σ	0.013 ± 0.0009	0.011 ± 0.002
α	0.830 ± 0.170	1.024 ± 0.253
<i>constant</i>	0.969 ± 0.155	0.460 ± 0.249

Tabelle 5: Mittelwerte der Crystalball-Parameter von der Signalform von ω und ϕ aus MC.

4.3.4 Untergrundbestimmung

Der Untergrund unter dem Signal besteht, wie schon erwähnt, aus einem kombinatorischen, korrelierten und einem physikalischen Teil. Um das Signal aus dem ULS-Spektrum zu extrahieren, muss der kombinatorische, korrelierte sowie der physikalische Untergrund abgeschätzt und abgezogen werden.

Hierfür werden in dieser Analyse vier Methoden zur Untergrundabschätzung vorgestellt. Eine Methode direkt über das ULS(1), die anderen drei zunächst über die Same-Event Like-Sign Methode(2) (Kapitel 4.3.1). Der Fit-Bereich des Untergrunds für ω entspricht dem Intervall $[0.6 - 0.9] \text{ GeV}/c^2$ und fürs ϕ dem Intervall $[0.9 - 1.1] \text{ GeV}/c^2$.

1) Direkt über das **ULS-Spektrum**:

ein Fit für **kombinatorischen, korrelierten und physikalischen UG** in einem. Der Signalbereich (σ -Intervalle in Tabelle 7) wird für den Fit ausgespart.

2) Über das **LS-Spektrum**:

Kombinatorische und korrelierte UG(4.3.1)-Abschätzung per Fit am LS & **Physikalische Untergrund**-Abschätzung durch weitere Parametrisierungen:

- (a) Fit des restlichen **Cocktails** aus Kapitel 4.3.2
- (b) Fit des restlichen **Cocktails & zusätzlicher Normierungsfaktor**
- (c) **Polynom 1. Ordnung** (ohne weitere physikalische Vorannahmen)

Die Untergrundabschätzung über die ULS-Methode erfolgt in einem Schritt. Bei den anderen drei Methoden (über LS) erfolgt die Untergrundabschätzung in zwei Schritten.

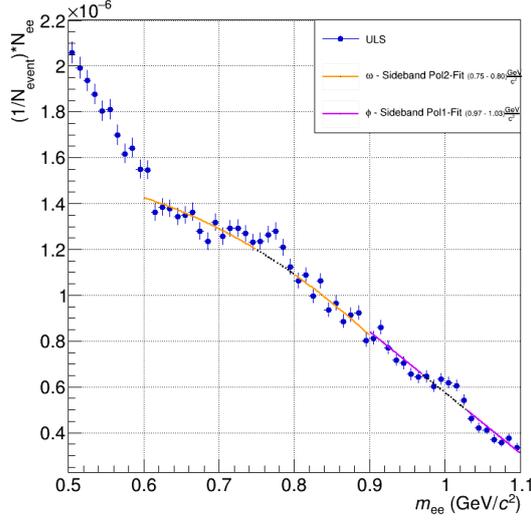
In Tabelle 6 sind die jeweiligen Polynome aufgeführt, welche für ω und ϕ als Fit zur Untergrundabschätzung verwendet werden.

Methoden	ω	ϕ
1) ULS	Pol2[3]	Pol1[2]
2) LS+...	Pol2[3]	Pol1[2]
2a) ...+Cocktail+CB	Pol2[3]+Pol5[0]+CB[1]	Pol1[2]+Pol1[0]+CB[1]
2b) ...+Par*Cocktail+CB	Pol2[3]+Par[1]·Pol5[0]+CB[1]	Pol1[2]+Par[1]·Pol1[0]+CB[1]
2c) ...+Poly 1.Ord.+CB	Pol2[3]+Pol1[2]+CB[1]	Pol1[2]+Pol1[2]+CB[1]

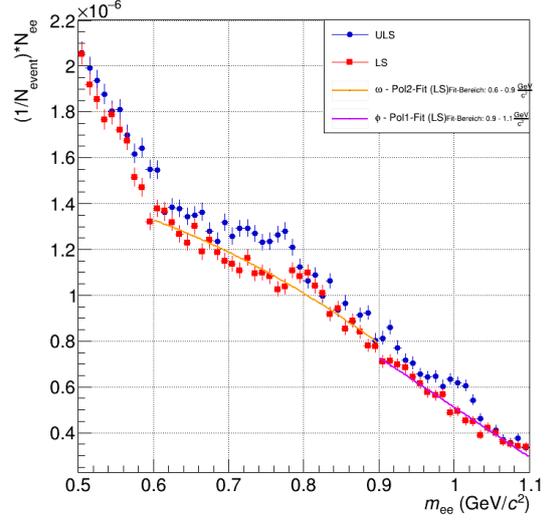
Tabelle 6: Letztendlich verwendete Polynome der Methoden zur Untergrundbestimmung von ω und ϕ . Hierbei sind in eckigen Klammern die freien Parameter der Fits angegeben.

Bspw. bei 2b) handelt es sich bei Par[1] um einen einfachen Parameter, welcher zur Normierung der Cocktailform verwendet wird.

In den ersten Schritten sind für die Abschätzung übers ULS und auch LS unter ω ein Polynom 2. Ordnung und unter ϕ ein Polynom 1. Ordnung verwendet worden.



(a) Untergrundabschätzung über ULS



(b) Kombinatorische UG-Abschätzung über LS

Abbildung 4.7: Untergrundabschätzung über ULS (a, gesamter UG) und über LS (b, kombi. UG) in einem Fit-Bereich ω im Intervall $[0.6 - 0.9]\text{GeV}/c^2$ und ϕ im Intervall $[0.9 - 1.1]\text{GeV}/c^2$. Die Signalausparung von (a) ist für ω im Intervall $[0.74 - 0.8]\text{GeV}/c^2$ und für ϕ im Intervall $[0.97 - 1.03]\text{GeV}/c^2$.

Für die Methoden über das LS-Spektrum ist ein zweiter Schritt zur Abschätzung des physikalischen Untergrunds nötig, in welchem das subtrahierte ULS-Spektrum (ULS minus Fit am LS) nochmals gefittet wird.

Das subtrahierte Spektrum wird hierfür mit einem Fit aus Crystalball und jeweiligem Polynom aus 2a), b) oder c) abgeschätzt, siehe Abbildung 4.8. Hierbei sind die Polynome aus dem Cocktail (4.3.2) fixiert und somit ist

- für Methode (2a) lediglich der Normierungsfaktor N der CB-Funktion frei,
- für Methode (2b) zusätzlich zu $N(\text{CB})$ auch der Normierungsfaktor an dem Fit (aus dem Cocktail) frei &
- für Methode (2c) neben $N(\text{CB})$ der komplette (Pol1) Fit des physikalischen Untergrunds frei.

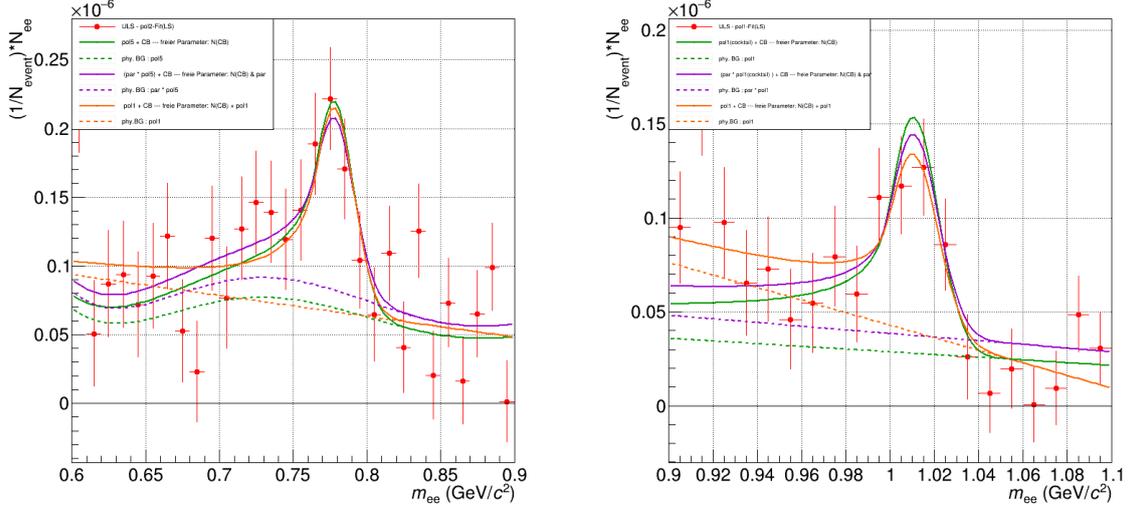


Abbildung 4.8: Physikalische Untergrundabschätzung ω (links) und ϕ (rechts) für den $0.3 < p_{T,ee} < 0.9$ GeV/c Bereich. Hierbei ist die durchgezogene Linie der Fit aus CB Funktion und jeweiliger Methode 2(a, b oder c). Die gestrichelte Linie zeigt den jeweiligen physikalischen UG.

4.3.5 Normalisierter, unkorrigierter Yield

Nach dem Abzug des gesamten Untergrunds (je nach den 4 Methoden) ist das resultierende Signal-Spektrum für ω links und für ϕ rechts in Abbildung 4.9 zu sehen. Aus diesen Signal-Spektren folgt nun die Yieldextraktion, also die Bestimmung der Menge des letztendlich gemessenen Signals.

Mit dem $\sigma(\text{CB})$ -Parameter aus den MC-Daten(4.3.3) wird das Signal aus den Daten in fünf unterschiedlichen σ -Intervallen (Tabelle 7) extrahiert.

Somit sind pro $p_{T,ee}$ -Bereich 20 *raw Yields* extrahiert worden, für jede der vier Untergrundbestimmungs-Methoden je ein Yield pro σ -Intervall.

Intervallgrenzen zu den Sigmavielfachen				
	ω		ϕ	
von/bis	+2 σ	+3 σ	+2 σ	+3 σ
-2 σ	0.75/0.8		0.99/1.03	
-3 σ	0.74/0.8	0.74/0.82	0.98/1.03	0.98/1.04
-4 σ	0.72/0.8	0.72/0.82	0.97/1.03	0.97/1.04

Tabelle 7: Die fünf σ -Intervalle von ω und ϕ als Variation des Signalbereichs. Die σ -Werte sind hierbei Richtungsweiser zu den entsprechenden Intervallgrenzen der Daten.

Die in Tabelle 7 angegebenen Intervallgrenzen sind hierbei die Bin-Grenzen und nicht die

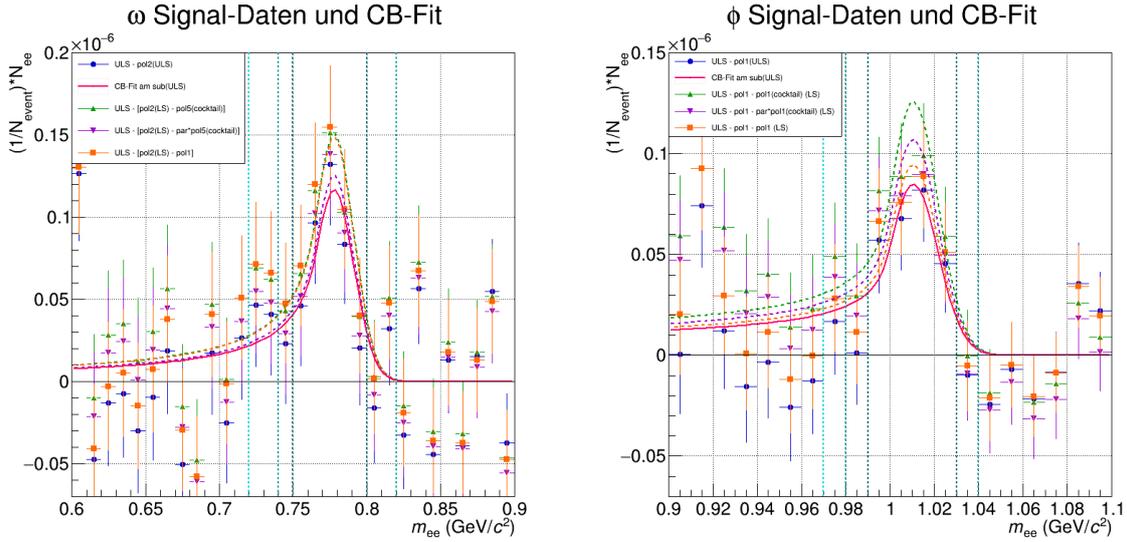


Abbildung 4.9: Signal-Spektren nach den 4 Methoden und CB-Fit von ω (links) und ϕ (rechts) für den $0.3 < p_{T,ee} < 0.9$ GeV/c Bereich, mit den bläulichen vertikalen Linien als Hinweis für die σ -Grenzen aus Tabelle 7. Die ULS-Methode mit dem Signalausparungs-Bereich für ω : $[-2, +2]\sigma$ und ϕ : $[-4, +2]\sigma$.

exakten Vielfache zu $\sigma(\text{CB})$ aus Tabelle 5. Somit ist die Bezeichnung des σ -Intervalls richtungsweisend und nicht exakt zu nehmen.

Diese Intervalle entsprechen ebenfalls dem Signalausparungs-Bereich in Methode 1 (Untergrundabschätzung übers ULS), sodass der Signal-Bereich in der Untergrundabschätzung sowie der Yieldextraktion gleich sind.

Der *raw yield* (Y) wird nach Formel 4.4 berechnet.

$$Y_{norm} = \frac{Y(A, B)}{\epsilon} \quad \text{mit} \quad \epsilon = \frac{\int_A^B f(x)}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x)} \quad (4.4)$$

Hierbei sind A und B die Bin-Grenzen aus den σ -Intervallen (Tabelle 7), $Y(A, B)$ das Bin-Counting über des Signal-Spektrums von A bis B.

Das ϵ (4.4) wird aus den Integralen über die CB-Funktion ($f(x)$) von A nach B, sowie dem gesamten CB-Integral berechnet. (In der Analyse genügt das Integral von 0 bis 2 als "gesamtes" Integral zu benutzen).

In Abbildungen 4.10 sind die normalisierten, unkorrigierten Yields von ω und ϕ als Funktion von $p_{T,ee}$ zu sehen. Zunächst einmal ist zu erkennen, dass keine Methode ersichtlich besser zu sein scheint als die anderen Methoden. Der Yield reicht von 4 GeV/c bis hinunter zu $p_{T,ee} = 0$ GeV/c. Dass der Yield wirklich bis hin zu niedrigsten $p_{T,ee}$ -Intervallen ausgewertet werden kann, macht gerade den Dielektronen-Zerfallskanal aus. Jeweils um den 2. $p_{T,ee}$ -Intervall ($0.3 < p_{T,ee} [\text{GeV}/c] < 0.9$) ist ein Peak des Yields auszumachen, welches mit der Annahme eines Peaks bei $p \approx m_0 \cdot c$ einhergeht. Es lässt sich erkennen, dass trotz gleicher

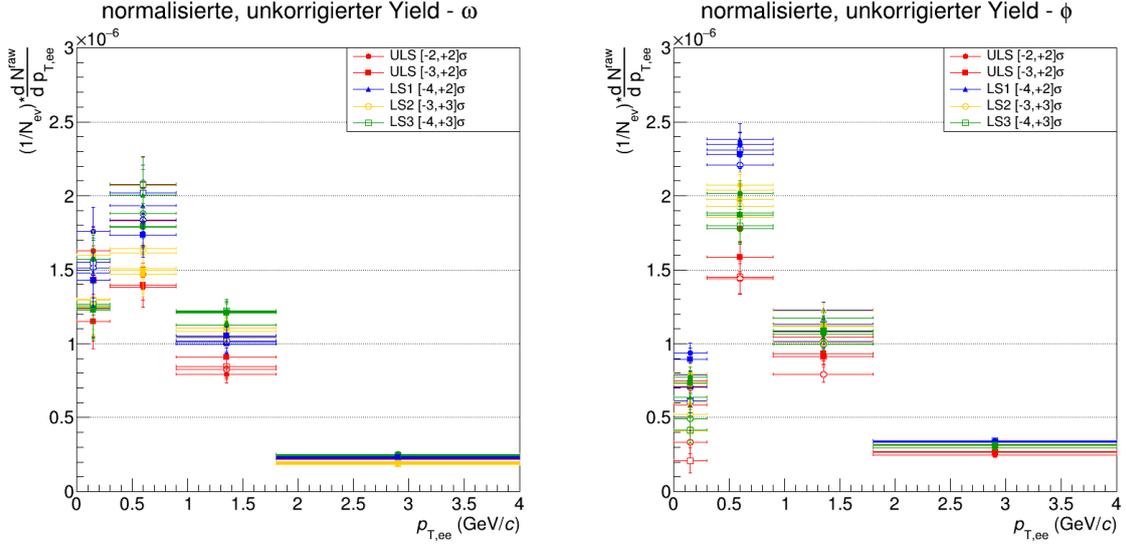


Abbildung 4.10: Normalisierte, unkorrigierte Yields von ω (links) und ϕ (rechts) der vier Untergrund-Methoden und fünf σ -Intervalle.

Ausgangsdaten starke systematische Schwankungen des Yields durch die unterschiedlichen Methoden der Untergrundbestimmung (dargestellt über die vier Farben in Abbildung 4.10) sowie der verschiedenen Signalextraktionsbereiche (dargestellt über die fünf Formen in Abbildung 4.10) entstehen.

Aus den 20 Werten pro $p_{T,ee}$ -Bins wird je ein Mittelwert berechnet, welcher aber nicht als letztendliches Ergebnis genommen wird, da der statistische Fehler hierzu nicht so einfach zu definieren ist. Daher wird eine Methode (folglich “Standardmethode“) gesucht, welche über alle Bins nahe am Mittelwert liegt.

$$\Delta_i = \sum_{p_T=1}^4 \left(\frac{Methode(i) - mean_{p_T}}{mean_{p_T}} \right)^2 \quad (4.5)$$

Um die Standardmethode zu ermitteln ist Funktion 4.5 verwendet worden. Diese gibt darüber Auskunft, wie ähnlich sich zwei Verteilungen sind, je kleiner Δ , desto ähnlicher.

Hier werden für jeden Bin des $p_{T,ee}$ -Spektrums der Mittelwert ($mean_{p_T}$) mit den 20 Yields ($Methode(i)$) über Formel 4.5 miteinander verglichen.

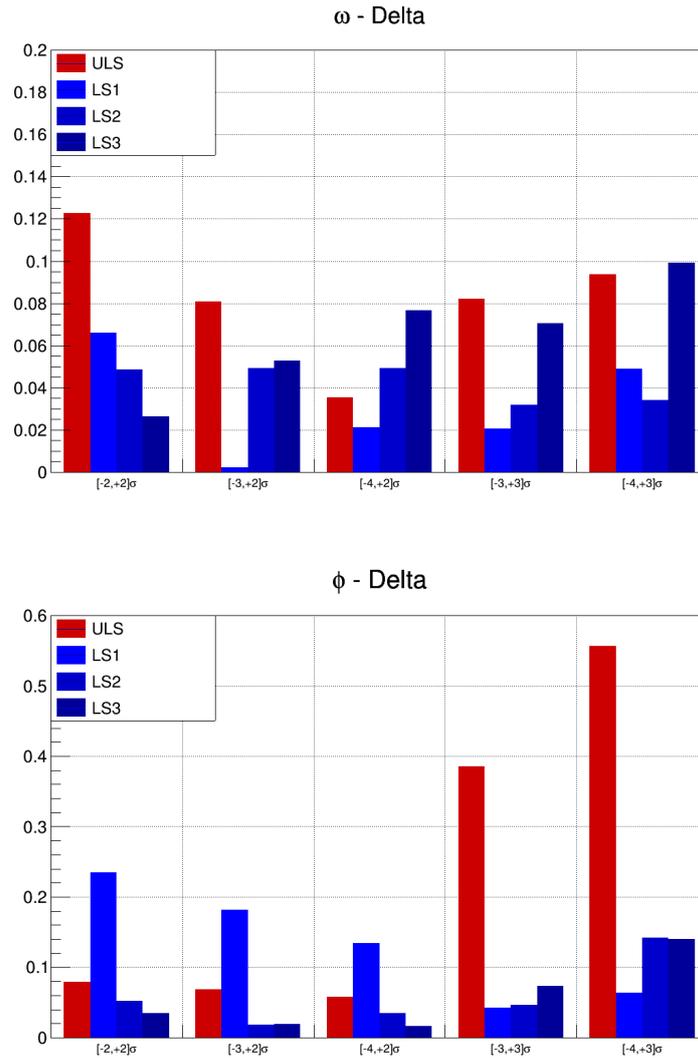


Abbildung 4.11: Δ_i zu den einzelnen Methoden und σ -Bereichen. Abweichungen der Spektren, berechnet durch die verschiedenen Methoden in fünf Intervallen der Signalextraktion, zum Mittelwert für ω (oben) und ϕ (unten).

Hieraus folgen die Balkendiagramme in Abbildungen 4.11, mit den roten Balken für die ULS-Methode, mit den blauen Balken für die LS-Methoden.

Hierbei ist zu erkennen, dass die ULS-Werte bei der ω -Analyse zu den größeren Werten zählen. Dies könnte eventuell auf die konzeptionelle Ähnlichkeit der LS-Methoden zurückzuführen sein, wodurch diese zu ähnlichen Ergebnissen führen.

Bei der ϕ -Analyse liegt die ULS-Methode in den ersten drei σ -Bereichen nahe an den Mittelwerten. In den letzten zwei Bereichen ist die Abweichung größer, die zugehörigen ϕ -Yield Werte (rechts in Abbildung 4.10) zählen zu den kleinsten Yield-Werten. Die Werte der LS1-Methode (physikalische UG über den Cocktail) sind hingegen in den ersten 3 Bereichen am größten und zählen in den letzten Beiden zu den kleinsten Werten.

Diese starke Abhängigkeit der Abweichungen von der Größe des Signalextraktions-Bereichs könnte auf die unterschiedlich gute Beschreibung des UG für die verschiedenen Massenbereiche zurückzuführen sein.

Für ω zeichnet sich hier ein klare “Standardmethode“ ab:

Methode 2a) LS+Cocktail im Yield Extraktionsbereich von $[-3, +2]\sigma$.

Für ϕ gibt es mehrere Methoden mit kleinerem Delta, das kleinste Delta gehört zu:

Methode 2c) LS + Pol1 im Yield Extraktionsbereich von $[-4, +2]\sigma$.

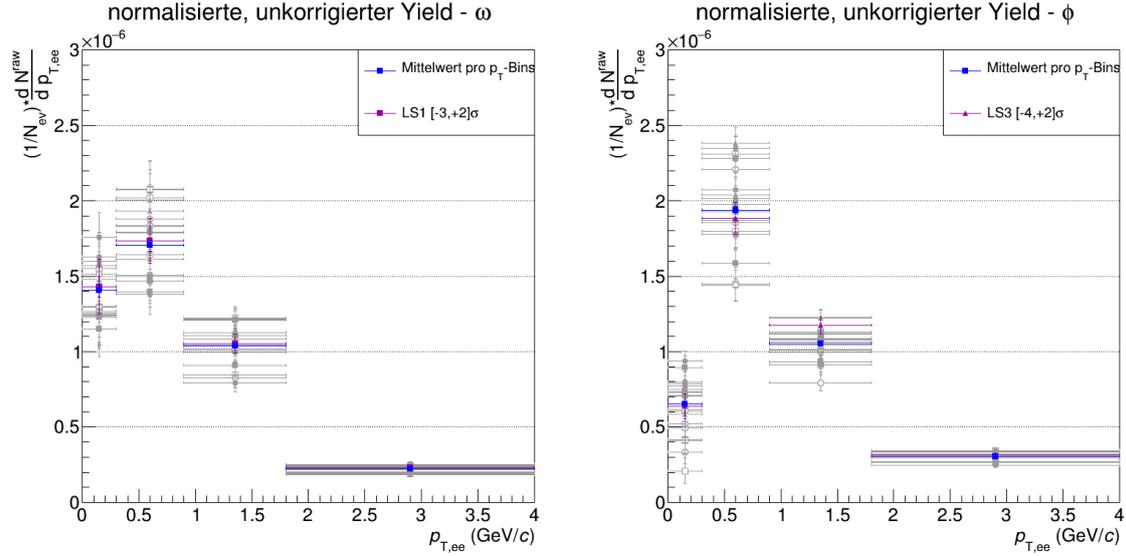


Abbildung 4.12: ω (links) und ϕ (rechts) Yield, in Farbe: Mittelwert der $p_{T,ee}$ -Bins sowie die Standardmethoden.

In Abbildung 4.12 sind die Standardwerte von ω und ϕ farblich mit den jeweiligen Mittelwerten der $p_{T,ee}$ -Intervalle eingezeichnet.

4.3.6 Systematische Fehler der Signalextraktion

Der systematische Fehler der Signalextraktion hängt von den verwendeten Methoden der Untergrundbestimmung sowie dem gewählten Massenbereich (σ -Bereichen) der Yield-Berechnung ab. Die Berechnung der systematischen Fehler folgt der Berechnung der systematischen Fehler für rechteckige Verteilungen, siehe Formel 4.6.

Somit wird für jedes $p_{T,ee}$ -Intervall der systematische Fehler berechnet über:

$$\sigma_i = \frac{Max_i - Min_i}{\sqrt{12}} \quad (4.6)$$

mit Max und Min den maximalen und minimalen Werten des unkorrigierten Yields in den i -ten $p_{T,ee}$ -Intervallen.

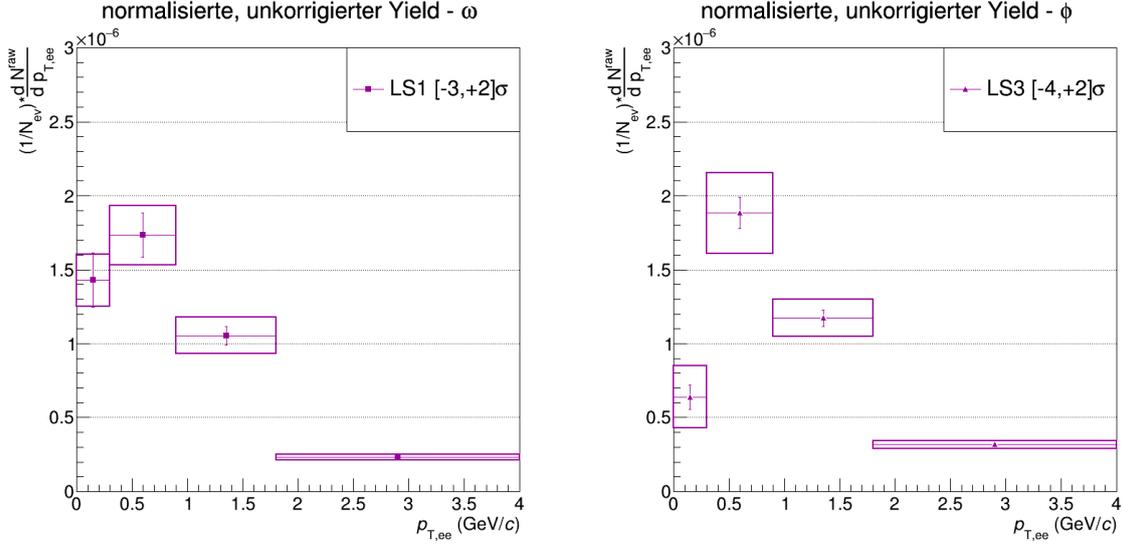


Abbildung 4.13: Die normalisierten, unkorrigierten Yields zu ω (links) und ϕ (rechts) mit systematischen Fehlern.

In Abbildung 4.13 sind die ‘‘Standardmethoden‘‘ der Yield-Spektren von ω (links) und ϕ (rechts) mit statistischen sowie systematischen Fehlern (als Boxen um den Wert) zu sehen. In Tabelle 8 sind die jeweiligen Werte der Punkte mit statistischen und systematischen Fehlern für die vier p_T -Intervalle zu sehen.

$p_{T,ee}$ [GeV/c]	$\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_{\omega}^{raw}}{dp_{T,ee}} (\cdot 10^{-6})$	$\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN_{\phi}^{raw}}{dp_{T,ee}} (\cdot 10^{-6})$
0.0-0.3	$1.429 \pm 0.183(\text{stat.}) \pm 0.176(\text{sys.})$	$0.638 \pm 0.083(\text{stat.}) \pm 0.210(\text{sys.})$
0.3-0.9	$1.734 \pm 0.150(\text{stat.}) \pm 0.200(\text{sys.})$	$1.883 \pm 0.106(\text{stat.}) \pm 0.273(\text{sys.})$
0.9-1.8	$1.054 \pm 0.062(\text{stat.}) \pm 0.124(\text{sys.})$	$1.173 \pm 0.055(\text{stat.}) \pm 0.126(\text{sys.})$
1.8-4.0	$0.230 \pm 0.014(\text{stat.}) \pm 0.020(\text{sys.})$	$0.316 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.028(\text{sys.})$

Tabelle 8: Normalisierte, unkorrigierte Yield-Werte ($\frac{1}{N_{ev}} \frac{dN^{raw}}{dp_{T,ee}}$) für ω (links) und ϕ (rechts) der vier $p_{T,ee}$ -Intervalle mit statistischen und systematischen Fehlern zu Abbildung 4.13.

Die systematischen Fehler im ω -Yield sind in den ersten drei $p_{T,ee}$ -Intervallen etwa 12%, im 4. Intervall etwa 9%. Im ϕ -Yield ist der systematische Fehler im ersten $p_{T,ee}$ -Intervall etwa 32%. (2. \approx 15%, 3. \approx 11% und 4. \approx 9%). Die statistischen und systematischen Fehler sind bei dem ω -Yield etwa von derselben Größe, mit Ausnahme des 3. $p_{T,ee}$ -Intervalls. Hier ist der systematische Fehler doppelt so große wie der statistische Fehler. Für den ϕ -Yield sind in allen $p_{T,ee}$ -Intervallen die systematischen Fehler im Vergleich zu den statistischen Fehlern mehr als doppelt so große. Hier könnte ein weiteres Verfeinern der Untergrundbestimmungsmethoden sinnvoll sein, um zu kleineren systematischen Fehlern zu gelangen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Rekonstruktion von ω - und ϕ -Mesonen über den Dielektronenzerfallskanal in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5.02$ TeV aus 2017 ist über die Betrachtung der *Same-Event Unlike-Sign*-Spektren sowie den *Same-Event Like-Sign*-Spektren und den Monte-Carlo Simulationen (invers effizienzkorrigierter Cocktail und Signalform von ω und ϕ) erfolgt.

In dieser Analyse sind mehrere Methoden zur Untergrundsbestimmung des kombinatorischen, korrelierten und physikalischen Untergrunds verglichen worden.

Hierfür wurde zunächst ein radikaler Ansatz der Untergrundsbestimmung direkt am ULS gewählt, bei welchem der kombinatorische, korrelierte und physikalische UG in einem Schritt gemeinsam abgeschätzt wurde.

Dieser wurde verglichen mit Ansätzen, bei welchen zunächst der kombinatorische und korrelierte UG über das LS-Spektrum abgeschätzt wurde. Anschließend wurde der physikalische UG über drei verschiedene Formen abgeschätzt und zwar einmal anhand der Form des Cocktails, dann anhand der Form der Cocktails mit einem weiteren Normierungsparameter und zuletzt anhand eines einfachen Polynoms.

Diese Methoden sind anschließend daraufhin untersucht worden, welchen Einfluss der gewählte Massenbereich auf die Signalextraktion hat. Da alle diese Methoden zur Untergrundsabschätzung ihre Berechtigung haben, ist diejenige Methode ausgewählt worden, welche am besten über die $p_{T,ee}$ -Intervalle zu den jeweiligen Mittelwerten gepasst hat.

Die abschließende Abschätzung des systematischen Fehlers der Signalextraktion, welcher aus den unterschiedlichen Untergrundbestimmungsmethoden und verschiedenen Signalbereichen stammt, bewegt sich für ω etwa im Rahmen der statistischen Fehler, mit Ausnahme des 3. $p_{T,ee}$ -Intervalls, bei welchem der systematische Fehler doppelt so groß war wie der statistische Fehler. Die systematischen Fehler der Signalextraktion zu ϕ waren hingegen durchgehend mehr als doppelt so groß wie der statistische Fehler.

Die Analyse zur Rekonstruktion von ω und ϕ Mesonen endet somit in unkorrigierten Yields mit statistischen und systematischen Fehlern im Bereich ($0 < p_{T,ee} < 4$) GeV/ c .

Neben einer Verfeinerung der Methoden zur UG Bestimmung, welche in reduzierten systematischen Fehlern resultieren könnte, folgen noch Abschätzungen weiterer Fehlerquellen. Nächste Schritte in der Analyse wären zunächst eine Korrektur der extrahierten Yields auf Detektorakzeptanz und Effizienz, um eine Vergleichbarkeit mit anderen Messungen zu erhalten.

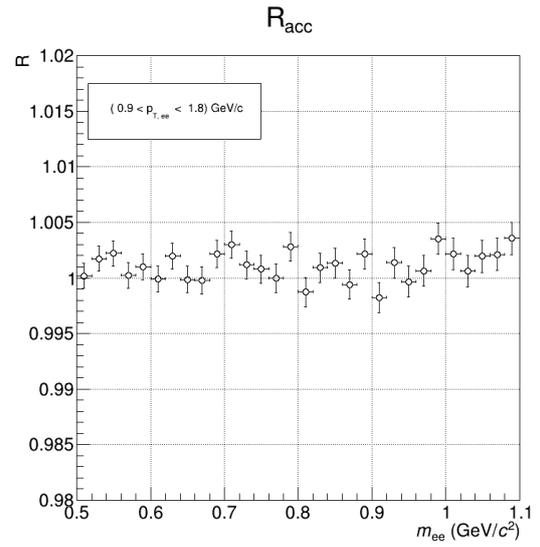
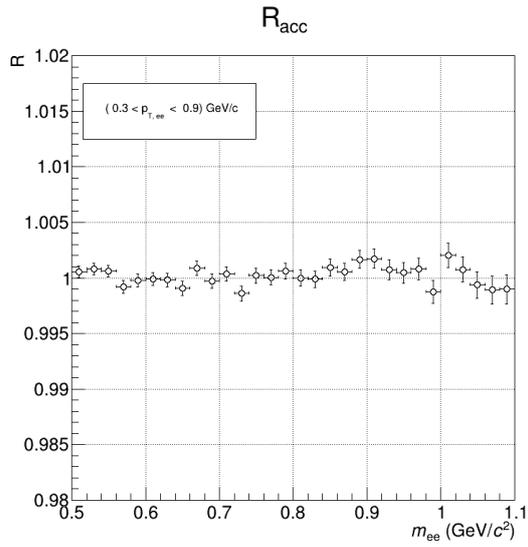
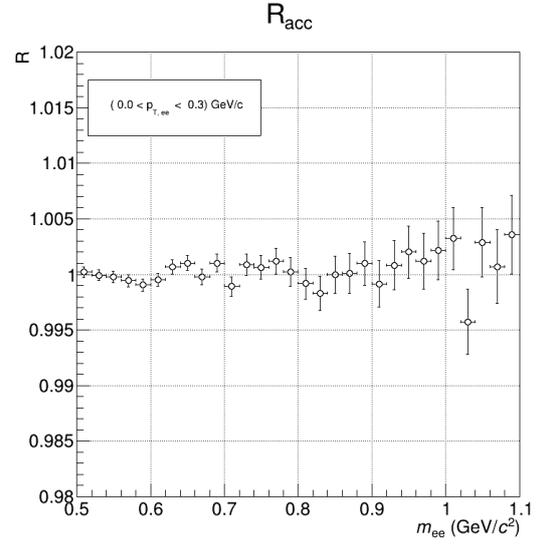
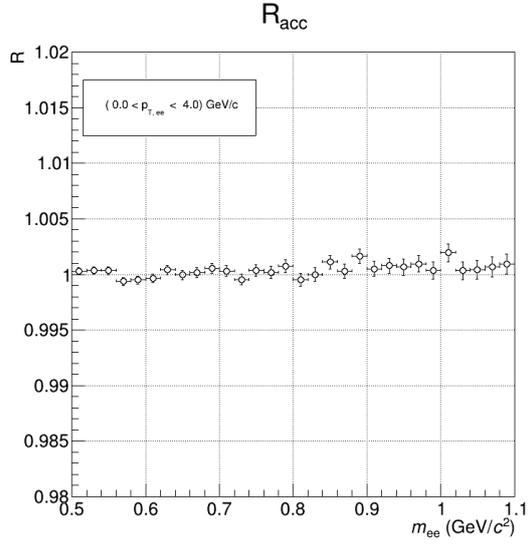
A Anhang

A.1 R-Faktor

Die übrigen R-Werte (nach Formel 4.3) der anderen p_T -Bereiche

$p_{T,ee} : [0 - 0.3] \text{ GeV}/c, [0.3 - 0.9] \text{ GeV}/c, [0.9 - 1.8] \text{ GeV}/c,$

sowie dem gesamten p_T -Bereich ($0 < p_{T,ee} < 4 \text{ GeV}/c$).



A.2 Crystalball-Funktion

Die Crystalballfunktion besteht aus einem Gauss- und Potenzgesetzteil und ist über folgende Formel definiert:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

mit:

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

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

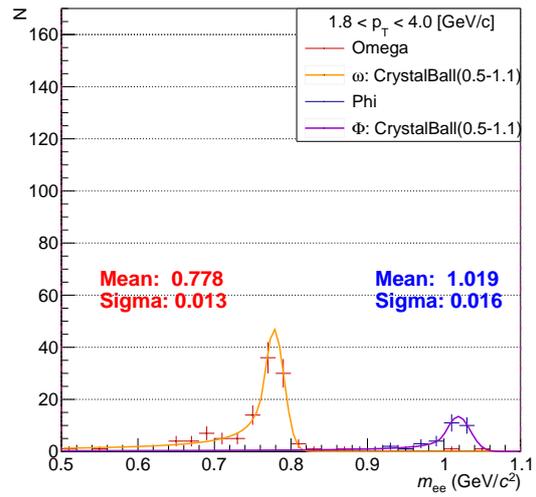
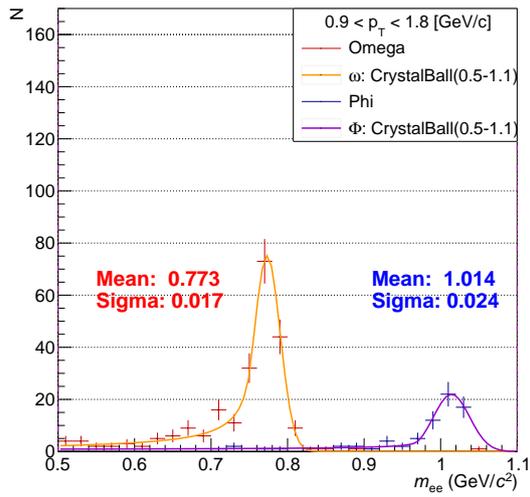
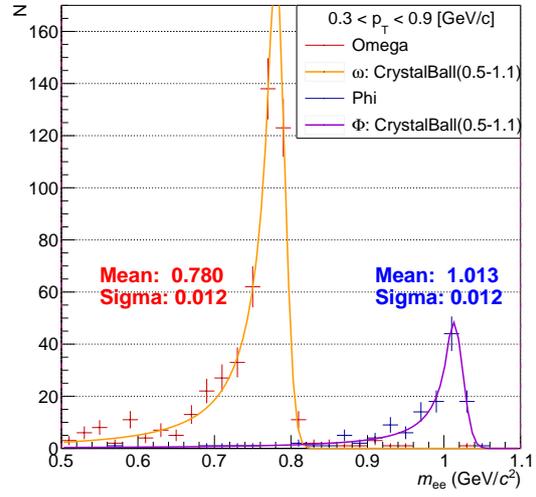
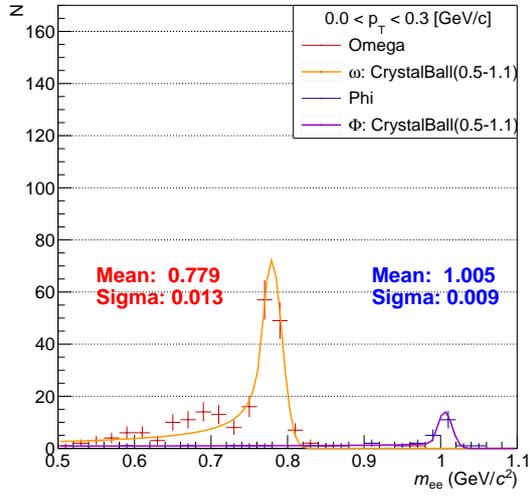
$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)}$$

$$C = \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$$

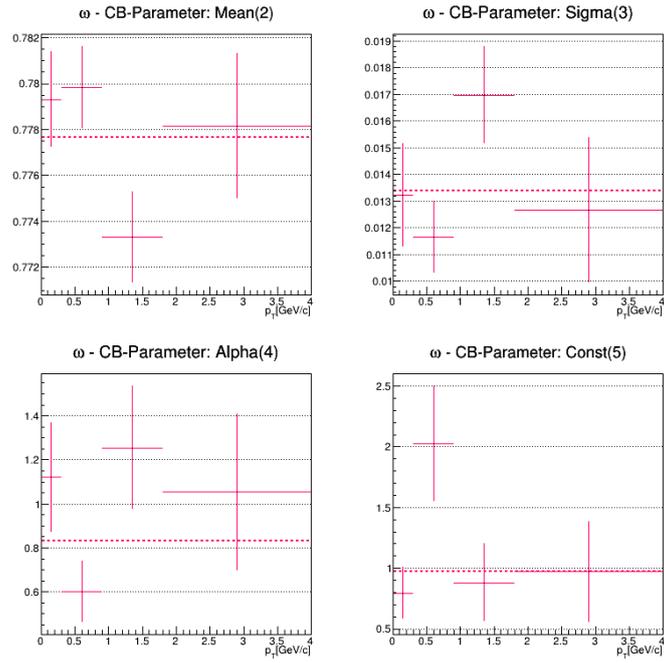
$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right)$$

A.3 Monte-Carlo - Signalform über CB-Funktion

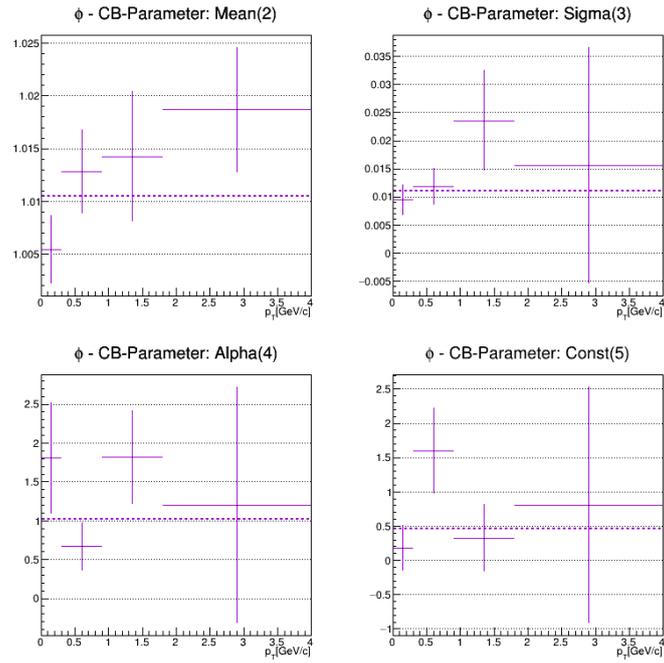
Die Monte Carlo Signalformen zu ω und ϕ in allen vier $p_{T,ee}$ -Bereichen:



A.4 Crystalball Parameter



(a)



(b)

Abbildung A.3: MC-Parameter der verschiedenen $p_{T,ee}$ -Bins mit Mittelwert für ω (a) und ϕ (b).

Literatur

- [1] Herwig Schopper. *Particle Physics Reference Library: Volume 1: Theory and Experiments*. Springer Nature, Cham, 2020.
- [2] Wikimedia Commons. Standardmodell der Teilchenphysik — Wikimedia Commons, the free media repository, 2020. [Online; accessed 16-August-2021].
- [3] Joanne Baker. 50 Schlüsselideen Quantenphysik. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-45033-8>, 2015.
- [4] Peter Jenni and Tejinder S. Virdee. The Discovery of the Higgs Boson at the LHC. *Particle Physics Reference Library*, page 263–309, 2020.
- [5] Pablo Goldenzweig Günter Quast, Roger Wolf. Moderne Experimentalphysik III: Kerne und Teilchen (Physik VI). <http://ekpwww.physik.uni-karlsruhe.de/~rwolf/teaching/ss17/TeilchenKerne-VL-18-QCDFarbe.pdf>, 2017. [Online; 11-Juli-2021].
- [6] Owe Philipsen. Quantenfeldtheorie und das Standardmodell der Teilchenphysik : Eine Einführung. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-57820-9>, 2018.
- [7] Shreyasi Acharya et al. Dielectron production in proton-proton and proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Rev. C*, 102(5):055204, 2020.
- [8] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. Teilchen und Kerne : Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, 2009.
- [9] Wikipedia. Meson - Wikipedia, die freie Enzyklopädie. <https://de.wikipedia.org/wiki/Meson>, 2021. [Online; Stand 16. August 2021].
- [10] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8), 08 2020. 083C01.
- [11] Shreyasi Acharya et al. Production of ω mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 80(12):1130, 2020.
- [12] Measurement of neutral mesons in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production. *Phys. Rev. D*, 83:052004, Mar 2011.
- [13] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [14] J. Alme et al. The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 622:316–367, 2010.
- [15] P.A. Zyla et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [16] P. Kuijer. The inner tracking system of the ALICE experiment. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 530:28–32, 2004.

- [17] ALICE Figure. ITS pure standalone tracks pp collisions at 5.02 TeV LHC15n. <https://alice-figure.web.cern.ch/node/11375>, 7 2017.
- [18] ALICE Figure. TOF Beta vs Momentum performance in pp at 5.02 TeV (LHC15n). <https://alice-figure.web.cern.ch/node/11822>, 7 2017.
- [19] Shreyasi Acharya et al. Production of light-flavor hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 81(3):256, 2021.
- [20] A. Adare et al. 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. *Phys. Rev. C*, 81:034911, 2010.

Danksagung

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

Auch bedanke ich mich bei Frau Dr. Raphaelle Bailhache für die Betreuung und Unterstützung.

Sebastian Scheid und Jerome Jung danke ich für die Betreuung und die zahlreichen Zoom-Meetings, welche es mir möglich gemacht haben auch während Corona-Zeiten an meinem Bachelorthema zu arbeiten. Danke für die zahlreichen Hilfestellungen und Unterstützung.

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

Meiner Mum, welche alle Stimmungen aushalten musste und trotzdem Essen für mich gekocht hat.

Meinen Freunden, welche sich immer Zeit für mich genommen haben.

Selbstständigkeitserklärung

**Erklärung nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und dem Masterstudien-
gang:**

Hiermit erkläre ich, dass ich die 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 26.08.2021

Merle Luisa Wälde