

**Analyse von $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV
mit dem ALICE EMCAL**

Masterarbeit
vorgelegt von
Marvin Hemmer

am Institut für Kernphysik Frankfurt
dem Fachbereich Physik
der Goethe-Universität Frankfurt am Main
Oktober 2021

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
Zweitgutachter: Dr. Benjamin Dönigus

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	5
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.2	Starke Wechselwirkung	5
1.3	Proton-Proton-Kollisionen	8
1.4	Neutrale Mesonen	9
2	Experimenteller Aufbau	13
2.1	LHC	13
2.2	ALICE	15
2.3	Elektromagnetisches Kalorimeter EMCal	17
3	Analyse	21
3.1	Auswahl der Daten	21
3.2	Auswahl der Events	24
3.3	Auswahl der Cluster	26
3.3.1	Energiekalibrierung	28
3.4	Signalrekonstruktion	29
3.4.1	Bestimmung der π^0 -Kandidaten	29
3.4.2	Bestimmung der ω -Kandidaten	32
3.5	Methoden zur Beschreibung des Untergrunds	36
3.5.1	Mixed-Event-Methode	37
3.5.2	Rotationsmethode	39
3.6	Signalextraktion	42
3.7	Vergleich der Untergrundmethoden	47
3.8	Unkorrigiertes Spektrum	52
4	Korrigiertes Spektrum	55
4.1	Korrekturen	55
4.1.1	Akzeptanz	55

4.1.2	Rekonstruktionseffizienz	56
4.1.3	Triggereffizienz	57
4.1.4	Korrigiertes Spektrum	61
4.2	Systematische Unsicherheit	61
4.2.1	Signalextraktion	63
4.2.2	Clusterauswahl	66
4.2.3	Bestimmung der systematischen Unsicherheit	71
4.3	Invarianter Wirkungsquerschnitt	74
4.4	Vergleich mit anderen Messungen	76
4.4.1	Messung von ω in drei Pionen	76
4.4.2	Messung von π^0 in zwei Photonen	77
5	Zusammenfassung und Ausblick	81
A	Abkürzungsverzeichnis	87
B	Tabellen	89
C	Danksagung	91

Einleitung

Rutherford entdeckte 1911 mit Hilfe eines Streuexperiments den Atomkern. Den kleinsten Atomkern besitzt Wasserstoff und es wurde angenommen, dass die Atomkerne der restlichen Elemente aus mehreren Wasserstoffkernen bestehen. Wie sich später herausstellte, besteht der Atomkern aus Neutronen und Protonen, doch bereits damals stellte sich die Frage: Was hält die positiv geladenen Teilchen eines größeren Kerns zusammen, entgegen der elektromagnetischen Abstoßung? Es muss eine Kraft geben, die die geladenen Teilchen stärker bindet als die elektromagnetische Kraft, die sie aufgrund ihrer positiven Ladung auseinander treibt. Heutzutage wissen wir von der starken Wechselwirkung, die Atomkerne zusammenhält und mit Hilfe der QCD beschrieben wird. Die Nukleonen eines Atomkerns bestehen aus Elementarteilchen, den Quarks und Gluonen, die selbst an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Noch heute werden Experimente durchgeführt, um diese Beschreibung der starken Wechselwirkung durch die QCD zu erweitern und zu verfeinern. Quarks und Gluonen liegen allerdings nur gebunden in Hadronen vor. Diese Eigenschaft stellt eine Herausforderung für die Erforschung der starken Wechselwirkung dar. Um die starke Wechselwirkung zu erforschen, werden die Ergebnisse aus Messungen von pp-Kollisionen verwendet. So auch am LHC am CERN, der seit 2009 als leistungsstärkster Beschleunigerring der Welt für Kollisionsexperimente genutzt wird. Eines der Experimente am LHC, das ALICE-Experiment, dient der Untersuchung der Eigenschaften der starken Wechselwirkung bei extrem hohen Energiedichten.

In dieser Arbeit werden pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV untersucht. Im speziellen die Produktionsrate des ω -Mesons mit Hilfe des ALICE EMCAL. Dabei erfolgt die Analyse zum ersten Mal in ALICE über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$. Das Ergebnis dieser Analyse kann helfen die Fragmentationsfunktionen von Quarks und Gluonen weiter einzuschränken, sowie den Untergrund bei der Messung direkter Photonen präziser zu bestimmen.

Zunächst werden die theoretischen Grundlagen in der vorliegenden Arbeit vorgestellt, mit Fokus auf der starken Wechselwirkung, pp-Kollisionen und dem ω als neutrales Meson. Danach erfolgt eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus von ALICE, wobei besonders auf das EMCAL eingegangen wird. Anschließend wird die Analyse beschrieben, wobei

ein besonderer Schwerpunkt auf die Beschreibung des Untergrunds der Verteilung der ω -Kandidaten gelegt wird. In Kapitel 4 der Arbeit werden Korrekturen sowie die Bestimmung der systematischen Unsicherheit präsentiert und das Ergebnis dieser Analyse. Am Ende des Kapitels werden Vergleiche des Ergebnisses dieser Analyse mit anderen Messungen beschrieben. Zuletzt folgt eine knappe Zusammenfassung der dargestellten Analyse und ein Ausblick.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik vereinigt die theoretische Beschreibung von drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen und von den Elementarteilchen. Bei den drei Wechselwirkungen handelt es sich um die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Die Elementarteilchen, also Teilchen die nach heutigem Wissensstand nicht weiter teilbar sind, können in Quarks und Leptonen und Austauschteilchen unterteilt werden. Quarks und Leptonen besitzen als Fermionen einen halbzahligen Spin von $s = \frac{1}{2}$. Tabelle 1.1 zeigt die Einteilung der Quarks und Leptonen in drei Generationen, zusätzlich sortiert nach der elektrischen Ladung der Fermionen. Die Generationen sind dabei nach der Masse der Elementarteilchen sortiert. Die leichtesten Elementarteilchen der beiden Gruppen befinden sich in der ersten Generation, die schwersten in der dritten Gruppe. Die Austauschteilchen gehören mit einem ganzzahligen Spin von $s = 1$ zu den Bosonen. Bei den Austauschteilchen handelt es sich um Gluonen, Photonen, W- und Z-Bosonen. Diese werden als Austauschteilchen bezeichnet, da sie verantwortlich sind für den Austausch der Kraft zwischen zwei Teilchen auf Basis einer der drei fundamentalen Wechselwirkungen. Die Austauschteilchen koppeln dabei an eine von drei Ladungen, die Teilchen tragen können: die Gluonen koppeln an die Farbladung der starken Wechselwirkung, die Photonen an die elektrische Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung und die W- und Z-Bosonen an die schwache Ladung der schwachen Wechselwirkung. Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse ist Teil der aktuellen Forschung an der starken Wechselwirkung. Auf die Eigenschaften der starken Wechselwirkung wird daher im folgenden Abschnitt etwas genauer eingegangen.

1.2 Starke Wechselwirkung

Damit Teilchen an der starken Wechselwirkung teilnehmen können müssen die Teilchen Farbladung tragen. Anders als die elektrische Ladung gibt es bei der Farbladung keine Zahlenwerte, sondern die Farbladungen „(anti-)rot“, „(anti-)grün“ und „(anti-)blau“. Angelehnt an die Farbenlehre ergibt eine Kombination von Farbe und Antifarbe oder von den drei un-

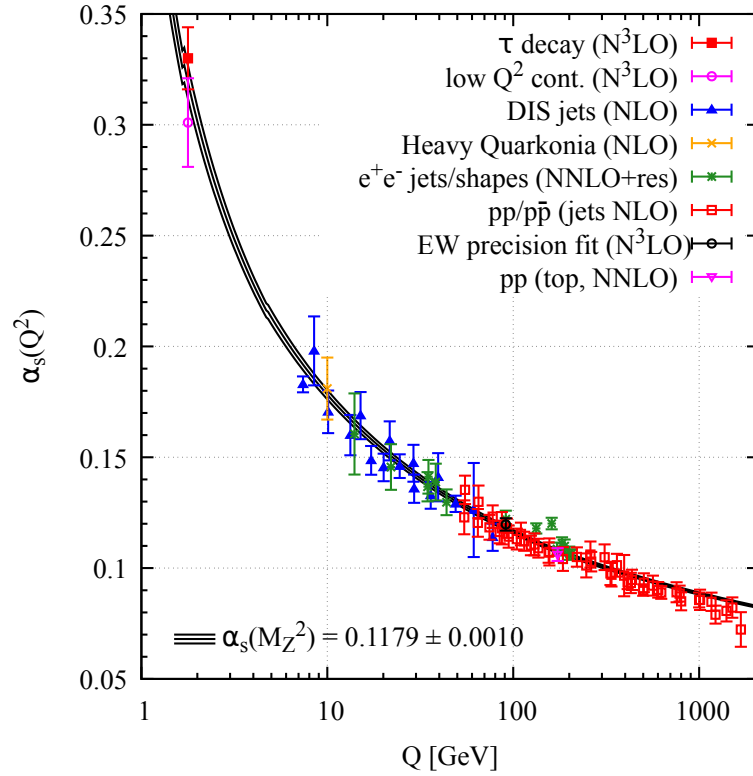
Generation	I	II	III	el. Ladung (e)
Quarks	Up (u)	Strange (s)	Top (t)	$+\frac{2}{3}$
	Down (d)	Charm (c)	Bottom (b)	$-\frac{1}{3}$
Leptonen	Elektron (e)	Myon (μ)	Tau (τ)	-1
	Elektron- Neutrino (ν_e)	Myon- Neutrino (ν_μ)	Tau- Neutrino (ν_τ)	± 0

Tabelle 1.1: Quarks und Leptonen sortiert nach der zugehörigen Generation und der elektrischen Ladung.

terschiedlichen (Anti-)Farbladungen weiß beziehungsweise farblos. Neben den Quarks tragen auch Gluonen Farbladung, was einen entscheidenden Unterschied zwischen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung darstellt. So können Gluonen durch das Tragen von Farbladung mit sich selbst wechselwirken, während Photonen das nicht können. Ein weiterer Unterschied zwischen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung besteht darin, dass Quarks und Gluonen nur in gebundenen Zuständen vorliegen, anders als Leptonen. Die gebundenen Zustände werden Hadronen genannt. Die Kombination von zwei Quarks aus Farbe und entsprechender Antifarbe wird als Meson, die Kombination von drei Quarks aus den unterschiedlichen (Anti-)Farben wird hingegen als Baryon bezeichnet. Hadronen besitzen immer eine Kombination von Quarks, so dass sich die Hadronen nach außen wie farblose Teilchen verhalten, sie nehmen also selbst nicht an der starken Wechselwirkung teil. In der Natur kommen damit keine farbgeladenen Teilchen frei vor. Diese Eigenschaft werden im dem Potential $V(r)$ der starken Wechselwirkung beschrieben. Das Potential der starken Wechselwirkung zwischen zwei farbgeladenen Teilchen ist definiert als

$$V(r) \equiv -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr. \quad (1.1)$$

Der erste Term beschreibt den abstoßenden Teil des Potentials. Dieser verhält sich antiproportional zum Abstand r zwischen zwei farbgeladenen Teilchen und proportional zur Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung hängt vom Impulsübertrag Q zwischen zwei farbgeladenen Teilchen ab, und ist somit entgegen ihrer Bezeichnung nicht konstant. Abbildung 1.1 zeigt diese Impulsübertragsabhängigkeit von α_s wie sie mit Hilfe von verschiedenen Experimenten und Theorien bestimmt wurde. Der Verlauf der Kurve zeigt einen Abfall von α_s mit Q . Für größere Impulsüberträge wird die Kopplungskonstante kleiner, während zu kleinen Impulsüberträgen der gegenteilige Effekt eintritt. Für sehr große Impulsüberträge wird die Kopplungskonstante klein genug, so dass für kleine Abstände r das Potential $V(r)$ gegen Null geht und Quarks „quasi“ frei existieren. Es wird deshalb für Werte von $\alpha_s \ll 1$ von asymptotischer Freiheit ge-



Abbildungung 1.1: Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s in Abhängigkeit des Impulsübertrag Q mit verschiedenen Experimenten und Theorien bestimmt. [Zyl+20].

sprochen. Im Bereich der asymptotischen Freiheit besteht die Möglichkeit, die Auswirkung der starken Wechselwirkung störungstheoretisch zu berechnen. Die theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) geleistet, die im Bereich der asymptotischen Freiheit mit der Störungstheorie erweitert werden kann. Bei dieser erweiterten QCD spricht man auch von der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD).

Der zweite Term der Gleichung 1.1 beschreibt den anziehenden Teil des Potentials und verhält sich proportional zum Abstand r und der sogenannten String-Spannung k . Die *String*-Spannung beträgt etwa 1 GeV/fm [Pov+14]. Beispielhaft bei dem Versuch ein Quark-Antiquark-Paar voneinander zu separieren, wird der abstoßende Teil des Potentials immer kleiner und der anziehende Teil größer. Das Feld zwischen dem Paar wird immer stärker, wie ein Gummiband (auf Englisch *String*) bei dem Versuch es immer weiter zu dehnen. Die Energie, die sich in diesem *String* befindet, wird ab einem gewissen Abstand groß genug, dass sie ausreicht, um ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu bilden. Kommt es zum Riss, auch *String Breaking* genannt, so entsteht ein weiteres Quark und Antiquark, wodurch sich nun zwei Quark-Antiquark-Paar ergeben. Der daraus resultierende Umstand, dass in der Natur farbgeladene Teilchen immer in farbneutralen Bindungen vorliegen, wird als *Confinement* bezeichnet.

Aufgrund des *Confinements* kann die starke Wechselwirkung nur indirekt untersucht werde, zum Beispiel bei Teilchenkollisionen. Im folgenden Abschnitt wird genauer auf Teilchenkollisionen insbesondere auf Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) eingegangen.

1.3 Proton-Proton-Kollisionen

Bei Kollisionsexperimenten werden Teilchen wie Protonen oder schwere Atomkerne wie Blei auf ultrarelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf pp-Kollisionen. Protonen besitzen als Hadronen eine innere Struktur bestehend aus Quarks und Gluonen, die als Partonen zusammengefasst werden. Aufgrund der großen kinetischen Energie der kollidierenden Teilchen kommt es zu sogenannten tiefinelastischen Streuungen, also inelastischen Stößen zwischen zwei oder mehr Partonen der kollidierenden Nukleonen. Der Stoß mit dem größten Impulsübertrag in einer Kollision wird als primärer Stoß bezeichnet. Bei einem Stoß von Partonen können durch die starke Wechselwirkung neue Teilchen entstehen. Etwa sind die hochenergetischen Partonen aus dem Stoß in der Lage, Gluonen abzustrahlen oder in Quark-Antiquark-Paare zu fragmentieren. Wegen des *Confinements* bilden Quarks und Antiquarks sich zu neuen Hadronen, was als Hadronisierung bezeichnet wird. Das Messen dieser Hadronen ermöglicht es, Rückschlüsse auf die Eigenschaften der starken Wechselwirkung zu ziehen. Die Wahrscheinlichkeit, bei einer pp-Kollision ein bestimmtes Hadron h zu erzeugen, wird von dem Wirkungsquerschnitt $\sigma^{pp \rightarrow hX}$ beschrieben. Das X steht dabei für andere Teilchen, die neben den gesuchten Hadron entstehen können. Mit Hilfe des Faktorisierungstheorems kann dieser Wirkungsquerschnitt in drei Teile aufgeteilt werden [CSS89]

$$\sigma^{pp \rightarrow hX} = \hat{\sigma} \otimes PDF \otimes PDF \otimes FF. \quad (1.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ für einen Parton-Parton-Stoß beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Parton-Parton-Stoß stattfindet. Für harte Stöße, also Stöße mit großem Impulsübertrag zwischen den Partonen, kann $\hat{\sigma}$ aufgrund der asymptotischen Freiheit mit Hilfe der pQCD berechnet werden. Die Partondichtefunktion (PDF) beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung ein Parton mit einem bestimmten Impulsanteil des Hadrons innerhalb dieses Hadrons zu finden. Im Fall eines Proton-Proton-Stoßes handelt es sich bei den Hadronen der beiden PDFs aus Gleichung 1.2 um die der beiden kollidierenden Protonen. PDFs werden unter anderem mit Hilfe der Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP) Gleichung aus tiefinelastischen Lepton-Nukleon Streuungen abgeleitet [Abr+15; Zyl+20]. Die Fragmentationsfunktion (FF) beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Parton mit einem bestimmten Impuls in ein Hadron fragmentiert. Aus Messungen von Teilchenproduktionen, wie der Produktion von neutralen Mesonen, können FF bestimmt werden [CS81].

Daher spielt die Messung von neutralen Mesonen, wie dem ω , eine wichtige Rolle für die Entwicklung der Modelle zur Beschreibung von FF.

Bei einem Parton-Parton-Stoß können auch Photonen durch Compton-Streuung und Paarvernichtung von Quark-Antiquark-Paare entstehen. Die auf diese Weise entstehenden Photonen bezeichnet man auch als direkte Photonen. Da Photonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, können die direkten Photonen die Kollisionszone verlassen ohne dort weiter mit anderen Teilchen zu interagieren. Das Messen direkter Photonen liefert dadurch Informationen über Quarks und Gluonen und deren Interaktionen noch bevor es zur Hadronisierung kommt. Viele der Hadronen können in Photonen zerfallen. Beim Messen der Photonen mit einem Detektor kann allerdings nicht unterschieden werden, ob es sich dabei um direkte Photonen oder um Photonen aus Zerfällen von Hadronen handelt. Zur Bestimmung der direkten Photonen ist es essentiell, die Produktionsrate von Hadronen zu kennen, die in Photonen zerfallen können. Das bereits erwähnte ω -Meson gehört zu diesen Hadronen, weshalb die Messung interessant für die Erforschung der starken Wechselwirkung ist. Im folgenden Abschnitt wird deshalb das bereits genannten neutrale ω -Meson genauer beschrieben.

1.4 Neutrale Mesonen

Bei dem ω -Mesons handelt es sich um ein Vektormeson, also ein Meson mit Gesamtdrehimpuls $j = 1$. Das ω besitzt eine Masse von $m_\omega = (782,66 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$. Diese und die weiteren Werte in diesem Abschnitt stammen von der *Particle Data Group* [Zyl+20]. Die Wellenfunktion des ω 's setzt sich aus $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ zusammen: $|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle$. Die mittlere Lebensdauer beträgt $\tau_\omega = (7,583 \pm 0,114) \cdot 10^{-23} \text{ s}$, berechnet aus der Zerfallsbreite $\Gamma = (8.68 \pm 0.13) \text{ MeV}$ über den Zusammenhang $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$. Bei den beiden dominanten Zerfallskanälen handelt es sich um einen elektromagnetischen und einen starken Zerfallskanal. Das ω zerfällt zu $(8,34 \pm 0,26)\%$ über den elektromagnetischen Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Der starke Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ besitzt mit $(89,2 \pm 0,7)\%$ eine größere Wahrscheinlichkeit. Die Wahrscheinlichkeit eines Zerfallkanals wird auch als sogenanntes *Branching Ratio* BR bezeichnet. Diese Arbeit konzentriert sich auf den elektromagnetischen Zerfallskanal, der hiermit zum ersten Mal innerhalb des ALICE-Experiments zur Messung von ω -Mesonen verwendet wird. Da das ω in ein π^0 zerfällt, wird im Folgenden das π^0 kurz vorgestellt.

Das π^0 gehört zu den pseudoskalaren Mesonen, also zu den Mesonen mit Gesamtdrehimpuls $j = 0$. Mit einer Masse von $m_{\pi^0} = (134,9768 \pm 0,0005) \text{ MeV}/c^2$ ist das π^0 das leichteste Meson. Das π^0 zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = (8,43 \pm 0,13) \cdot 10^{-17} \text{ s}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von $(98,823 \pm 0,034)\%$ über den Zerfallskanal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Die Wellenfunktion des π^0 setzt sich ebenfalls, wie die des ω aus $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ zusammen:

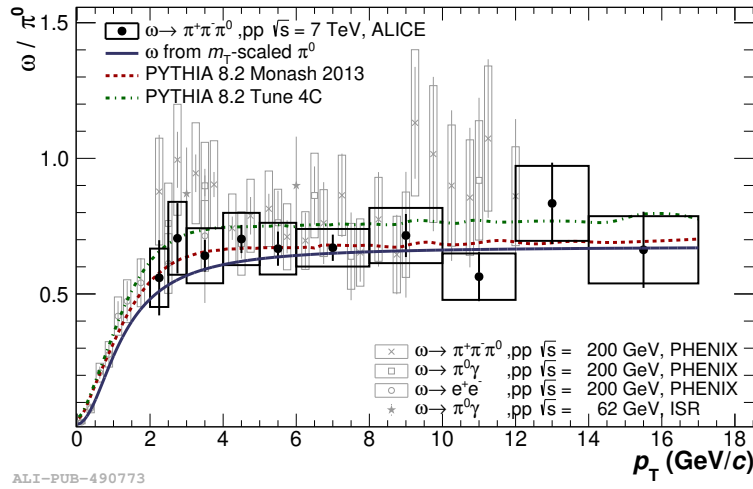


Abbildung 1.2: Verhältnis der Produktionsrate von ω zu π^0 verschiedener Messungen mit Vergleich zu theoretischen Modellen. [Ach+20].

$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle$. Das ω und das π^0 besitzen also denselben Quarkinhalt, unterscheiden sich aber im Gesamtdrehimpuls und der Masse. Ein Vergleich der Produktionsraten der beiden Mesonen könnte daher Aufschluss über die Abhängigkeit der FF vom Gesamtdrehimpuls oder der Masse geben. Abbildung 1.2 zeigt das Verhältnis der Produktionsraten von ω zu π^0 , aus verschiedenen Messungen, sowie die Beschreibung theoretischer Modelle. Durch die Messung des ω in dieser Analyse könnte dieses Bild mit einer weiteren Messung ergänzt werden.

Da das ω und das π^0 beide nach kurzer Zeit zerfallen, können sie nur indirekt durch die Zerfallsphotonen gemessen werden. In dieser Arbeit werden die beiden Mesonen über eine Rekonstruktion ihrer invarianten Masse gemessen. Dazu werden die Energien und Impulse der Zerfallsphotonen benötigt. Auf Basis der Viererimpulserhaltung kann mit folgende Formel die invariante Masse des π^0 bestimmt werden:

$$m_{\text{inv},\pi^0} = \sqrt{2 \cdot E_1 E_2 \cdot (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma})}. \quad (1.3)$$

Dabei stehen E_1 und E_2 für die Energie der beiden Zerfallsphotonen des π^0 und $\theta_{\gamma\gamma}$ beschreibt den Winkel zwischen den beiden Impulsvektoren der beiden Photonen.

Mit Hilfe der invarianten Masse des π^0 kann die invariante Masse des ω 's bestimmt werden:

$$m_{\text{inv},\omega} = \sqrt{m_{\text{inv},\pi^0}^2 + 2 \cdot E_\gamma \cdot (E_{\pi^0} - p_{\pi^0} \cdot \cos \theta_{\pi^0\gamma})}. \quad (1.4)$$

Hierbei steht E_γ für die Energie des Zerfallsphotons aus dem ω -Zerfall. Der Impuls p_{π^0} und die Energie E_{π^0} des π^0 können aus der invarianten Masse m_{inv,π^0} und den Impulsen der Zerfallsphotonen berechnet werden. Der Winkel zwischen dem Impuls des π^0 und des Photon aus dem ω -Zerfall wird durch $\theta_{\pi^0\gamma}$ beschrieben.

Die Analyse von neutralen Mesonen wird häufig als Funktion des Transversalimpulses p_T durchgeführt. Dieser lässt sich für ein Mutterteilchen, das in zwei Töchterteilchen zerfällt, folgendermaßen berechnen:

$$p_T = \sqrt{(p_x^1 + p_x^2)^2 + (p_y^1 + p_y^2)^2}. \quad (1.5)$$

Wobei $p_{x/y}^{1/2}$ für die x- bzw. y-Komponente des Impulses des ersten beziehungsweise zweiten Tochterteilchens steht.

Die Daten, die im Rahmen dieser Arbeit zur Analyse des ω -Mesons verwendet werden, stammen aus dem ALICE-Experiment. Das ALICE-Experiment sowie die für diese Arbeit wichtigen Detektoren werden im folgenden Kapitel näher erläutert.

2 Experimenteller Aufbau

Das ALICE-Experiment gehört neben anderen Experimenten zum CERN, einem internationalen Forschungszentrum, dessen Standort an der Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz nahe Genf liegt. Das CERN wurde 1954 gegründet, umfasst mittlerweile 23 Mitgliedstaaten und ist mit über 3400 Mitarbeiter:innen das größte Forschungszentrum der Welt. Am CERN werden verschiedene Experimente zur Erforschung im Bereich der Atom- und Kernphysik durchgeführt. Das ALICE-Experiment, als eines dieser Experimente, befindet sich am *Large Hadron Collider* (LHC).

2.1 LHC

Der LHC ist mit einem Umfang von circa 26,7 km der größte Teilchenbeschleuniger weltweit. Der LHC kann in acht Umlenk- und acht Beschleunigungsabschnitte unterteilt werden, in denen Protonen oder Ionen auf ultrarelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden können. Durch den abwechselnden Aufbau aus gekrümmten Umlenk- und geraden Beschleunigungsabschnitten besitzt der LHC keine perfekte Kreisform. Der mittleren Radius des LHC beträgt etwa $r = 4,3$ km [Nie11]. In den Umlenkabschnitten befinden sich insgesamt 1232 supraleitende Dipolmagnete um die beschleunigten Teilchen in der Bahn zu halten. Die maximale Magnetfeldstärke dieser Dipolmagnete beträgt $B = 8,33$ T. Die Energie, auf die geladene Teilchen maximal beschleunigt werden können, lässt sich durch Gleichung 2.1 abschätzen:

$$E_{max} \approx r \cdot B \cdot q \cdot c. \quad (2.1)$$

Dabei steht q für die Ladung des Teilchens, das beschleunigt wird. Zusätzlich wird angenommen, dass das Teilchen auf ultrarelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt wird und die Masse viel kleiner als die Energie ist. Da es sich bei dem LHC Beschleunigerring um keinen perfekten kreisrunden Beschleuniger mit homogenem Magnetfeld handelt, ist der tatsächliche Wert der Energie geringfügig anders.

Mit den acht Beschleunigerabschnitten wurden Protonen während Run 1 und Run 2 im LHC auf Energien von bis zu $E = 6,5$ TeV beschleunigt. Dabei werden *Bunches*, also Bündel, bestehend aus bis zu 10^{11} Protonen auf einmal beschleunigt. Bei der Datennahme

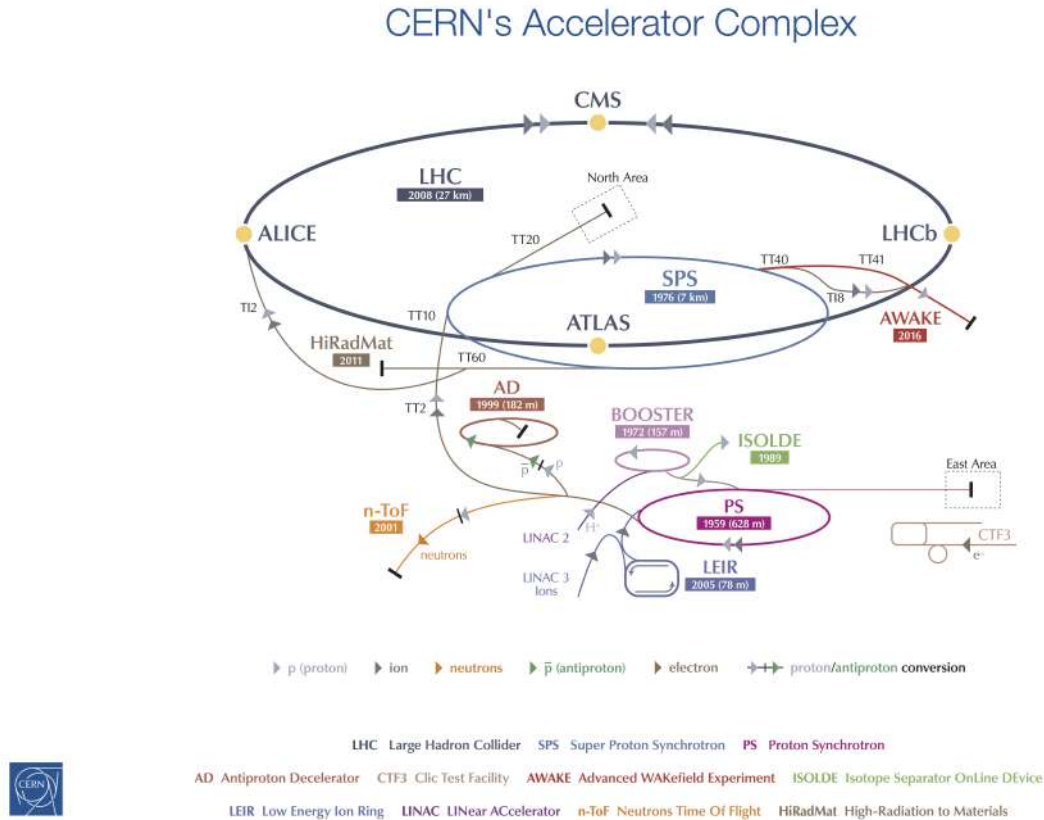


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der Beschleunigeranlage am CERN [Haf13].

der in dieser Arbeit verwendeten Daten betrug der zeitlich Abstand zwischen zwei *Bunches* $t = 25$ ns.

Die *Bunches* müssen, bevor sie in den LHC kommen können, bereits auf eine bestimmte Energie beschleunigt werden. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Aufbau der gesamten Beschleunigeranlage am CERN. Die verschiedenen Stationen, die die *Bunches* von Protonen durchlaufen bis sie in den LHC kommen, wird mit grauen Pfeilen angedeutet. Zunächst werden die *Bunches* von Protonen im *Linear Accelerator 2* (LINAC 2) beschleunigt von wo aus sie in den *Proton Synchrotron Booster* (PSB) gelangen. Anschließend werden sie im *Proton Synchrotron* (PS) und dem *Super Proton Synchrotron* (SPS) beschleunigt, um dann mit einer Energie von $E = 450$ GeV in den LHC injiziert zu werden. Die Injektion der *Bunches* erfolgt an zwei unterschiedlichen Stellen des LHC. Wie bei einem *Collider* üblich, werden so zwei gegenläufige Strahlen erzeugt. An bestimmten geraden Abschnitten des LHC, den Kollisionspunkten, befinden sich Experimente, wie das ALICE-Experiment, wo die *Bunches* sich kreuzen können, damit es zur Teilchenkollision kommen kann. Bei einer pp-Kollision im LHC betrug die verfügbare Energie $\sqrt{s}$:

$$\sqrt{s} = 2 \cdot E \quad (2.2)$$

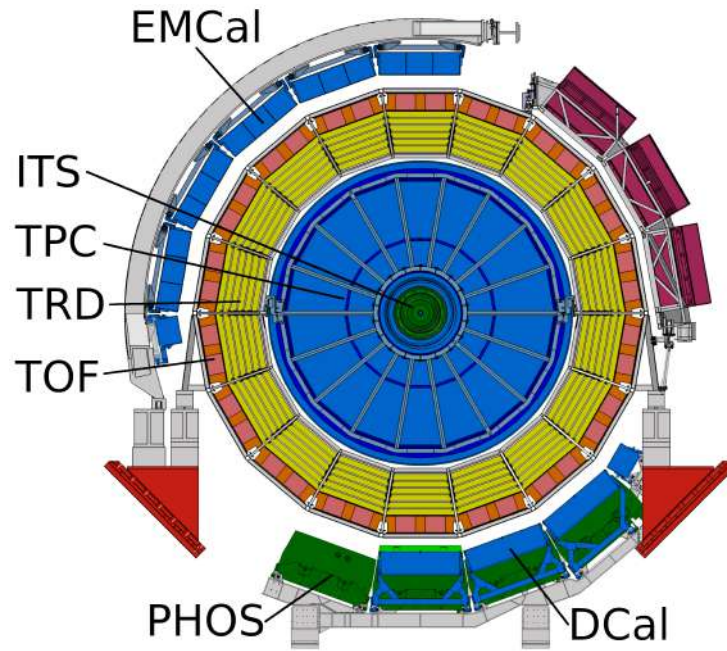


Abbildung 2.2: Schematischer Querschnitt des ALICE-Experiments. [Cau14].

maximal 13 TeV [CER]. Die Schwerpunktsenergie hängt also nur von der Energie E der beschleunigten Teilchen ab. Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen alle aus pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Im folgenden Abschnitt werden die für diese Arbeiten wichtigen Detektoren des ALICE-Experiments näher erläutert. Das *ElectroMagnetic Calorimeter* (EMCal) wird in einem eigenen Abschnitt beschrieben, da mit dem EMCal die Photonen, die in dieser Analyse verwendet werden, gemessen wurden.

2.2 ALICE

Das ALICE-Experiment besteht aus einer Vielzahl von unterschiedlichen Detektoren, um Eigenschaften der starken Wechselwirkung bei extrem hohen Energiedichten zu untersuchen. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Querschnitt des ALICE-Experiments senkrecht zur Strahlachse des LHC. In der Mitte des ALICE-Experiments befindet sich der Kollisionspunkt, wo sich die entgegengesetzt fliegenden *Bunches* kreuzen. Im Inneren um den Kollisionspunkt befindet sich das *Inner Tracking System* (ITS). Das ITS wird von der *Time-Projection Chamber* (TPC) umschlossen, die wiederum vom *Transition Radiation Detector* (TRD) umgeben ist. Weiter außen befindet sich die *Time Of Flight* (TOF). Diese vier zylinderförmigen Detektoren dienen vor allem der Teilchenidentifizierung und Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen. Bei den restlichen drei beschrifteten Detektoren in der Abbildung handelt es sich

um elektromagnetische Kalorimeter, die vor allem zur Messung von Photonen, Elektronen und Positronen verwendet werden. Unten eingezeichnet befindet sich das *Photon Spectrometer* (PHOS), das sich im Querschnitt mit dem *Di-Jet Calorimeter* (DCal) fast vollständig überdeckt. Oben links befindet sich das EMCal. Ein Magnet mit einer Magnetfeldstärke von bis zu $B = 0,5$ T umschließt die eben genannten Detektoren. Das für diese Arbeit ebenfalls wichtige V0 Detektorsystem, das nicht abgebildet wird, befindet sich wie das ITS direkt an der Strahlachse. Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Detektoren genauer beschrieben.

ITS

Das ITS besteht aus sechs Lagen, von denen jeweils zwei Lagen gleich sind. Mit einem minimalen Abstand von 3,9 cm zur Strahlachse bilden die *Silicon Pixel Detectors* (SPD) die zwei innersten Lagen. Darüber befinden sich zwei Lagen *Silicon Drift Detectors* (SDD). Die äußeren beiden Lagen setzen sich aus *Silicon Strip Detectors* (SSD) zusammen. Insgesamt deckt das ITS einen Raumwinkel von $\varphi = 2\pi$ und $|\eta| < 0,9$ ab.

Neben der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen wird das ITS genutzt um den primären Vertex einer Kollision zu bestimmen, da Kollisionen nicht immer exakt in der Mitte des ALICE-Experiments stattfinden [Con12].

TPC

Die TPC besteht aus einem fast 90 m^3 großen zylinderförmigen Volumen, in dem sich ein Gasgemisch befindet. Die räumliche Abdeckung der TPC beträgt $\varphi = 2\pi$ und $|\eta| < 0,9$. In den Jahren 2016 und 2018 bestand das Gasgemisch aus Argon und Kohlenstoffdioxid, während 2017 Neon anstelle von Argon im Gasgemisch verwendet wurde. Die beiden runden Enden der TPC bestehen aus Ausleseelektronik hinter denen sich pro Seite eine Anode befindet. Zusammen mit einer Kathode in der Mitte der TPC bilden die Anoden zwei homogene elektrische Felder [Del+00]. Fliegt ein geladenes Teilchen durch die TPC so kann dieses Teilchen das Gas ionisieren. Während die Gasionen durch das elektrische Feld Richtung Kathode driften, werden die Elektronen, die bei der Ionisierung entstehen, Richtung Anode beschleunigt. Dort treffen die Elektronen auf die Ausleseelektronik, woraus die x- und y-Koordinaten sowie die Driftzeit t bestimmt werden kann. Mit diesen Informationen können die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden. Außerdem kann durch den spezifischen Energieverlust pro Längeneinheit $\frac{dE}{dx}$ mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel eine Teilchenidentifizierung durchgeführt werden [Alm+10].

V0

Das V0 Detektorsystem besteht aus zwei von einander unabhängigen Detektoren V0A und V0C, die den gleichen Aufbau besitzen. Ihre Raumabdeckung beträgt $\varphi = 2\pi$ für beide Detektoren und $2,8 < \eta < 5,1$ für V0A beziehungsweise $-3,7 < \eta < -1,7$ für V0C. In der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse wird das V0 Detektorsystem verwendet, um die Datenaufnahme einer Kollisionen (*Event*) zu starten. Dieser Prozess wird als *Trigger* bezeichnet und wird im Folgenden beschrieben [Abb+13].

Trigger

Das ALICE-Experiment nimmt Daten auf, wenn unter bestimmten Bedingungen *Trigger* ausgelöst werden. Dabei gibt es mehrere *Trigger* mit unterschiedlichen Bedingungen. Der *Trigger* mit den geringsten Anforderungen wird *Minimum Bias* (MB) *Trigger* genannt, aufgrund der minimalen Anforderungen. Die Anforderungen für den MB *Trigger* bestehen aus einem Koinzidenzsignal in V0A und V0C [Abe+13]. Damit soll garantiert sein, dass bei der Datenaufnahme auch ein *Event* stattfindet.

In dieser Arbeit werden noch zwei weitere *Trigger* verwendet, die im folgenden Abschnitt zusammen mit dem EMCAL erläutert werden.

2.3 Elektromagnetisches Kalorimeter EMCAL

Die beiden Detektoren EMCAL und DCal besitzen den gleichen technischen Aufbau und unterscheiden sich nur in dem Raumwinkel, den sie abdecken. Daher ist in dieser Arbeit mit dem EMCAL auch das DCal gemeint, es sei denn das DCal wird explizit erwähnt. Zunächst wird in diesem Abschnitt der Aufbau und die Funktionsweise des EMCAL beschrieben. Danach wird auf die Messung von Photonen eingegangen und zuletzt wird die Funktionsweise der beiden für die Arbeit relevanten *Trigger* vorgestellt.

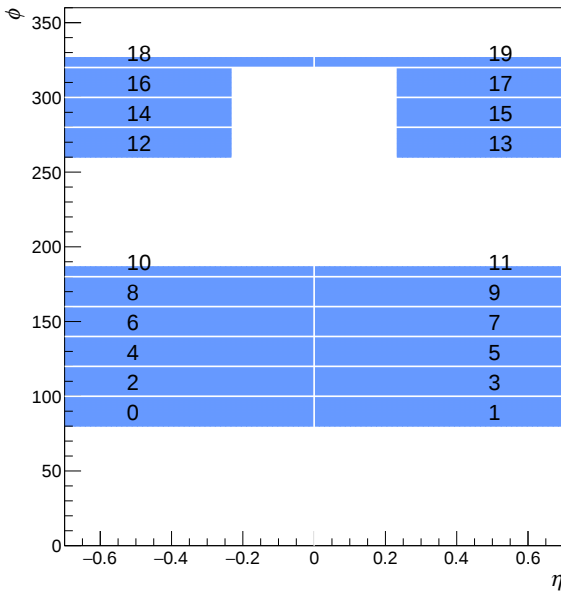
Aufbau

Mit einer Abmessung von $6 \times 6 \times 24,6 \text{ cm}^3$ sind die Zellen die kleinsten Bauelemente des EMCAL. Die Seite der Zellen, die in Richtung Kollisionspunkt zeigt, besitzt dabei eine Fläche von $6 \times 6 \text{ cm}^2$. Das entspricht einer Raumabdeckung von $\Delta\eta \times \Delta\varphi \simeq 0,0143 \times 0,0143 \text{ rd}^2$. Jeweils vier Zellen werden zu 2×2 ($\eta \times \phi$) Gruppen in Module zusammengefasst. Die Module werden wiederum zu Supermodulen zusammengefasst, die in drei verschiedenen Größen vorliegen: *full sized*, $\frac{2}{3}$ -sized und $\frac{1}{3}$ -sized. Ein *full sized* Supermodul besteht aus 12×24 ($\eta \times \phi$) Modulen. Die $\frac{2}{3}$ -sized Supermodule werden aus 12×16 ($\eta \times \phi$) Modulen zusammengesetzt und die $\frac{1}{3}$ -sized Supermodule aus 4×24 ($\eta \times \phi$) Modulen. Abbildung 2.3a zeigt den Aufbau

des EMCal und des DCal wobei die Supermodule von 0 bis 19, wie beim ALICE-Experiment üblich, nummeriert sind. So besteht das EMCal selbst aus zehn *full sized* (0 bis 9) und zwei $\frac{1}{3}$ -*sized* Supermodulen (10 & 11). Das DCal dagegen besteht aus sechs $\frac{2}{3}$ -*sized* (12 bis 17) und zwei $\frac{1}{3}$ -*sized* Supermodulen (18 & 19). Mit einem Abstand von 450 cm zur Strahlachse ergibt sich damit für das EMCal eine räumliche Abdeckung von $|\eta| < 0,7$ und $80^\circ < \varphi < 187^\circ$. Da das DCal das PHOS teilweise umschließt, weisen die $\frac{2}{3}$ -*sized* Supermodule eine Lücke bei zentralen Rapidität auf. Die Abdeckung dieser Supermodule ergibt sich zu $0,22 < |\eta| < 0,7$ und $260^\circ < \varphi < 320^\circ$. Die beiden $\frac{1}{3}$ -*sized* des DCal decken dagegen den Bereich $|\eta| < 0,7$ und $320^\circ < \varphi < 327^\circ$ ab.

Funktionsweise

Der Aufbau einer Zelle des EMCal basiert auf der Shashlik-Technologie, also dem Abwechsel einer Absorber- und einer Szintillatorschicht [Cor+08]. Jede Zelle besitzt 76 Schichten aus Blei als Absorber- und 77 Szintillatorschichten. Trifft ein Photon, Elektron oder Positron auf eine Zelle, so können durch unterschiedliche Interaktionen mit der Bleischicht elektromagnetische Schauer entstehen: Fliegt ein Elektron oder Positron durch eine Bleischicht, so können Photonen durch Bremsstrahlung entstehen. Stoßionisation kann ebenfalls auftreten wodurch zusätzliche Elektronen aus den Bleiatomen gelöst werden. Für höhere Energien der Elektronen beziehungsweise Positronen tritt die Bremsstrahlung häufiger auf als die Ionisation.



(a)



(b)

Abbildung 2.3: (a) Schematischer Aufbau der Supermodule des EMCal und DCal [Kön19]. (b) Modul des EMCal mit Lichtleitern als Verbindung zwischen Zellen und Avalanche-Photodioden [Cor+08].

on der Bleiatome. Photonen können durch die schweren Bleiatome beim Durchqueren durch Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. In der Szintillatorschicht wird das Szintillationsmaterial durch die Elektronen, Positronen und Photonen des elektromagnetischen Schauers angeregt und gibt dann selbst niederenergetische Photonen ab. Abbildung 2.3b zeigt die Lichtleiter eines Moduls, die die niederenergetischen Photonen aus den Szintillatorschichten an Avalanche-Photodioden weiterleiten. Die Avalanche-Photodioden dienen als Photomultiplier um das Signal der Szintillatoren zu verstärken. Zusätzlich wird das bereits verstärkte Signal durch einen ladungssensitiven Vorverstärker erneut verstärkt. Von dort aus gelangt das Signal in die sogenannten *T-Cards* und dann schließlich weiter an die *Front End Electronic*, die aus dem Signal die Energie berechnet, die durch das initiale Teilchen in den Zellen deponiert wurde. Dabei leitet eine *T-Card* das Signal von vier Modulen, also 16 Zellen, weiter.

Clusterizer

Eine wichtige Materialeigenschaft der Zellen ist der Molière-Radius, der angibt wie weit sich ein elektromagnetischer Schauer ausbreitet. Innerhalb des Molière-Radius wird 90% der Energie eines Teilchen deponiert. Für die Zellen des EMCAL beträgt der Molière-Radius $R_M = 3,2$ cm [Cor+08]. Da die Seite der Zellen, die in Richtung Kollisionspunkt zeigt, von der Mitte bis zum Rand nur 3 cm groß ist, kann sich der Schauer eines Teilchens über mehrere Zellen erstrecken. Aus diesem Grund werden benachbarte Zellen mit einem Algorithmus, dem *Clusterizer* zu *Clustern* zusammengefasst. Um ein *Cluster* zu bilden, benötigt der *Clusterizer* zunächst eine Startzelle. Als Startzelle dient die Zelle mit der meisten Energie, die noch nicht in einem *Cluster* verwendet wird und eine Mindestenergie von $E_{seed} = 500$ MeV besitzt. Von der Startzelle aus werden direkt anliegende Zellen dem *Cluster* hinzugefügt, sofern diese drei Bedingungen erfüllen: Zum einen darf die anliegende Zelle keinem anderen *Cluster* angehören. Zum anderen muss die Zelle eine Energie über dem Mindestwert von $E_{agg} = 100$ MeV besitzen, darf gleichzeitig aber nicht mehr als 110% der Energie der Nachbarzelle besitzen, von der aus sie zum *Cluster* hinzugefügt wird. Der *Clusterizer* wiederholt die Bildung von *Clustern*, bis es keine Startzellen mehr gibt.

Die Form von *Clustern* kann durch eine Energiegewichtung der Position der Zellen mit einer Ellipse beschrieben werden. Die lange Halbachse dieser Ellipse wird als M_{02} bezeichnet und spielt eine wichtige Rolle zur Unterscheidung von *Clustern*, die durch Photonen hervorgerufen werden, und anderen *Clustern*. *Cluster*, deren Wert von M_{02} in einem bestimmten Bereich liegt, werden in dieser Arbeit als Photonkandidaten verwendet. Der Wertebereich kann wieder variabel gewählt werden und wird in Abschnitt 3.3 genauer beschrieben.

EMCal-Trigger

Der zuvor beschriebene MB-*Trigger* dient als Startsignal der Datenaufnahmen. Durch zusätzliche Bedingungen wird ermöglicht, auf spezielle, seltenere *Events* zu *triggern*. Die in dieser Arbeit verwendeten EMCal-*Trigger* werden genutzt, um *Events* mit energiereichen Photonen zu selektieren. Zum Zeitpunkt der *Triggerentscheidung* liegen allerdings keine *Cluster* vor. Stattdessen wird die Energie von 4×4 Zellen aufaddiert um die Energie von möglichen Photonenkandidaten abzuschätzen. Liegt der Wert einer dieser 4×4 Zellen großen *Cluster* über einem gewissen Schwellenwert, wird der *Trigger* ausgelöst. In dieser Arbeit werden die *Trigger* EG1 und EG2 verwendet mit Schwellenwerten von $E_{EG1} = 8,8$ GeV und $E_{EG2} = 3,5$ GeV.

Im folgenden Kapitel wird die Analyse der Daten beschrieben, wobei zunächst die Daten-, sowie die Zell- und Clusterauswahl dargelegt wird.

3 Analyse

In diesem Kapitel wird eine Analyse zur Bestimmung der Produktionsrate von ω -Mesonen präsentiert. Zuerst werden die Anforderungen, die an die verwendeten Daten gestellt werden, aufgeführt. Dazu zählen die Eigenschaften der aufgezeichneten Datensätze, der einzelnen *Events* und der Zellen beziehungsweise *Cluster*, die für diese Analyse verwendet werden. Da in der Analyse, die in der vorliegenden Arbeit dargelegt wird, ω -Mesonen über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ analysiert werden, folgt im nächsten Kapitel zunächst eine Beschreibung der Bestimmung der π^0 -Kandidaten. Anschließend wird im nachfolgenden Kapitel die Bestimmung der ω -Kandidaten beschrieben.

3.1 Auswahl der Daten

Die in dieser Arbeit vorgestellten Analyse basiert auf Daten aus pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV. Die Aufnahme dieser Daten mit dem ALICE-Experiment erfolgte in den Jahren 2016, 2017 und 2018. Dabei unterteilt man die Datenaufnahme in *Runs*. Während eines *Runs* bleiben die Einstellungen der Detektoren im Experiment unverändert. Mehrere *Runs* des gleichen Kollisionssystems bei konstanter Schwerpunktsenergie über einem gewissen Zeitraum werden zu einer Periode zusammengefasst. Bei ALICE werden die Perioden nach dem Schema LHC[Index_{Jahr}][Index_{Periode}] benannt. Der Index „Jahr“ steht dabei für die letzten zwei Ziffern des Jahres, in dem die Datenaufnahme erfolgt. Für den Index „Periode“ wird ein Kleinbuchstabe verwendet. Dieser Index ordnet dabei zeitlich aufsteigend die verschiedenen Perioden eines Jahres.

Tabelle 3.1 zeigt die Perioden, die in dieser Arbeit analysiert werden, sowie die Statistik, also die Anzahl an akzeptierten *Events* in diesen Perioden für die beiden *Trigger* EG1 und EG2. Die Schwellenwerte, um die *Trigger* auszulösen, betragen in den verwendeten Perioden $E_{EG1} = 8,8$ GeV für den EG1-*Trigger* und $E_{EG2} = 3,5$ GeV für den EG2-*Trigger*.

Monte-Carlo-Simulation

Zusätzlich zu den Daten, die mit dem ALICE-Experiment aufgenommen wurden, werden auch Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) benötigt. MC-Simulationen dienen zur

Periode	Statistik EG1 ($\times 10^6$)	Statistik EG2 ($\times 10^6$)
LHC16i	1,37	2,78
LHC16j	1,94	3,95
LHC16k	13,7	18,50
LHC16o	4,80	6,51
LHC16p	2,33	3,23
LHC17h	4,76	7,26
LHC17i	0,13	0,16
LHC17j	$< 0,01$	0,04
LHC17k	6,23	7,74
LHC17l	6,85	8,77
LHC17m	7,59	10,08
LHC17o	9,53	12,80
LHC17r	2,07	2,78
LHC18b	0,02	0,20
LHC18d	2,96	3,74
LHC18e	3,94	5,01
LHC18f	4,55	5,84
LHC18h	0,30	0,38
LHC18j	0,01	0,01
LHC18k	0,06	0,70
LHC18l	3,36	4,43
LHC18m	8,86	11,24
LHC18o	2,80	3,48
LHC18p	4,71	5,87
gesamt	94,46	125,52

Tabelle 3.1: Auflistung der verschiedenen verwendeten Perioden sowie die Anzahl *Events* mit dem EG1- beziehungsweise EG2-*Trigger*.

$p_{T,\gamma} \geq 3,5 \text{ GeV}$		$p_{T,\gamma} \geq 7 \text{ GeV}$	
min. p_T^{hard} (GeV)	max. p_T^{hard} (GeV)	min. p_T^{hard} (GeV)	max. p_T^{hard} (GeV)
5	7	8	10
7	9	10	14
9	12	14	19
12	16	19	26
16	21	26	35
21	10000	35	48
		48	66
		66	10000

Tabelle 3.2: Wertebereich der p_T^{hard} -Bins für beiden $p_{T,\gamma}$ Bedingungen.

Korrektur von Detektoreffekten, wie der Effizienz. Eine Beschreibung der Korrekturen folgt in Abschnitt 4.1. Eine MC-Simulation kann in zwei Teile unterteilt werden: der Teilchenproduktion und der Interaktion der in der Kollision entstandenen Teilchen mit den Detektoren und dem Material im Experiment. Für die Beschreibung der Teilchenproduktion wird der *Event-Generator* PYTHIA 8.2 verwendet. Die Teilchenproduktion von PYTHIA kann durch verschiedene Parameter angepasst werden [Sjö+15]. Eine Zusammenstellung dieser Parameter wird als *Tune* bezeichnet. In dieser Arbeit wird PYTHIA 8.2 mit dem Monasch 2013 *Tune* [SCR14] verwendet. Die Interaktion der entstandenen Teilchen mit den Detektoren und dem Material, wie den Trägerstrukturen, erfolgt mit GEANT3 [Bru+78].

Bei den MC-Simulationen, die in dieser Arbeit verwendet werden, handelt es sich im Speziellen um *Jet-Jet*-Monte-Carlo-Simulationen (JJ MC-Simulationen). Für diese Art von MC-Simulationen wird der Impulsübertrag des primären harten Stoßes in transversaler Richtung (p_T^{hard}) auf einen Wertebereich eingeschränkt. Eine einzelne JJ MC-Simulationen kann dabei aus mehreren Wertebereichen, den sogenannten p_T^{hard} -Bins, bestehen. Bei Impulsüberträgen, wie sie in JJ MC-Simulationen gefordert werden, wird davon ausgegangen, dass sich ein oder mehrere *Jets* bilden [Ran16]. Zusätzlich wird für die verwendeten JJ MC-Simulationen noch die Bedingung gefordert, dass mindestens ein Zerfallsphoton mit einem Transversalimpuls von $p_{T,\gamma} \geq 3,5 \text{ GeV}$ beziehungsweise $p_{T,\gamma} \geq 7 \text{ GeV}$ auf entweder das EMCal oder das DCal (einschließlich der Akzeptanz des PHOS) trifft. Diese Anforderungen werden gestellt, um die statistischen Unsicherheiten für Teilchen mit einem Transversalimpuls oberhalb der Triggerschwelle in der MC-Simulation zu minimieren. Tabelle 3.2 zeigt den Wertebereich der p_T^{hard} -Bins für die beiden $p_{T,\gamma}$ -Bedingungen. Tabelle 3.3 zeigt die Anzahl an generierten *Events* und die Bezeichnungen der JJ MC-Simulationen für die beiden $p_{T,\gamma}$ und die beiden Akzeptanzbereiche.

Um die Wahrscheinlichkeitsverteilung der *Events* der JJ MC-Simulation in Abhängigkeit von p_T^{hard} an die beobachtete Wahrscheinlichkeitsverteilung der *Events* in MB getriggerten Daten anzupassen, wird jedes *Event* der JJ MC-Simulation gewichtet. Das Gewicht eines

	$p_{T,\gamma} \geq 3,5 \text{ GeV}$		$p_{T,\gamma} \geq 7 \text{ GeV}$	
	b1 (EMCal)	b2 (DCal+PHOS)	c1 (EMCal)	c2 (DCal+PHOS)
LHC18l6	8,74	8,73	8,66	8,61
LHC19i3	8,87	8,86	8,79	8,75
LHC20b1	8,28	5,96	8,20	5,87
generierte Statistik pro $p_T^{hard}\text{-Bin}$ ($\times 10^6$)				

Tabelle 3.3: Auflistung der verschiedenen verwendeten JJ MC-Simulationen sowie die Anzahl an *Events* abhängig von $p_{T,\gamma}$ und Detektor.

Bezeichnung	Wert
Vertexauflösung	$ z_{Vertex} < 10 \text{ cm}$
Anzahl Vertices	$N_{Vertices} = 1$
$Pile-Up$	$N_{SPD-Cluster} < 4 \cdot N_{SPD-Tracklets} + 60$

Tabelle 3.4: In dieser Arbeit gestellte Anforderungen und deren Bezeichnungen für einzelnen *Events*.

Events hängt dabei davon ab, welchem $p_T^{hard}\text{-Bin}$ das *Event* zugeordnet ist.

Damit ein *Event* aus einer JJ MC-Simulation akzeptiert wird, werden folgende Bedingungen gefordert, um physikalisch sinnvolle *Events* zu selektieren:

- Der Transversalimpuls eines *Jets* muss zwischen $0,1 \cdot p_T^{hard}$ und $2,5 \cdot p_T^{hard}$ liegen.
- Der Transversalimpuls jedes einzelnen Teilchens muss kleiner als $0,9 \cdot p_T^{hard}$ sein.

3.2 Auswahl der Events

Neben den bereits im vorherigen Abschnitt erwähnten Bedingungen für die Auswahl der Datensätze werden noch Anforderungen an die einzelnen *Events* gestellt, damit sie in dieser Arbeit verwendet werden können. Tabelle 3.4 zeigt die drei Anforderungen, die in dieser Arbeit an die einzelnen *Events* gestellt werden, sowie die Bezeichnung für diese Anforderungen. Im Folgenden werden die drei Anforderungen kurz erläutert.

Auflösung

Die in Kapitel 2 aufgeführten Detektoren des ALICE-Experiments, mit Ausnahme des V0 Detektorsystems, befinden sich symmetrisch um einen Wert in z-Richtung. Dieser Punkt wird mit $z = 0$ als Mittelpunkt des Experiments festgelegt und als nomineller Vertex bezeichnet. Die Auflösung des ITS nimmt aufgrund dieses symmetrischen Aufbaus mit der Distanz zum nominellen Vertex ab. Um eine optimale Auflösung für die Position des Vertex zu garantieren,

wird deshalb der Abstand des rekonstruierten zum nominellen Vertex auf 10 cm in z-Richtung eingeschränkt.

Anzahl Vertices

Die Anzahl an Vertices wird in der hier vorgestellten Analyse auf genau ein Vertex pro *Event* eingeschränkt. Im Folgenden werden zwei Gründe für die Wahl dieser Bedingung beschrieben.

Als Ziel der hier vorgestellten Analyse soll die Wahrscheinlichkeit, dass ein ω in einer Kollision entsteht, bestimmt werden. Dazu muss auf die Anzahl der Kollisionen normiert werden. Bei *Events* mit mehr als einem Vertex ist unklar, ob eine Kollision oder mehrere Kollisionen zum *Triggern* dieses *Events* geführt haben. Deshalb kann die Anzahl an Kollisionen nur für *Events* mit genau einem Vertex bestimmt werden.

Die Messung der ω erfolgt in der hier vorgestellten Analyse über die Rekonstruktion der invarianten Masse (siehe Gleichung 1.3 und 1.4). Dafür werden die Viererimpulse der Photonen, die bei der Zerfallskette $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ entstehen, benötigt. Um einen Viererimpuls für ein Photon bestimmen zu können, wird die Energie des Photons sowie zwei Ortspunkte ihrer Flugtragjektorie benötigt. Für die Energie wird die in einem *Cluster* deponierte Energie und für einen Ortspunkt die Position dieses *Clusters* verwendet. Da sowohl das π^0 als auch das ω sehr kurze mittlere Lebensdauern besitzen, kann man davon ausgehen, dass die Zerfallsphotonen direkt im Kollisionsvertex entstehen und somit kann der Kollisionsvertex als zweiter Ortspunkt verwendet werden. Bei *Events* mit mehr als einem Vertex fehlt die Information aus welchem Vertex die Photonen stammen.

Daher werden nur *Events* mit genau einem Vertex in der hier vorgestellten Analyse verwendet.

Pile-Up

Das letzte Kriterium dient dem Ausschluss von sogenanntem *Pile-Up*. Als *Pile-Up* werden Ereignisse, wie zusätzliche Interaktionen mit dem Strahlrohr bezeichnet, die ein Signal im Detektor hinterlassen, aber nicht von der eigentlichen Kollision stammen. Für dieses Kriterium werden die ersten zwei Lagen des ITS, die SPD-Schichten, verwendet. Durchquert ein Teilchen eine SPD-Schicht und hinterlässt dabei in mehreren Pixeln einen Treffer, werden diese Treffer als *SPD-Cluster* zusammengefasst. Die Rekonstruktion von Teilchenspuren erfolgt durch das Verbinden mehrerer *SPD-Cluster*. Eine Teilchenspur aus diesen *SPD-Clustern* wird als *SPD-Tracklet* bezeichnet. Zwischen der Anzahl an *SPD-Clustern* und *SPD-Tracklets* innerhalb eines *Events* besteht ein linearer Zusammenhang. Ein *Event* mit einer großen Anzahl an *SPD-Clustern* aber nur wenigen *SPD-Tracklets* deutet auf Teilchen hin, die von einer anderen Interaktion als der eigentlichen Kollision stammen. Bei ALICE wird folgende Un-

Kriterium	Schnitt
Energie	$E_{cluster} \geq 700 \text{ MeV}$
Anzahl Zellen	$N_{cell} \geq 2$
Form	$0,1 \leq M_{02} < 0,5$
Aufnahmezeitpunkt	$-20 \text{ ns} \leq t_{cluster} < 25 \text{ ns}$
<i>Charged Particle Veto</i>	$\Delta\eta, \Delta\phi, E_{cluster}/p_{track} \leq 1,75$
<i>Exotic Particle Veto</i>	$E_{cross}/E_{center} \leq 0,03$

Tabelle 3.5: In dieser Arbeit gestellte Kriterien an *Cluster*.

gleichung verwendet, um *Pile-Up-Events* zu selektieren:

$$N_{SPD-Cluster} < 4 \cdot N_{SPD-Tracklets} + 60. \quad (3.1)$$

Wenn diese Ungleichung erfüllt wird, handelt es sich wahrscheinlich um ein *Event* ohne *Pile-Up*, weshalb dieses *Event* aus der Analyse ausgeschlossen wird.

Alle *Events*, die in dieser Arbeit verwendet werden, erfüllen die in diesem Abschnitt erörterten Kriterien. Im nächsten Abschnitt werden die Auswahlkriterien für die *Cluster* des EMCal diskutiert.

3.3 Auswahl der Cluster

Wie zuvor erwähnt, wird in der Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, das ω -Meson über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ gemessen. Am Ende des Zerfalls liegen also nur Photonen vor. Daher werden Kriterien an die *Cluster* gestellt, um alle *Cluster*, die durch ein Photon entstanden sind, zu selektieren. *Cluster*, die alle Selektionskriterien erfüllen, werden als Photonkandidaten bezeichnet. Tabelle 3.5 zeigt die in dieser Arbeit verwendeten Kriterien für *Cluster*. Im Folgenden werden die einzelnen Kriterien näher erläutert.

Energie

Ein *Cluster* benötigt mindestens eine Energie von $E_{cluster} \geq 700 \text{ MeV}$. Dieser Wert wird aus zwei Gründen gewählt. Zum einen werden Zellen beziehungsweise *Cluster* durch diese Mindestenergie ausgeschlossen, die durch Rauschen entstanden sein können. Für den zweiten Grund spielt die Energiekalibrierung, die im nächsten Unterkapitel vorgestellt wird, sowie die Einstellungen des *Clusterizers* eine entscheidende Rolle. Ein *Cluster* besteht aus mindestens zwei Zellen, einer Start-Zelle mit einer Mindestenergie von $E_{seed} \geq 500 \text{ MeV}$ und einer weiteren Zelle mit einer Mindestenergie von $E_{agg} \geq 100 \text{ MeV}$, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben. Dadurch besteht für *Cluster* eine Mindestenergie von 600 MeV. Die Energie der *Cluster* wird allerdings durch eine Energiekalibrierung noch angepasst. Wie sich im Unterabschnitt

3.3.1 zeigen wird, werden für *Cluster* in Daten und für *Cluster* in MC-Simulationen unterschiedliche Kalibrierungen verwendet. Dadurch würde die Mindestenergie, die durch die Einstellungen des *Clusterizers* entsteht, in Daten und in MC-Simulationen nach der Energiekalibrierung unterschiedlich ausfallen. Um die gleiche Mindestenergie in Daten sowie in MC-Simulationen zu garantieren, wird eine Mindestenergie von $E_{cluster} \geq 700$ MeV nach der Energiekalibrierung gefordert.

Anzahl Zellen

Die Bedingung, dass ein *Cluster* aus mindestens zwei Zellen besteht, wird notwendigerweise gefordert, um auf die Form der *Cluster* schneiden zu können. Zusätzlich wird durch diese Bedingung der Einfluss von elektrischem Rauschen unterdrückt, was oft in *Clustern*, die aus einer einzelnen Zelle bestehen, resultiert. Zusätzlich können mit dieser Forderung sogenannte exotische Cluster ausgeschlossen werden, die später erörtert werden.

Form

Wie in Abschnitt 2.3 bereits erwähnt, kann die Form von *Clustern* über den Parameter M_{02} beschrieben werden. Für *Cluster* aus Photonen hat sich gezeigt, dass dieser Wert im Wertebereich $0,1 \leq M_{02} < 0,7$ liegt. Unterhalb von $M_{02} = 0,1$ liegen hauptsächlich exotische *Cluster* vor, bei denen der Großteil der Energie in einer einzelnen Zelle liegt. Werte oberhalb von $M_{02} = 0,7$ dagegen zeichnen *Cluster* von Hadronen aus, wie etwa ein *Cluster*, das auf ein Proton zurückzuführen ist.

Aufnahmezeitpunkt

Der Aufnahmezeitpunkt $t_{cluster}$ der *Cluster* folgt einer Gaußverteilung. Durch eine Zeitkalibrierung werden die Aufnahmezeitpunkte verschoben, so dass der Mittelwert der Gaußverteilung nach der Zeitkalibrierung mit $t_{cluster} = 0$ übereinstimmt. Der kalibrierte Aufnahmezeitpunkt der *Cluster* wird auf einen Bereich von $-20 \text{ ns} \leq t_{cluster} < 25 \text{ ns}$ eingeschränkt. Mit der Wahl dieses Bereich wird der Ausschluss von *Pile-Up-Events* maximiert, während die Senkung Effizienz des EMCAL zur Messung von Photonen minimiert wird. Der zeitliche Abstand zwischen zwei *Bunches* während der Datenaufnahme der hier verwendeten Perioden lag, wie in Abschnitt 2.1 erwähnt, bei 25 ns. *Cluster*, deren Aufnahmezeitpunkt außerhalb des angegebenen Bereichs liegt, können daher von einer anderen Kollision stammen, die nicht dem aktuellen *Event* entspricht. Solche *Cluster* werden als *Out-of-Bunch-Pile-Up* bezeichnet. Der Aufnahmezeitpunkt einiger *Cluster* des selben *Events* können allerdings außerhalb des angegebenen Bereichs liegen, wodurch die Effizienz des EMCAL zur Messung von Photonen sinkt.

Charged Particle Veto

Auch geladene Teilchen können *Cluster* im EMCal hinterlassen. Um *Cluster* von geladenen Teilchen auszuschließen, wird folgendermaßen vorgegangen: Spuren von geladenen Teilchen, die mit der TPC gemessen wurden, werden in Richtung des EMCal extrapoliert. Zeigt die extrapolierte Spur innerhalb eines p_T -abhängigen $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereichs auf einen *Cluster* und gilt für das Verhältnis aus der Energie des *Clusters* und dem Impuls der Spur $\frac{E_{Cluster}}{p_{track}} \leq 1,75$, so wird dieser *Cluster* aus der Analyse ausgeschlossen. Die Formel zur Berechnung des p_T -abhängigen $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereich befindet sich im Anhang in Tabelle B.1. Für den Fall $\frac{E_{Cluster}}{p_{track}} > 1,75$ besteht die Möglichkeit, dass ein signifikanter Anteil der im *Cluster* deponierten Energie von einem neutralen Teilchen und somit einem möglichen Photon stammen könnte.

Exotic Particle Veto

Als exotische *Cluster* werden solche *Cluster* bezeichnet, die eine einzelne Zelle mit hoher Energie besitzen. Aufgrund der Verkablung einer *T-Card* kann es zu Induktion von Energie in die umliegenden Zellen einer solch hochenergetischen Zelle kommen. Dieser Prozess wird auch als *Crosstalk* bezeichnet. Dadurch können *Cluster* entstehen deren Großteil ihrer Energie sich in einer einzelnen Zelle befindet. Um solche *Cluster* ausschließen zu können, wird die Energie E_{center} der Start-Zelle eines *Clusters* mit der Summe der Energie E_{cross} von den vier Zellen die im Kreuzmuster um die Start-Zelle anliegen verglichen. Wenn für das Verhältnis dieser Energien $\frac{E_{cross}}{E_{center}} \leq 0,03$ gilt, dann wird der *Cluster*, zu dem die Start-Zelle gehört, ausgeschlossen. Durch den *Crosstalk* kann es auch zu großen Energiewerten innerhalb einer *T-Card* kommen. Daher werden *Cluster*, die ausschließlich in einer *T-Card* mit einer Energie von $E_{cluster} \geq 50$ GeV liegen, ebenfalls aus der Analyse ausgeschlossen.

3.3.1 Energiekalibrierung

Nachdem die Auswahl der *Cluster* für die hier beschriebene Analyse dargelegt wurde, wird im Folgende eine Kalibrierung der Energie der *Cluster* vorgestellt. Einige Kenngrößen des ω , wie etwa die mit dem EMCal gemessene Masse m_ω , hängen von der Energie der Photokandidaten ab. Daher ist gerade in der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse eine Energiekalibrierung wichtig. Bei dieser Energiekalibrierung handelt es sich um die sogenannte *Non Linearity Correction* (NonLin). Die NonLin lässt sich in drei Teile unterteilen: Im ersten Teil wird die gemessene Energie der *Cluster* aus sowohl den Daten als auch den JJ MC-Simulationen auf Basis einer Teststrahlmessung (*Testbeam*) korrigiert. Danach erfolgt eine Anpassung der Energie aus den Simulationen an die Energie aus den Daten, da ein Unterschied zwischen Daten und JJ MC-Simulationen sichtbar ist, wenn die Masse von rekonstru-

ierten π^0 verglichen wird (*MC Finetuning*). Dabei werden Massen von rekonstruierten π^0 verwendet, da diese die geringste Unsicherheit der bisher mit Hilfe des EMCal gemessenen Mesonen besitzen. Nach dieser Korrektur bleibt eine Differenz zwischen unterschiedlichen Messmethoden der π^0 . Im letzten Schritt der Energiekalibrierung wird die Energie der *Cluster* in der JJ MC-Simulation auf diese Differenz korrigiert (*Offset*). Die Funktionen, die zur Korrektur in den einzelnen Schritten verwendet werden, werden im Anhang in Tabelle B.3 aufgelistet. Eine detaillierte Beschreibung der Energiekalibrierung findet sich in [Kön19].

3.4 Signalrekonstruktion

Wie zuvor in Abschnitt 1.4 erwähnt, wird das ω über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ mit Hilfe der Rekonstruktion der invarianten Masse gemessen. Dazu werden zunächst π^0 -Kandidaten benötigt. Im ersten Unterkapitel der Signalrekonstruktion wird deshalb beschrieben, wie π^0 -Kandidaten bestimmt werden, bevor im zweiten Unterkapitel der Signalrekonstruktion die Rekonstruktion der ω -Kandidaten erläutert wird. Die Beschreibung erfolgt beispielhaft an den EG1-*getriggerten* Daten.

3.4.1 Bestimmung der π^0 -Kandidaten

Die π^0 -Kandidaten werden über ihren Zerfallskanal in zwei Photonen rekonstruiert, es werden also zwei Photonkandidaten, die mit dem EMCal gemessen wurden, benötigt, um einen π^0 -Kandidaten zu bilden. Im Idealfall würden einfach alle zusammengehörigen Photonkandidaten kombiniert werden, um die π^0 -Kandidaten zu erhalten. Da aber die Information fehlt, welche Photonkandidaten tatsächlich von π^0 stammen und welche dabei zusammengehören, wird die sogenannte *Same-Event*-Methode verwendet. In der *Same-Event*-Methode werden alle Photonkandidaten aus einem *Event* paarweise miteinander kombiniert und die invariante Masse sowie der Transversalimpuls des möglichen Mutterteilchens nach Gleichungen 1.3 und 1.5 berechnet. Abbildung 3.1a zeigt die Anzahl der π^0 -Kandidaten aus der *Same-Event*-Methode als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse. Die Verteilung ist zu kleinen invarianten Massen sowie zu kleinen Transversalimpulsen durch kinematische Eigenschaften eingeschränkt: Aufgrund der Mindestenergie der *Cluster* besitzt die Verteilung eine untere Grenze für den Transversalimpuls der π^0 -Kandidaten. Die Einschränkung zu kleinen invarianten Massen zeigt eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls: Der Mindestwert für die invarianten Massen entsteht durch die indirekte Bedingung, dass zwei *Cluster* aufgrund des *Clusterizers* mindestens eine Zelle Abstand zueinander besitzen müssen. Andernfalls würde der *Clusterizer* die Zellen der zwei *Cluster* zu einem einzigen *Cluster* zusammenfassen, was auch als *Clustermerging* bezeichnet wird. Aus diesem Grund

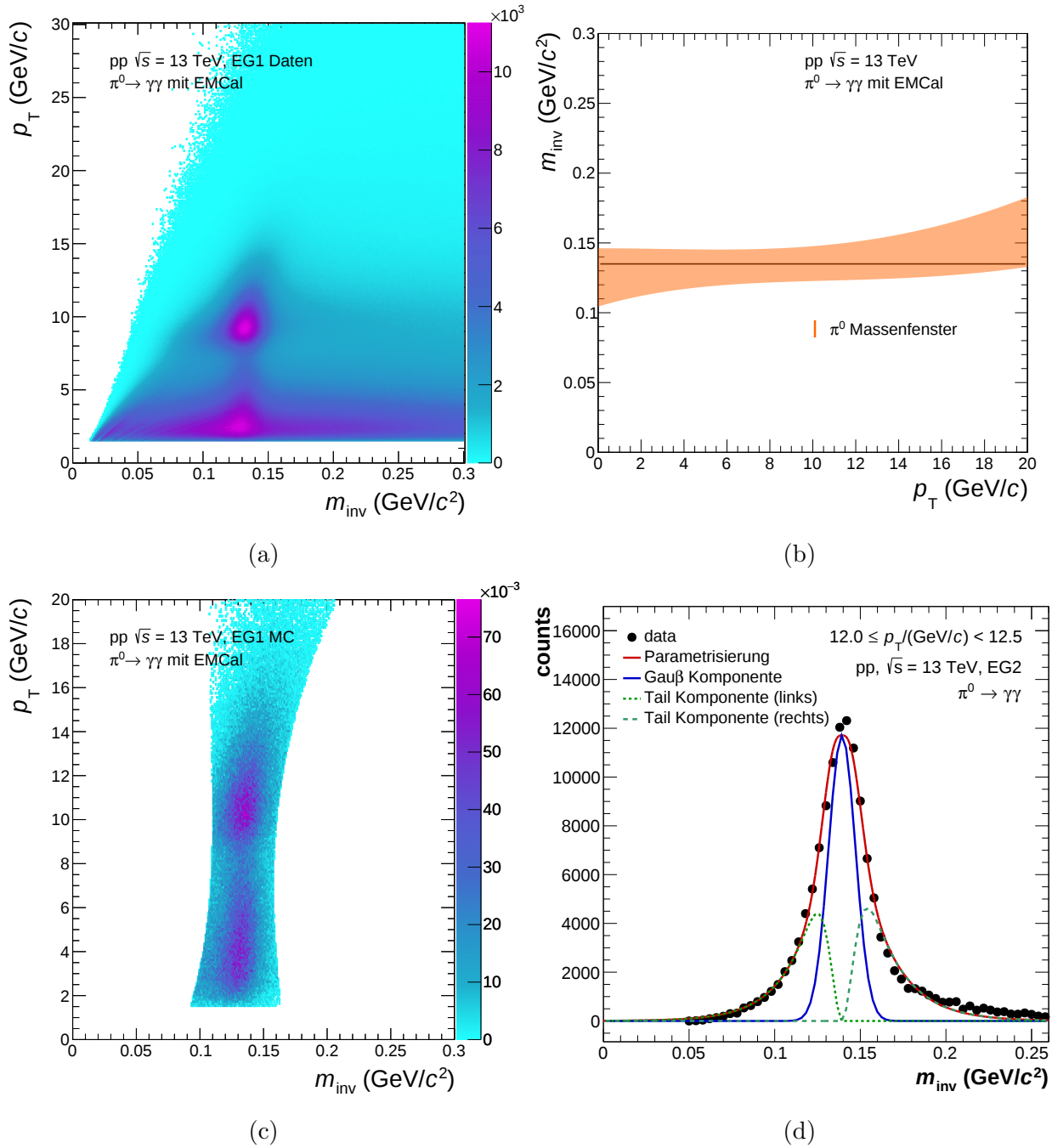


Abbildung 3.1: (a) *Same-Event*-Verteilung der Anzahl der Photonkandidatenpaare als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse. (b) Massenfenster der π^0 -Kandidaten in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. (c) Verteilung der Anzahl der wahren π^0 als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse aus der JJ MC-Simulation innerhalb des Massenfensters. (d) Extrahiertes π^0 -Signal mit Parametrisierung des Signals in einem p_T -Intervall [Kön21].

hat der Öffnungswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen den beiden Photonkandidaten eine untere Grenze und damit nach Gleichung 1.3 auch die invariante Masse von π^0 -Kandidaten.

Die π^0 -Kandidaten beziehungsweise die Photonkandidatenpaare in Abbildung 3.1a können in zwei Kategorien eingeteilt werden: Die Photonkandidatenpaare, die tatsächlichen π^0 aus einer *Event* entsprechen, und die Photonkandidatenpaare, für die das nicht gilt. Die Paare, die aus einem π^0 stammen, werden als Signal bezeichnet, die restlichen Kombinationen als Untergrund. Eine Anhäufung der Datenpunkte im Bereich der π^0 -Masse von $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ ist zu erkennen. Das Signal liegt hauptsächlich in diesem Bereich. Daher werden π^0 -Kandidaten in einem Massenfenster um die π^0 -Masse ausgewählt, um für die Bestimmung der ω -Kandidaten im Weiteren verwendet zu werden. Abbildung 3.1b zeigt das in dieser Arbeit verwendete Massenfenster, sowie den Literaturwert der π^0 -Masse als Vergleichswert. Abbildung 3.1c zeigt die Verteilung der Anzahl der wahren π^0 als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse aus der JJ MC-Simulation innerhalb des Massenfensters. Als wahre π^0 werden π^0 -Kandidaten bezeichnet, die tatsächlichen π^0 entsprechen. Das Massenfenster zeigt eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Mit steigendem Transversalimpuls steigen auch die untere und obere Grenze des Massenfensters an. Der Grund für den Anstieg hängt mit dem zuvor erwähnten *Clustermerging* zusammen, wodurch die invariante Masse von einem π^0 -Kandidaten eine Transversalimpulsabhängige untere Grenze besitzt. Die Form des Massenfensters basiert auf einer Analyse [Kön19] von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ mit dem EMCAL. Abbildung 3.1d zeigt ein π^0 -Signal aufgetragen gegen die invariante Masse für ein p_T -Intervall aus dieser Analyse. In dieser Analyse wird der Untergrund abgeschätzt und von der *Same-Event*-Verteilung abgezogen, um das π^0 -Signal zu extrahieren. Für die Parametrisierung $f_{\pi^0}(m_{\text{inv}})$ dieses extrahierten Signals wird eine Kombination aus einer Gauß-Komponente $G(m_{\text{inv}})$ und zwei *Tail*-Komponente $T_{1,2}(m_{\text{inv}})$ verwendet:

$$f_{\pi^0}(m_{\text{inv}}) = A \cdot (G(m_{\text{inv}}) + T_1(m_{\text{inv}}) + T_2(m_{\text{inv}})) \quad (3.2)$$

$$G(m_{\text{inv}}) = \exp \left\{ -0,5 \cdot \left(\frac{m_{\text{inv}} - \mu_{\text{Meson}}}{\sigma} \right)^2 \right\} \quad (3.3)$$

$$T_1(m_{\text{inv}}) = \exp \left(\frac{m_{\text{inv}} - \mu_{\text{Meson}}}{a} \right) \cdot (1 - G(m_{\text{min}})) \cdot \Theta(\mu_{\text{Meson}} - m_{\text{inv}}) \quad (3.4)$$

$$T_2(m_{\text{inv}}) = \exp \left(\frac{m_{\text{inv}} - \mu_{\text{Meson}}}{b} \right) \cdot (1 - G(m_{\text{min}})) \cdot \Theta(m_{\text{inv}} - \mu_{\text{Meson}}). \quad (3.5)$$

Dabei sind A , μ_{Meson} , σ , a und b freie Parameter. Von diesen freien Parametern beschreibt A die Amplitude des Signals, μ_{Meson} den Mittelwert und σ die Standardabweichung der Gauß-Komponente. Bei $\Theta(x)$ handelt es sich um die Heaviside-Funktion, die verwendet wird, um die *Tail*-Komponenten jeweils auf eine Seite vom Mittelwert einzuschränken. Aufgrund der *Tail*-Komponenten neben der Gauß-Komponente wird die Breite σ_{π^0} des π^0 -Signals über die

Halbwertsbreite (FWHM) bestimmt. Dazu wird der Zusammenhang $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ verwendet. Das Massenfenster ergibt sich aus dem Mittelwert μ_{π^0} und einem vielfachen der Breite σ_{π^0} des extrahierten π^0 -Signal. In Abbildung 3.1b wird ein Massenfenster von $\mu_{\pi^0} \pm 2\sigma_{\pi^0}$ gezeigt, das in der hier beschriebenen Analyse verwendet wird, um π^0 -Kandidaten für die weitere Analyse auszuwählen. Die Wahl der Breite des Massenfensters von $\pm 2\sigma_{\pi^0}$ wird später in Unterabschnitt 3.4.2 erörtert.

Wie zuvor angemerkt, werden alle π^0 -Kandidaten, die im Massenfenster liegen, für die Bestimmung der ω -Kandidaten verwendet. Die Bestimmung der ω -Kandidaten wird im folgenden Unterabschnitt erläutert.

3.4.2 Bestimmung der ω -Kandidaten

Wie bereits erwähnt, werden die ω -Kandidaten in dieser Arbeit über den elektromagnetischen Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ gemessen. Die Bestimmung der ω -Kandidaten erfolgt, analog zur eben beschriebenen Bestimmung der π^0 -Kandidaten, mit Hilfe der *Same-Event*-Methode. Dieses Mal werden allerdings, an Stelle von zwei Photonkandidaten, ein π^0 -Kandidat und ein Photonkandidat paarweise kombiniert. Solche Photonkandidaten, die mit π^0 -Kandidaten kombiniert werden, werden in dieser Arbeit als ω -Photonkandidaten bezeichnet, während die Photonkandidaten der π^0 -Kandidaten als π^0 -Photonkandidaten bezeichnet werden.

Die Auswahl der ω -Photonkandidaten kann hierbei weiter eingeschränkt werden als zuvor die Auswahl der Photonkandidaten. Wie eben erläutert, werden nur solche π^0 -Kandidaten verwendet, deren invariante Masse in einem bestimmten Massenfenster liegt, da die Wahrscheinlichkeit, dass es sich dabei um tatsächliche π^0 handelt am größten ist. Das bedeutet ebenfalls, dass die zugrundeliegenden Photonkandidaten mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Zerfall eines π^0 stammen. Damit ist im Umkehrschluss die Wahrscheinlichkeit klein, dass diese Photonkandidaten direkt aus dem Zerfall eines ω kommen. Um den Untergrund bei der Bestimmung der ω -Kandidaten zu unterdrücken, werden deshalb π^0 -Photonkandidaten als ω -Photonkandidaten ausgeschlossen. Diese Auswahl der ω -Photonkandidaten wird im Rahmen dieser Arbeit als Gammaselektion (GS) bezeichnet.

Um den Effekt der Detektorauflösung auf das ω -Signal zu verringern, werden alle verwendeten π^0 -Kandidaten für die Bestimmung der ω -Kandidaten so behandelt, als würde ihre Massen dem Literaturwert entsprechen. Dies erfolgt durch eine Anpassung des Viererimpulses. Dabei wird die Energie der π^0 -Kandidaten so verändert, dass die relativistische Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ erfüllt ist, während der Impuls konstant bleibt.

Abbildung 3.2 zeigt die Anzahl der ω -Kandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse. Anders als zuvor bei der Verteilung der π^0 -Kandidaten zeigt sich diesmal keine sichtbare Anhäufung der Datenpunkt um die erwartete Masse der ω -Kandidaten von $m_{\text{inv},\omega} = 0,783 \text{ GeV}/c^2$. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass das Verhältnis

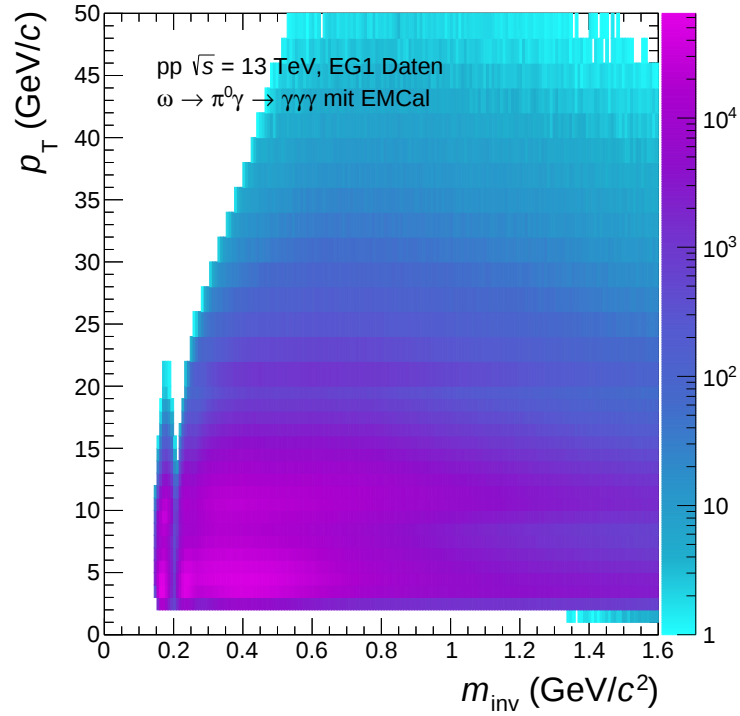


Abbildung 3.2: *Same-Event*-Verteilung der Anzahl der ω -Kandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse.

p_T -Intervall (GeV/c)	
EG1 Trigger	EG2 Trigger
$12 \leq p_T < 14$	$6 \leq p_T < 8$
$14 \leq p_T < 16$	$8 \leq p_T < 10$
$16 \leq p_T < 18$	$10 \leq p_T < 12$
$18 \leq p_T < 20$	$12 \leq p_T < 14$
$20 \leq p_T < 24$	$14 \leq p_T < 16$
$24 \leq p_T < 28$	$16 \leq p_T < 18$
$28 \leq p_T < 40$	

Tabelle 3.6: Auflistung der p_T -Intervalle für die Analyse mit EG1- beziehungsweise EG2-*Trigger*.

von Signal zu Untergrund und die Signifikanz des Signals für das ω -Signal gering ausfällt. Erneut, wie bei der Verteilung der π^0 -Kandidaten, zeigt sich eine Abhängigkeit der Verteilung vom Transversalimpuls. Aus diesem Grund wird die Analyse in mehreren p_T -Intervallen durchgeführt. Tabelle 3.6 zeigt die p_T -Intervalle, die in der vorgestellten Arbeit verwendet werden, in Abhängigkeit vom verwendeten *Trigger*. Die Intervalle werden hinsichtlich einer Kombination aus hoher p_T -Auflösung und geringer statistischer Unsicherheit optimiert. Während eine hohe p_T -Auflösung kleine Intervalle benötigt, müssen die Intervalle groß genug sein, damit statistisch signifikante Aussagen getroffen werden können. Aufgrund der

Mindestenergie, die in den beiden EMCAL-*Triggern* gefordert wird, ergibt sich eine untere Grenze für den Transversalimpuls unterhalb derer eine Messung mit den *Triggern* nicht sinnvoll ist. Für den EG1-*Trigger* befindet sich diese Grenze bei $p_T = 12 \text{ GeV}/c$ und für den EG2-*Trigger* bei $p_T = 6 \text{ GeV}/c$. Die obere Grenze entsteht durch die sinkende Anzahl an ω -Kandidaten mit steigendem Transversalimpuls. Zusammen decken die mit den beiden *Triggern* gewonnen Daten einen p_T -Bereich von $6 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 40$ ab. Im Bereich von $12 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 18$ ist eine Messung der ω -Kandidaten mit Hilfe beider *Triggern* möglich. Dies erlaubt später einen direkten Vergleich der Ergebnisse, die aus den unterschiedlich *getriggerten* Daten stammen. Im weiteren Verlauf wird der Einfluss des Massenfensters und der GS auf die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ω -Kandidaten in Abhängigkeit vom Transversalimpuls angeschaut.

Die Signifikanz des ω -Signals lässt sich durch $\frac{S}{\Delta S + \Delta B}$ berechnen. Für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis gilt $\frac{S}{B}$. Dabei steht S für das ω -Signal, ΔS für die Unsicherheit des Signals, B für den Untergrund und ΔB für die Unsicherheit des Untergrunds. Um die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ω -Kandidaten zu bestimmen, wird die Information benötigt, welcher Anteil der ω -Kandidaten das Signal und welcher den Untergrund darstellt. Diese Information liegt in der JJ MC-Simulation vor. Der aus der JJ MC-Simulation bekannte Anteil der ω -Kandidaten, der das Signal bildet, wird im Folgenden „MC *True*“ genannt. Analog wird der Anteil, der den Untergrund bildet, „wahrer Untergrund“ genannt. Abbildung 3.3a zeigt die ω -Kandidaten, sowie das MC *True* Signal und den wahren Untergrund aufgetragen als Funktion der invarianten Masse beispielhaft für ein p_T -Intervall. Außerdem eingezeichnet in Abbildung 3.3a ist eine Parametrisierung des MC *True* Signals. Abbildung 3.3b zeigt nur das MC *True* Signal zusammen mit der Parametrisierung. Das MC *True* Signal ermöglicht eine erste Einschätzung, wie die Form des ω -Signals, das später in den Daten extrahiert wird, aussieht. Bei der Parametrisierung wird ähnlich wie bei der Parametrisierung des π^0 -Signals eine Gaußkomponente, sowie eine *Tail*-Komponente verwendet (Gleichung 3.2 bis 3.4). Für die Parametrisierung $f_\omega(m_{\text{inv}})$ gilt:

$$f_\omega(m_{\text{inv}}) = A \cdot (G(m_{\text{inv}}) + T_1(m_{\text{inv}})). \quad (3.6)$$

Mit Hilfe der *Tail*-Komponente wird eine gute Übereinstimmung der Parametrisierung mit dem wahren Signal erreicht, wie anhand der Abbildung 3.3b zu sehen ist. Ein Mittelwert μ_ω und eine Breite σ_ω des Signals kann mit Hilfe der Parametrisierung bestimmt werden. Für die Breite σ_ω wird erneut die FWHM der Parametrisierung verwendet, sowie der Zusammenhang $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$. Für die Berechnung der Signifikanz und des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses werden nur Datenpunkte innerhalb des Signalbereichs $\mu_\omega \pm 2\sigma_\omega$ verwendet, da in diesem Bereich der Großteil des Signals erwartet wird. Die Datenpunkte im Signalbereich sind in Abbildung 3.3a durch geschlossene Marker dargestellt. Abbildung

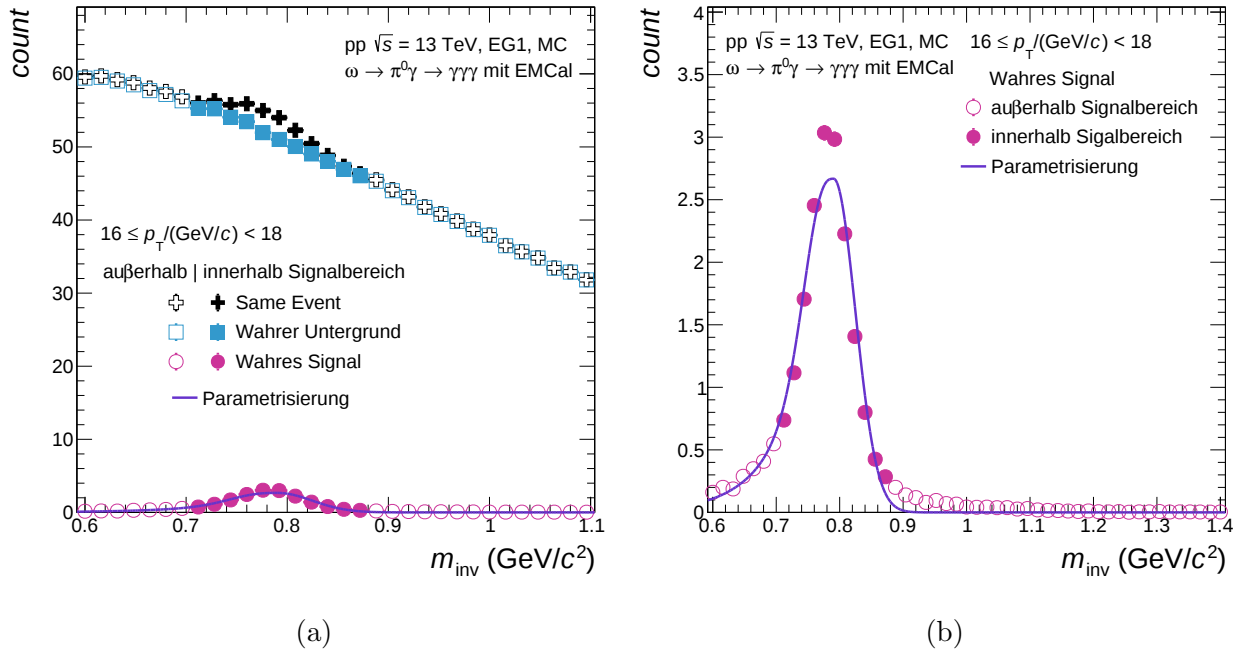


Abbildung 3.3: (a) *Same-Event*-Verteilung der ω -Kandidaten, sowie das *True* Signal und der wahre Untergrund aus der JJ MC-Simulation als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall. (b) MC *True* mit Parametrisierung aus der JJ MC-Simulation als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall.

3.4a zeigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und Abbildung 3.4b die Signifikanz für verschiedene Breiten σ_{π^0} des Massenfensters der π^0 -Kandidaten in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Für das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zeichnet sich eine klare Hierarchie ab: Je kleiner das Massenfenster, desto größer das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, da das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des π^0 -Signals mit steigender Breite σ_{π^0} kleiner wird. Die Signifikanz ist mit einer Breite von $1\sigma_{\pi^0}$ am kleinsten, steigt mit der Breite zu $2\sigma_{\pi^0}$ an und fällt dann bei weiter steigender Breite wieder ab.

Als Kompromiss aus der Maximierung von Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und der Maximierung der Signifikanz wird in dieser Arbeit ein Massenfenster mit einer Breite von $2\sigma_{\pi^0}$ verwendet, wie es zuvor in Abbildung 3.1b gezeigt wurde.

Um das ω -Signal aus den ω -Kandidaten zu extrahieren wird eine Abschätzung des Untergrunds benötigt. Im nächsten Abschnitt werden zwei Methoden zur Abschätzung des Untergrunds vorgestellt.

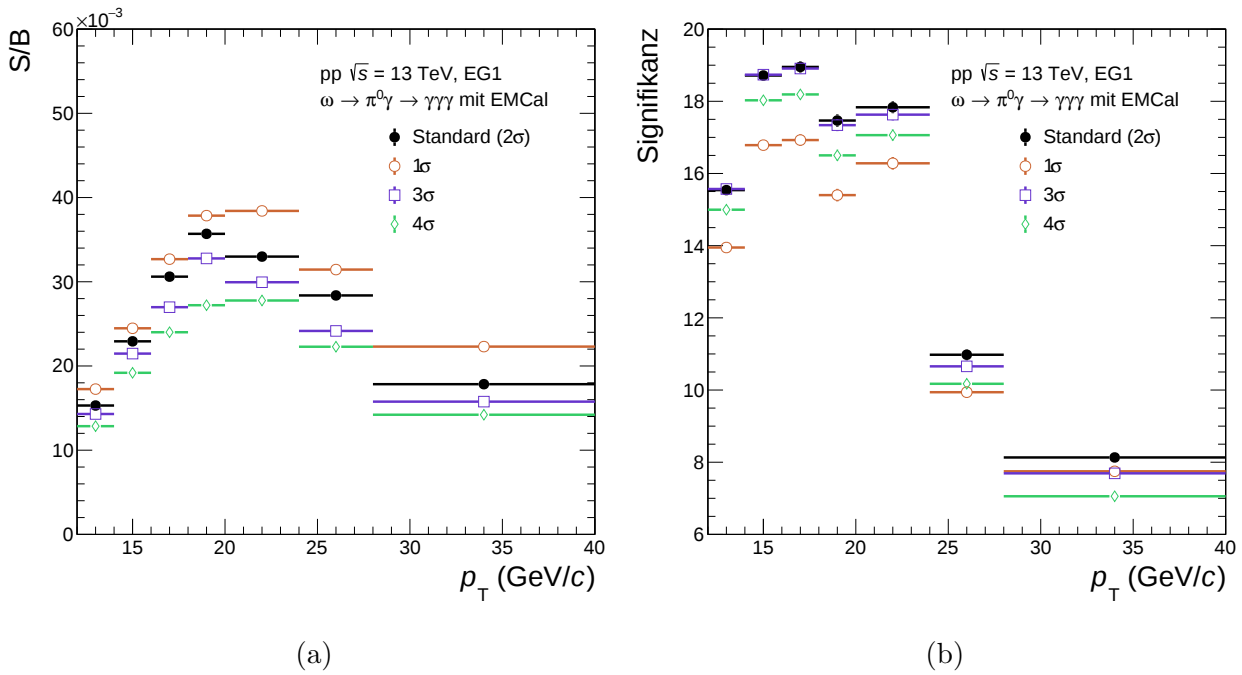


Abbildung 3.4: (a) Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und (b) Signifikanz des ω -Signals für unterschiedliche Massenfenster als Funktion des Transversalimpulses.

3.5 Methoden zur Beschreibung des Untergrunds

Wie im Abschnitt zuvor anhand des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses zu erkennen ist, besteht der überwiegende Teil der Verteilung der ω -Kandidaten aus Untergrund. Aus diesem Grund spielt eine gute Beschreibung des Untergrunds in der hier vorgestellten Analyse eine wichtige Rolle. Um den Untergrund so gut wie möglich beschreiben zu können, muss bekannt sein, wie genau der Untergrund entsteht. Der Untergrund, der in der *Same-Event*-Methode für die ω -Kandidaten entsteht, kann in drei Fälle aufgeteilt werden:

- Der π^0 -Kandidat stammt nicht aus einem ω .
- Der ω -Photonkandidat stammt nicht aus einem ω .
- Der π^0 -Kandidat und der ω -Photonkandidat stammen nicht vom gleichen ω .

Dabei sei angemerkt, dass die Photonkandidaten eines ω -Kandidaten eine Korrelation zueinander besitzen können, auch wenn es sich bei dem ω -Kandidaten um Untergrund handelt. In dieser Arbeit wird zwischen direkten und indirekten Korrelation unterschieden. Zwei Teilchen besitzen eine direkte Korrelation, wenn sie zusammen direkt aus dem Zerfall eines anderen Teilchens stammen, wie etwa zwei Photonen aus dem Zerfall eines π^0 . Indirekt Korrelationen bestehen, wenn Teilchen zusammen aus einer Zerfallskette stammen, aber nicht direkt zusammenhängen. So wie bei einem Photon aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ mit den Photonen

aus dem Zerfall des π^0 . Dort besteht eine indirekte Korrelation der Photonen über das ω . In diesem Abschnitt werden zwei Methoden vorgestellt, um den Untergrund zu beschreiben, die auf unterschiedlichen Grundideen basieren. Die erste Methode, die vorgestellt wird, die *Mixed-Event*-Methode fokussiert sich auf die Beschreibung von unkorreliertem Untergrund. Die zweite Methode, die Rotationsmethode, beruht dagegen auf der Erhaltung von indirekten Korrelationen.

3.5.1 Mixed-Event-Methode

Grundidee der Mixed-Event-Methode

Bei der sogenannten *Mixed-Event*-Methode wird analog zur *Same-Event*-Methode vorgegangen um ω -Kandidaten zu bilden, nur dass ein Photonkandidat aus einem anderen *Event* stammt als die anderen beiden Photonkandidaten. Durch die Verwendung von Photonkandidaten aus unterschiedlichen *Events* wird garantiert, dass die ω -Kandidaten der *Mixed-Event*-Methode nur aus Untergrund bestehen. Zwischen den zwei Photonkandidaten aus demselben *Event* kann eine Korrelation bestehen, zwischen dem Photonkandidat aus einem anderen *Event* und den zwei anderen Photonkandidaten jedoch besteht keine Korrelation.

Vorgehen der Mixed-Event-Methode

In der hier vorgestellten Analyse wird dabei zwischen zwei unterschiedlichen Möglichkeiten der *Mixed-Event*-Methode unterschieden:

Bei Möglichkeit A erfolgt die Kombination von zwei Photonkandidaten genau wie in der *Same-Event*-Methode, um einen π^0 -Kandidaten zu bilden. Dieser π^0 -Kandidat wird dann mit einem Photonkandidaten aus einem anderen *Event* als die beiden Photonkandidaten des π^0 -Kandidat kombiniert. Möglichkeit A der *Mixed-Event*-Methode wird in dieser Arbeit als „SamePi0“-Methode bezeichnet.

In Möglichkeit B der *Mixed-Event*-Methode wird bereits der π^0 -Kandidat mit Photonkandidaten aus unterschiedlichen *Events* gebildet. Der ω -Photonkandidat der zusammen mit dem π^0 -Kandidaten zur Bildung des ω -Kandidaten verwendet wird, stammt aus demselben *Event* wie einer der π^0 -Photonkandidaten. In dieser Arbeit wird Möglichkeit B der *Mixed-Event*-Methode als „DiffPi0“-Methode bezeichnet.

Damit möglichst nur ähnliche *Events* in der *Mixed-Event*-Methode zusammen verwendet werden können, werden die *Events* nach Multiplizität und Z-Vertex Position kategorisiert. In der *Mixed-Event*-Methode werden nur *Events* zusammen verwendet, die eine ähnliche Multiplizität und eine ähnliche Z-Vertex Position besitzen.

Auf Grund der Kombination von Photonkandidaten aus unterschiedlichen *Events* besteht die Möglichkeit, dass die zugrundeliegenden *Cluster* keinen Mindestabstand von einer Zelle

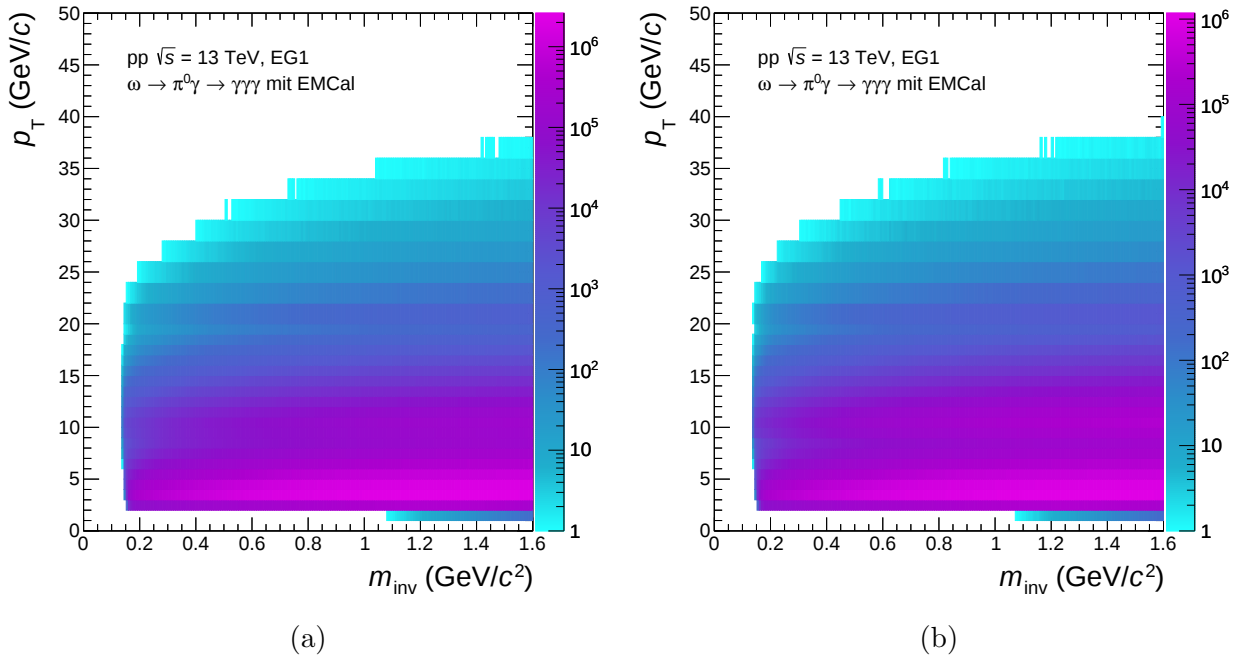


Abbildung 3.5: Verteilung der Untergrundkandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse für (a) SamePi0 und (b) DiffPi0.

zueinander besitzen. Um zwei *Cluster* voneinander trennen zu können, wird allerdings ein Abstand von mindestens einer Zelle zwischen den beiden *Clustern* benötigt. Für die *Mixed-Event*-Methode wird daher zusätzlich ein Abstand von einer Zelle zwischen den verwendeten *Clustern* gefordert, die zusammen zu einem π^0 - beziehungsweise ω -Kandidaten kombiniert werden.

Abbildung 3.5 zeigt die Anzahl der Untergrundkandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse für (a) SamePi0 und (b) DiffPi0. Dabei sehen die beiden Verteilung in Bezug auf die relativen Häufigkeiten der Datenpunkt sich ähnlich. Ein Vergleich der *Mixed-Event*-Verteilungen mit der *Same-Event*-Verteilung aus Abbildung 3.2 zeigt einen Unterschied zwischen den Verteilungen. Die Anzahl an Datenpunkten in den *Mixed-Event*-Verteilungen nehmen mit der invarianten Masse zu, während in der *Same-Event*-Verteilung die Anzahl der Datenpunkte für $m_{\text{inv}} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ mit der invarianten Masse abnimmt. Die Verschiebung des Maximums der invarianten Masse in den *Mixed-Event*-Verteilungen im Vergleich zu den *Same-Event*-Verteilung, lässt sich damit erklären, dass die Verteilung der Öffnungswinkel zwischen den Photonkandidaten in der *Mixed-Event*-Methode sich bei größeren Öffnungswinkeln häuft, als in der *Same-Event*-Methode. Mit Gleichung 1.3 und 1.4 folgt damit eine Verschiebung des Maximums zu höheren invarianten Massen [Kön21]. Ein detaillierter Vergleich der verschiedenen Methoden zur Beschreibung des Untergrunds erfolgt im Abschnitt 3.6. Die alternative Methode zur Beschreibung des Untergrunds, die Rotationsmethode, wird im folgenden Unterabschnitt erörtert.

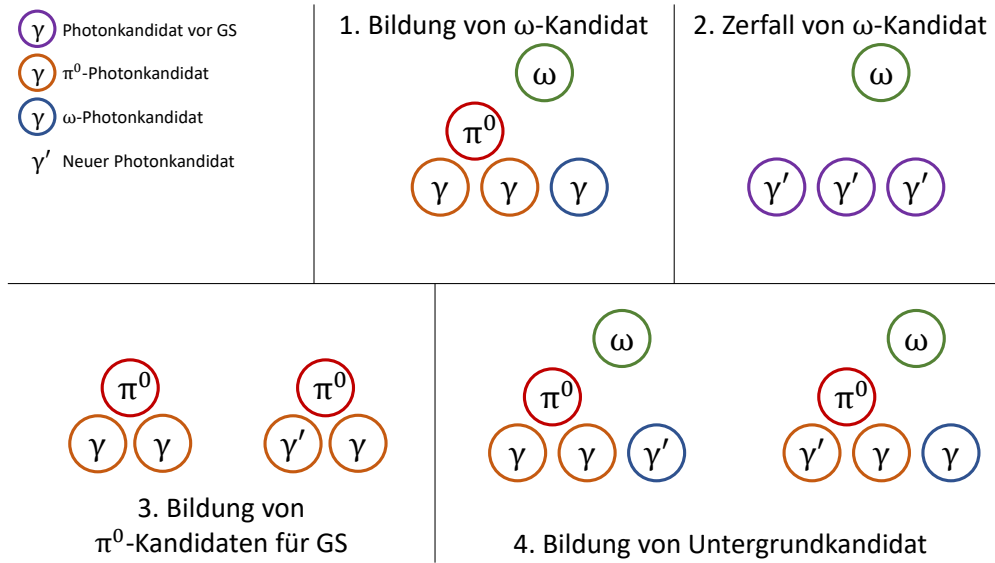


Abbildung 3.6: Darstellung der einzelnen Schritte der Rotationsmethode.

3.5.2 Rotationsmethode

Grundidee der Rotationsmethode

Die sogenannte Rotationsmethode basiert auf der Idee, mögliche indirekte Korrelationen zwischen den Photonkandidaten zu erhalten. Die *Mixed-Event*-Methode kann aufgrund der Verwendung von Photonkandidaten aus unterschiedlichen *Events* keine Korrelation zwischen allen drei Photonkandidaten eines ω -Kandidaten erhalten. Durch die Erhaltung der indirekten Korrelationen in der Rotationsmethode wird eine bessere Beschreibung des Untergrunds erwartet im Vergleich zur *Mixed-Event*-Methode. Um die Erhaltung der indirekten Korrelationen zu ermöglichen, werden Impuls und Energie von Photonkandidaten so modifiziert, dass der Gesamtimpuls und damit die zugrundeliegende Zerfallsskinematik des *Events* unverändert bleiben [Kön21].

Vorgehen der Rotationsmethode

Die Rotationsmethode lässt sich in vier Schritte aufteilen, die in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt werden. Im ersten Schritt werden ω -Kandidaten eines *Events* mit Hilfe der *Same-Event*-Methode gebildet, wie in Unterabschnitt 3.4.2 beschrieben. Im nächsten Schritt erfolgt die Modifikation des Impulses und der Energie der Photonkandidaten eines einzelnen ω -Kandidaten. Bei einer Rekonstruktion eines ω -Kandidaten mit diesen drei modifizierten Photonkandidaten ergibt sich ein ω -Kandidat mit derselben invarianten Massen, derselben Energie und demselben Impuls des ursprünglichen ω -Kandidat. Die drei unmodifizierten Photonkandidaten, die diesen ursprüngliche ω -Kandidaten gebildet haben, werden für die Schritte drei und vier ausgeschlossen, um zu verhindern, dass derselbe Photonkan-

didat modifiziert und unmodifiziert für die Bildung eines ω -Kandidaten verwendet wird. Schritt drei und vier folgen zusammen der *Same-Event*-Methode. In Schritt drei werden erneut π^0 -Kandidaten gebildet und die Gammaselektion neu bestimmt. Im letzten Schritt werden aus π^0 -Kandidaten und ω -Photonkandidaten erneut ω -Kandidaten gebildet. Dabei muss für die Bildung eines ω -Kandidaten exakt ein modifizierter Photonkandidat verwendet werden. Anschließend wiederholt man die Schritte zwei bis vier, bis alle ω -Kandidaten aus Schritt eins mindestens einmal verwendet wurden.

Bei einem alternatives Vorgehen, das später als Variation für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten verwendet wird, können im ersten Schritt nur π^0 -Kandidaten anstelle von ω -Kandidaten gebildet werden. In diesem alternativen Fall werden im zweiten Schritt die beiden π^0 -Photonkandidaten modifiziert. Der Vorteil dieses Vorgehens ist, dass in einem *Event* nur vier Photonkandidaten, die mindestens einen π^0 -Kandidaten ergeben, benötigt werden. Bei dem zuvor beschriebenen Vorgehen müssen mindestens fünf Photonkandidaten in einem *Event* vorliegen, die ebenfalls mindestens einen π^0 -Kandidaten ergeben müssen. Dadurch besitzt das alternative Vorgehen eine erhöhte Statistik. Im folgenden Abschnitt werden zwei Vorgehensweisen erklärt, wie die Modifikation der Photonkandidaten erfolgt.

Modifikation der Photonkandidaten

Eine mögliche Art der Modifikation der Photonkandidaten eines Meson-Kandidaten besteht in der Rotation der Impulsvektoren der zugrundeliegenden Photonkandidaten um den Impulsvektor des Meson-Kandidaten. Damit wird der Impuls der Photonkandidaten so modifiziert, dass die Summe der Impulse der Photonkandidaten erhalten bleiben. Die Energie der Photonkandidaten wird bei dieser Art der Modifikation nicht verändert. Eine Kombination der modifizierten Photonkandidaten ergibt den gleichen Meson-Kandidaten wie eine Kombination der unmodifizierten Photonkandidaten. Dadurch bleiben die indirekten Korrelationen zwischen den Photonkandidaten des *Events* bestehen. Der Rotationswinkel wird für jede einzelne Rotation zufällig aus dem Bereich $90^\circ \pm 5^\circ$ gewählt. Die Wahl von 90° als Mittelwert erfolgt, um die direkten Korrelationen möglichst stark zu brechen, da das Signal direkte Korrelationen besitzt. Eine Ausweitung der Winkel auf einen Winkelbereich von $90^\circ \pm 5^\circ$ soll einen möglichen Bias in der Verteilung der Untergrundkandidaten, der durch die Verwendung eines festen Winkels bestehen könnte, unterdrücken.

Die zweite Möglichkeit zur Modifikation der Photonkandidaten modifiziert sowohl Impuls als auch Energie der Photonkandidaten. Dazu wird aus dem ROOT *Datenanalyseframework* die TGenPhaseSpace Klasse verwendet, die Teilchenzerfälle simuliert [Rad+20]. Die Klasse benötigt den Viererimpuls des zu zerfallenden Teilchens, sowie die Anzahl und die Massen der Zerfallsprodukte und berechnet dann mit Hilfe dieser Informationen einen möglichen Zer-

fall. Dadurch wird erneut garantiert, dass die modifizierten Photonkandidaten sich zu dem gleichen Meson-Kandidaten kombinieren lassen, wie die unmodifizierten Photonkandidaten, womit die indirekten Korrelationen zwischen einem modifizierten Photonkandidaten und den restlichen Photonkandidaten in einem *Event* erhalten bleiben. Im Falle der Modifizierung von Photonkandidaten eines ω -Kandidaten wird die Zerfallskette $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ verwendet. Für die Modifizierung von Photonkandidaten eines π^0 -Kandidaten wird der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ verwendet. Bei der Berechnung der Zerfälle können Photonkandidaten entstehen, deren Impulse und Energie anders aufgeteilt sind als bei den ursprünglichen Photonkandidaten. Bei der Rotation dagegen bleibt die Energie und der Gesamtimpuls der Photonkandidaten erhalten, lediglich die Aufteilung des Impulses in seine Komponenten verändert sich. Da bei der Berechnung der Zerfälle der Meson-Kandidaten die Photonkandidaten jedes Mal anders modifiziert werden können, kann diese Möglichkeit der Modifizierung der Photonkandidaten für jeden Meson-Kandidaten mehrfach verwendet werden. In dieser Analyse werden 20 neue Zerfälle pro Meson-Kandidaten berechnet. Um die verschiedenen Möglichkeiten der Rotationsmethode unterscheiden zu können, wird an dieser Stelle folgende Nomenklatur eingeführt: [Mesonkandidat][Art der Modifikation]. Die Modifikation der Photonkandidaten durch Rotation wird mit „Rot“ abgekürzt und Modifikation der Photonkandidaten mit Hilfe von **TGenPhaseSpace** mit „TGPS“. Beispielsweise wird die Methode, die die Modifikation der Photonkandidaten mit Hilfe von **TGenPhaseSpace** nutzt um ω -Kandidaten zerfallen zu lassen, als „OmegaTGPS“ bezeichnet.

Für beide Methoden wird beachtet, dass die modifizierten Photonkandidaten möglicherweise außerhalb des Akzeptanzbereich des EMCal liegen können. Außerdem können durch die Modifikation der Photonkandidaten zwei Photonkandidaten weniger als eine Zelle Abstand zueinander besitzen. Daher werden nur modifizierte Photonkandidaten verwendet, die innerhalb des Akzeptanzbereichs des EMCal liegen und mindestens eine Zelle Abstand zu anderen Photonkandidaten besitzen. Abbildung 3.7 zeigt die Anzahl der Untergrundkandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse für die Rotationsmethoden (a) Pi0TGPS und (b) OmegaRot. Beide Verteilungen besitzen einen ähnlichen Verlauf mit einem Maximum bei einem Transversalimpuls von $p_T \approx 4 \text{ GeV}/c$ und einer invarianten Masse von $m_{\text{inv}} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$. Die Pi0TGPS-Methode besitzt im Vergleich zur OmegaRot-Methode eine erhöhte Statistik. Die Position des Maximums der beide Verteilungen besitzt eine größere Ähnlichkeit zur Position des Maximums der *Same-Event*-Verteilung (siehe Abbildung 3.2) als die Position des Maximums der *Mixed-Event*-Verteilungen (siehe Abbildung 3.5).

Am Beispiel der OmegaTGPS-Methode zur Beschreibung des Untergrunds wird im nächsten Abschnitt die Signalextraktion vorgestellt. Diese Methode wird als Standardmethode zur Beschreibung des Untergrunds verwendet. Nach der Signalextraktion folgt eine Diskussion,

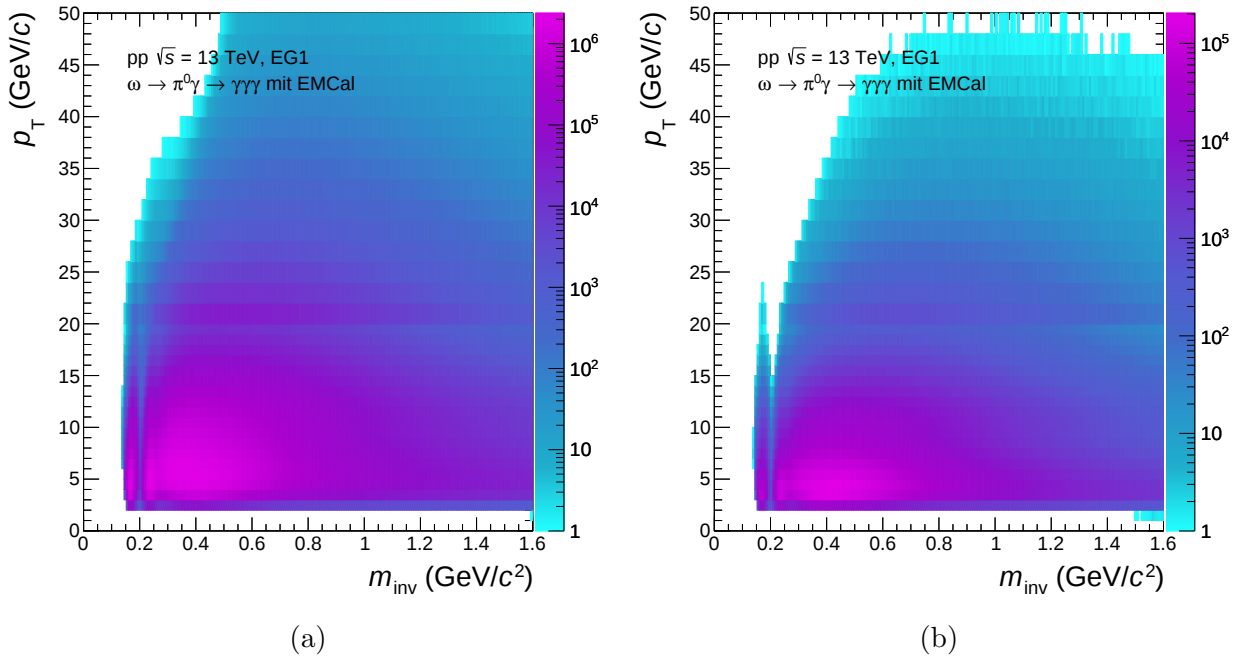


Abbildung 3.7: Verteilung der Untergrundkandidaten als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse für (a) Pi0TGPS und (b) OmegaRot.

weshalb die OmegaTGPS-Methode als Standardmethode für die Beschreibung des Untergrunds in dieser Arbeit gewählt wurde.

3.6 Signalextraktion

Bei der Signalextraktion wird der abgeschätzte Untergrund von der Verteilung der ω -Kandidaten abgezogen. Wie in Unterabschnitt 3.4.2 erwähnt, erfolgt dies in einzelnen p_T -Intervallen. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der ω -Kandidaten aus der *Same-Event*-Verteilung sowie die Abschätzung des Untergrunds mit Hilfe der OmegaTGPS-Methode als Funktion der invarianten Masse für einen Transversalimpuls von $16 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 18$. Die Anzahl an Einträgen in der Verteilung des Untergrunds liegt deutlich über der Anzahl an Einträge der Verteilung der ω -Kandidaten. Da in der Untergrundmethode OmegaTGPS pro ω -Kandidat 20 neue Zerfälle simuliert werden, besitzt die Verteilung des Untergrunds eine erhöhte Statistik gegenüber der Verteilung der ω -Kandidaten. Im invarianten Massenbereich um $m_{\text{inv}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$ liegt in beiden Verteilungen ein kleiner Peak vor. Die Ursache des Peaks in der *Same-Event*-Verteilung ist unbekannt. Einige Photonen können nach durchqueren der TPC aber noch vor dem EMCal an etwa den Trägerstrukturen des TRD konvertieren. Die durch eine solche Photonkonversion entstandenen Elektronen und Positronen treffen dann auf dem EMCal auf und hinterlasse *Cluster*, die die Kriterien der Photonkandidaten erfüllen können. Eine Vermutung für die Ursache des Peaks um $m_{\text{inv}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$

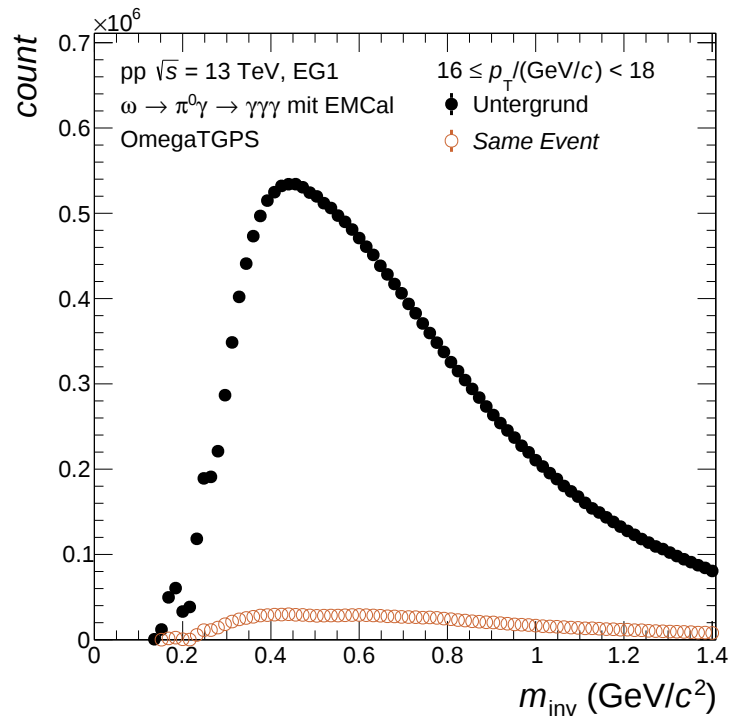


Abbildung 3.8: *Same-Event*-Verteilung von ω -Kandidaten und Abschätzung des Untergrunds mit OmegaTGPS-Methode aufgetragen gegen die invariante Masse für ein p_T -Intervall.

war, dass dort zwei der drei Photonkandidaten eines ω -Kandidaten aus solchen Elektronen beziehungsweise Positionen bestehen. Mit Hilfe einer MC-Simulation konnte diese Annahme jedoch widerlegt werden. Da die Ursache der Peaks unbekannt ist, wird im weiteren Verlauf der Signalextraktion der invariante Massenbereich auf $0,4 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 1,4$ eingeschränkt.

Bevor die Verteilung des Untergrunds von der Verteilung der ω -Kandidaten abgezogen werden kann, wird die Verteilung des Untergrunds skaliert. Um einen Skalierungsfaktor bestimmen zu können, wird das Verhältnis der Verteilung der ω -Kandidaten zur Verteilung des Untergrunds betrachtet. Abbildung 3.9 zeigt dieses Verhältnis. Das Verhältnis steigt mit der invarianten Masse an. Um das Verhältnis zu beschreiben, wird es mit einem Polynom erster und einem Polynom zweiter Ordnung parametrisiert. Der Parametrisierungsbereich erstreckt sich für das Polynom erster Ordnung von $0,6 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 1,1 \text{ GeV}/c^2$. Das Polynom zweiter Ordnung hingegen wird über den Bereich von $0,6 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$ parametrisiert. Die Wahl des kleineren Parametrisierungsbereichs für das Polynom erster Ordnung, resultiert daraus, dass das Polynom einen größeren m_{inv} -Bereich nicht beschreiben kann. Bei einer invarianten Masse von $m_{\text{inv}} \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$, wo das Signal erwartet wird, lässt sich ein Peak erkennen. Da das Signal nicht vom Untergrund beschrieben werden soll, wird der Signalbereich um den Peak von der Parametrisierung ausgeschlossen. Die

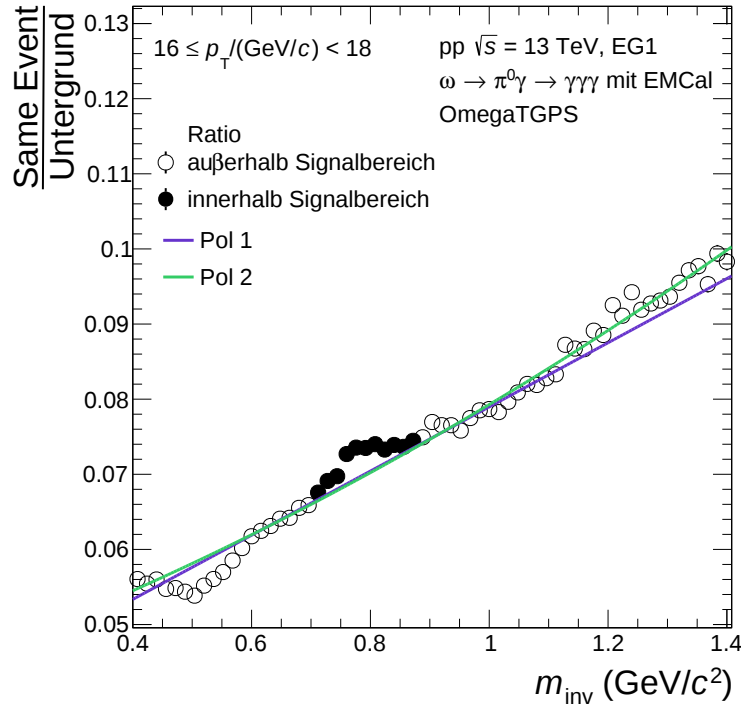


Abbildung 3.9: Verhältnis der Verteilung der ω -Kandidaten zur Abschätzung des Untergrunds mit OmegaTGPS-Methode aufgetragen gegen die invariante Masse für ein p_T -Intervall.

Ergebnisse der Parametrisierung werden in grün für das Polynom zweiter Ordnung und in violett für das Polynom erster Ordnung in Abbildung 3.9 dargestellt. Beide Polynome beschreiben das Verhältnis in dem invarianten Massenbereich, in dem sie parametrisiert werden, sehr gut. Aufgrund der guten Beschreibung über einen größeren m_{inv} -Bereich durch ein Polynom zweiter Ordnung im Vergleich zum Polynom erster Ordnung, wird im Folgenden ein Polynom zweiter Ordnung als Standardparametrisierung verwendet. Für invariante Massen $m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ liegt ein Tiefpunkt vor, das von beiden Parametrisierungen des Verhältnisses nicht beschreiben wird. Die Ursache für diesen Tiefpunkt ist zu diesem Zeitpunkt noch unklar. Es könnte sich dabei um einen Detektoreffekt handeln, der durch die Grenzen der Supermodule des EMCal hervorgerufen wird. Eine Studie dieses Detektoreffekts wird aktuell durchgeführt, es liegt zu diesem Zeitpunkt jedoch kein endgültiges Ergebnis der Studie vor [Kön21]. Für das extrahierte Signal wird der invariante Massenbereich auf $0,6 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 1,4$ eingeschränkt, da in diesem Bereich ein Polynom zweiter Ordnung das Verhältnis beschreibt.

Nachdem die Parametrisierung für die Verteilung des Untergrunds bestimmt wurde, kann im nächsten Schritt der Untergrund skaliert und anschließend von den ω -Kandidaten abgezogen werden. Die Skalierung erfolgt durch die Multiplikation der Datenpunkte des Untergrunds mit dem jeweiligen Wert der Parametrisierung an der entsprechenden invarianten

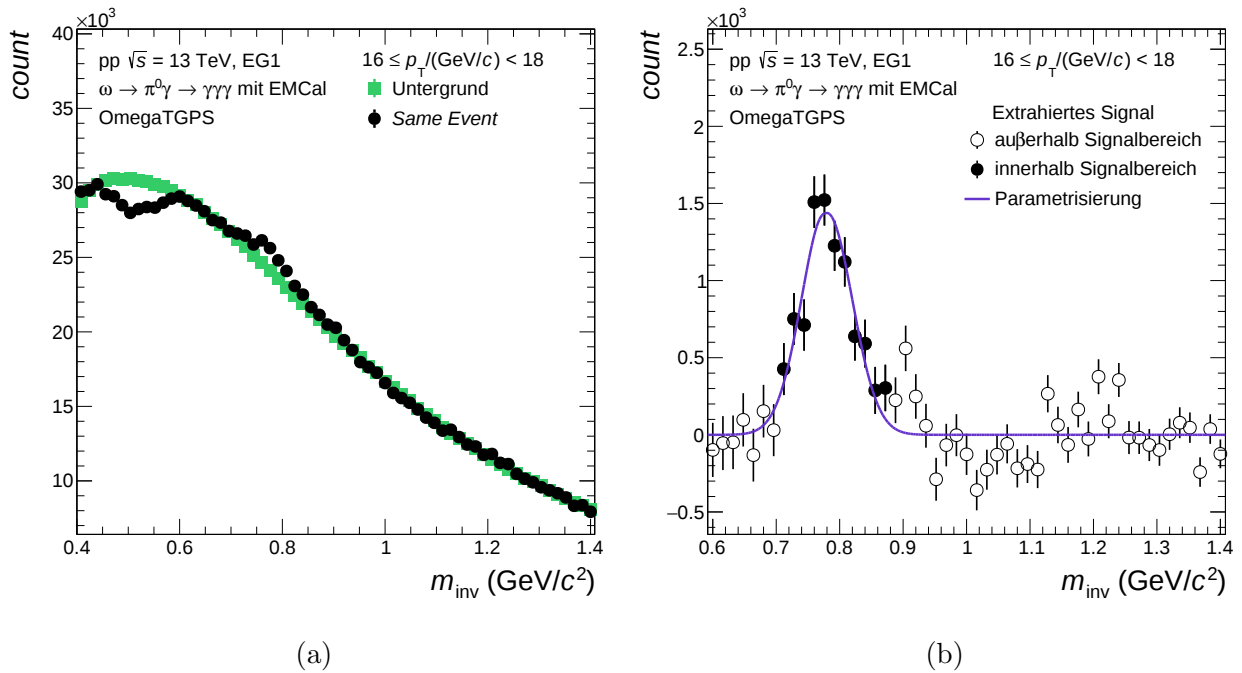


Abbildung 3.10: (a) Verteilung der ω -Kandidaten und skalierte Abschätzung des Untergrunds mit OmegaTGPS-Methode und (b) extrahiertes Signal als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall.

Masse. Abbildung 3.10a zeigt die Verteilung der ω -Kandidaten zusammen mit der skalierten Verteilung des Untergrunds aus der OmegaTGPS-Methode als Funktion der invarianten Masse. Wie die zuvor gezeigte Beschreibung des Verhältnisses mit einem Polynom zweiten Grades vermuten lässt, beschreibt der skalierte Untergrund die ω -Kandidaten im Parametrisierungsbereich $0,6 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$ sehr gut. Im Bereich des erwarteten Signals um $m_{\text{inv}} \approx 0,78 \text{ GeV}/c$ zeigt sich ein Peak in der Verteilung der ω -Kandidaten. Um das dort liegende Signal zu extrahieren, wird nun die skalierte Verteilung des Untergrunds von der *Same-Event*-Verteilung abgezogen. Abbildung 3.10b zeigt das extrahierte Signal zusammen mit einer Parametrisierung des Signals. Die Parametrisierung des Signals besteht aus einer Gaußkomponente, sowie einem exponentiellen *Tail* an der linken Seite der Gaußkomponente (siehe Gleichung 3.6), wie zuvor in Unterabschnitt 3.4.2 beschrieben. Die Parametrisierung stimmt innerhalb der Unsicherheiten gut mit den Datenpunkten überein. Außerhalb des Peaks fluktuieren die Datenpunkte um Null. Da dort kein Signal erwartet wird, spricht eine Fluktuation um Null für eine gute Beschreibung des Untergrunds.

Für die Analyse wird neben der Signalextraktion in den Daten auch eine Signalextraktion in der JJ MC-Simulation für die Korrektur auf die Rekonstruktionseffizienz benötigt. Eine Beschreibung der Rekonstruktionseffizienz folgt in Unterabschnitt 4.1.3, an dieser Stelle sei nur erwähnt, dass eine gute Übereinstimmung der Signalextraktion zwischen Daten und Simulation entscheidend für die Rekonstruktionseffizienz ist. Die Signalrekonstruktion

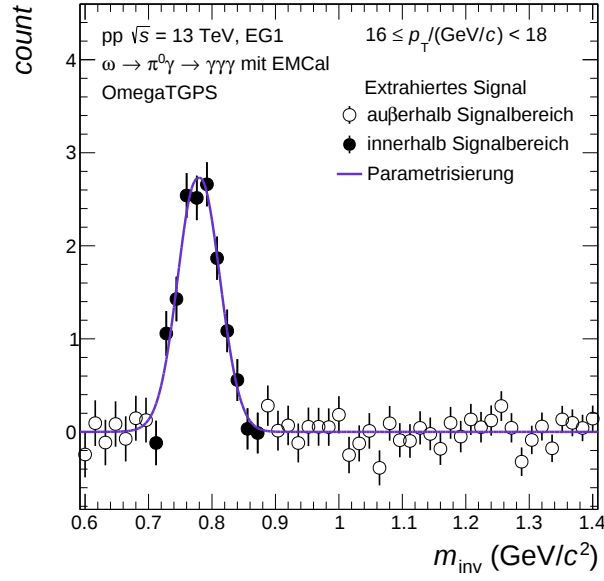


Abbildung 3.11: Extrahiertes Signal als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall in der JJ MC-Simulation.

sowie die Bestimmung des Untergrunds erfolgt in der JJ MC-Simulation dabei analog zum zuvor beschriebenen Vorgehen in den Daten. Abbildung 3.11 zeigt das extrahierte Signal aus der JJ MC-Simulation zusammen mit einer Parametrisierung durch eine Gaußfunktion mit *Tail*-Komponente auf der linken Seite (siehe Gleichung 3.6). Das extrahierte Signal, im Folgenden „MC Reco“ genannt, besitzt einen Peak im Bereich des erwarteten Signals um $m_{\text{inv}} \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$, während außerhalb dieses invarianten Massenbereichs die Datenpunkte um Null fluktuieren. Damit zeigt sich auch für die JJ MC-Simulation eine gute Beschreibung des Untergrunds durch die Untergrundmethode OmegaTGPS.

Aus den Parametrisierungen der extrahierten Signale und von MC *True* lässt sich der Mittelwert und die Breite der Signale bestimmen. Der Mittelwert entspricht dabei der mit dieser Methode bestimmten Masse m_ω des ω -Mesons. Die Breite σ hingegen setzt sich aus der Energieauflösung des EMCAL, sowie der Zerfallsbreite $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma}$ des Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ zusammen. Abbildung 3.12a zeigt die ω -Masse aus der Parametrisierung der extrahierten Signale in Daten, sowie von MC *Reco* und MC *True* als Funktion des Transversalimpulses. Die extrahierte Masse steigt mit dem Transversalimpuls an. Der Grund für den Anstieg liegt im in Unterabschnitt 3.4.1 angesprochenen *Clustermerging*. Durch das *Clustermerging* wird der Öffnungswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Photonkandidaten und damit auch die invariante Masse von π^0 -Kandidaten zu kleinen Werten hin eingeschränkt. Dadurch können bei höheren Transversalimpulsen nur π^0 -Kandidaten bestimmt werden, deren Massen über dem Literaturwert liegt. Dabei handelt es sich um einen Detektoreffekt des EMCAL. Abbildung 3.12b zeigt die Breite, die aus der Parametrisierung der extrahierten Signale in Daten, sowie von

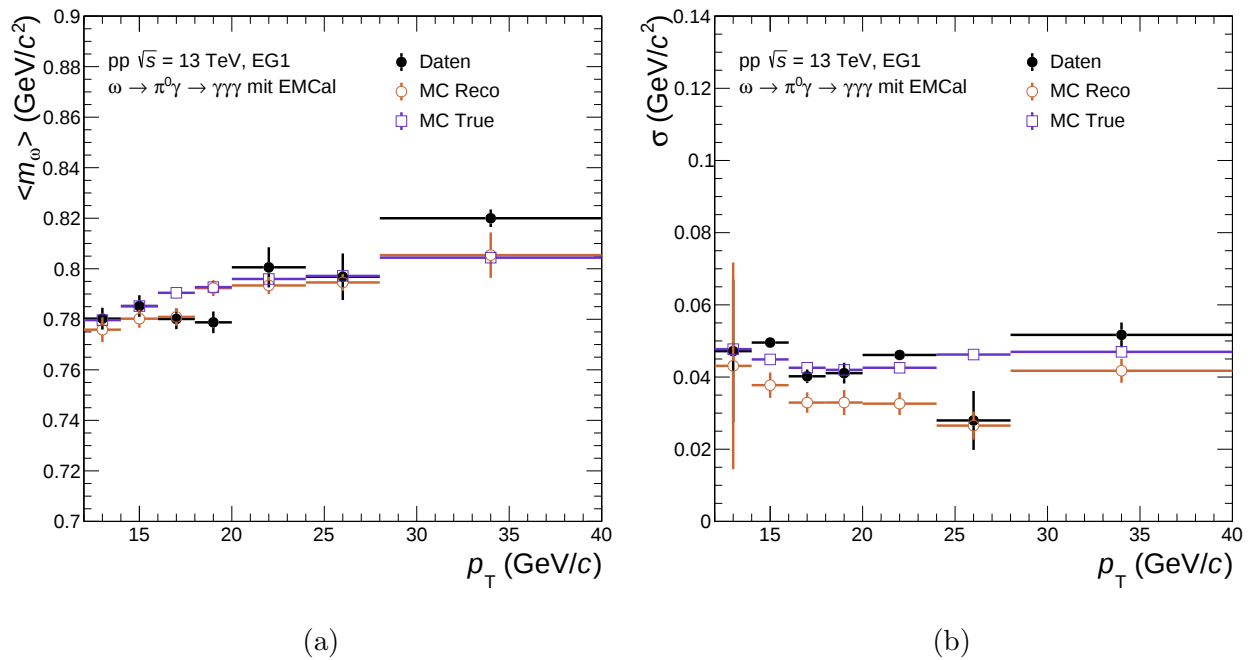


Abbildung 3.12: (a) Mittelwert und (b) Breite aus den extrahierten Signalen in Daten und JJ MC-Simulation (MC *Reco*) mit OmegaTGPS als Untergrundmethode, sowie dem wahren Signal (MC *True*) als Funktion des Transversalimpulses.

MC *Reco* und MC *True* bestimmt wird. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Werten aus Daten und MC *True*. Die Werte aus MC *Reco* liegen hingegen systematisch unter den anderen beiden, wobei die Ursache hierfür unbekannt ist. Die Energiekalibrierung kann als Ursache ausgeschlossen werden, da in diesem Fall die Breite aus MC *True* und MC *Reco* gleich und die Breite aus den Daten unterschiedlich sein müsste. Der Unterschied der Breite des Signals zwischen MC *Reco* zu Daten und MC *True* kann eine systematische Unsicherheit als Konsequenz haben. Dies wird später in Unterabschnitt 4.2.1 untersucht. Der bereits erwähnte Signalebereich $m_\omega \pm 2 \sigma_\omega$, der aus der Parametrisierung der zuvor gezeigten Verhältnisse ausgeschlossen wurde, setzt sich aus den Werten des wahren Signals zusammen.

Mit Hilfe der Signalextraktion wird in Abschnitt 3.8 die Anzahl der extrahierten ω als Funktion des Transversalimpulses bestimmt. Zuvor werden im nächsten Abschnitt mit Hilfe der Signalextraktion die unterschiedlichen Methoden zur Beschreibung des Untergrunds verglichen und die Wahl der OmegaTGPS-Methode als Standard diskutiert.

3.7 Vergleich der Untergrundmethoden

Abbildung 3.13 zeigt das Verhältnis der Verteilung der ω -Kandidaten zur Verteilung des Untergrunds für die Rotationsmethoden (a) OmegaRot und (b) Pi0TGPS, sowie die *Mixed-Event*-Methoden (c) SamePi0 und (d) DiffPi0, sowie jeweils eine Parametrisierung mit einem

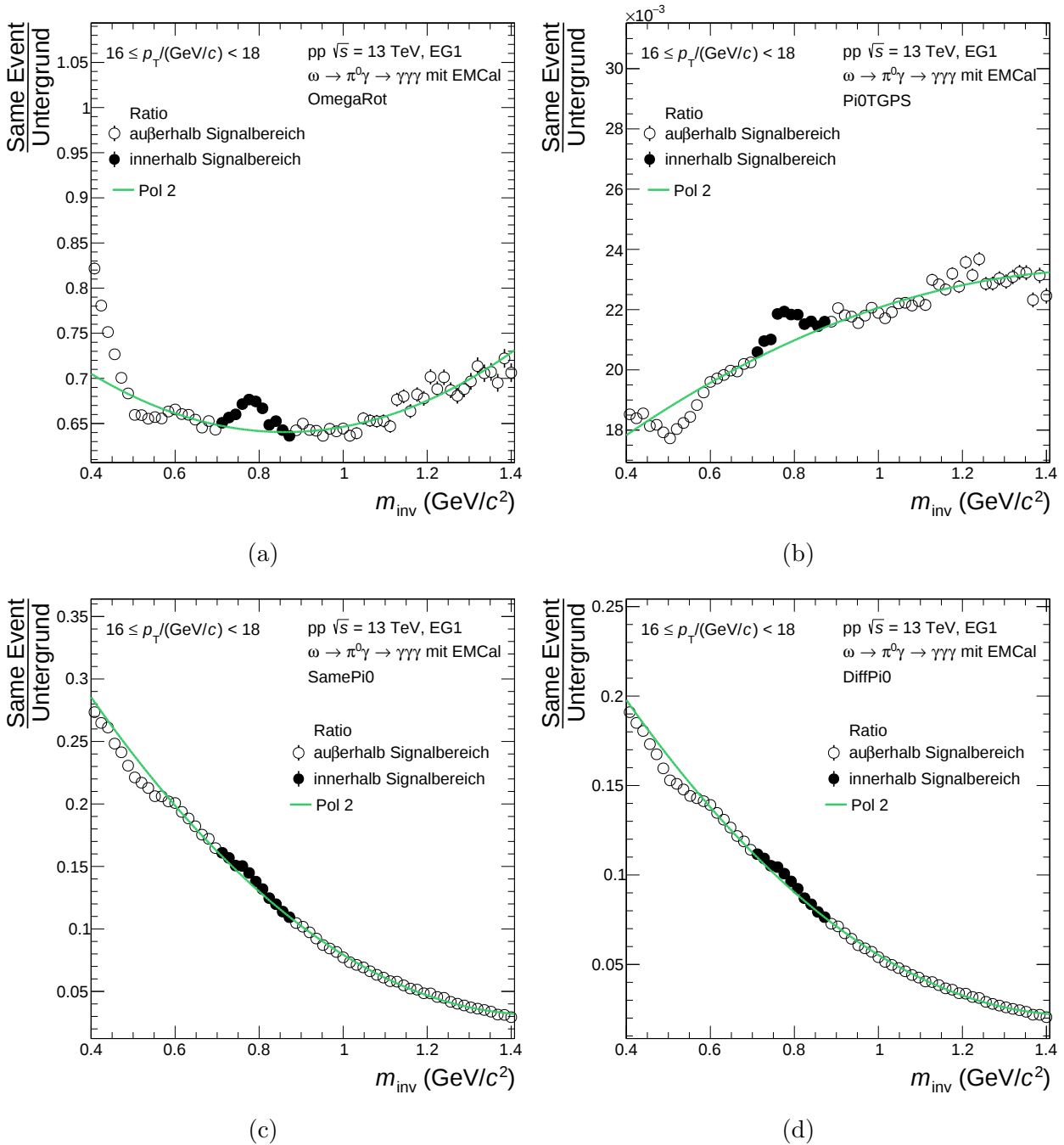


Abbildung 3.13: Verhältnis der Verteilung der ω -Kandidaten zur Abschätzung des Untergrunds als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall mit (a) OmegaRot Methode, (b) Pi0TGPS, (c) SamePi0 und (d) DiffPi0.

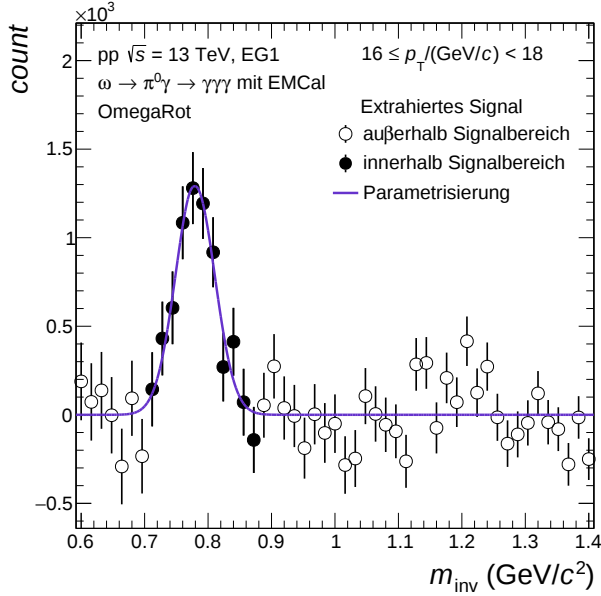
Polynom zweiter Ordnung. In allen vier Fällen zeigt das Polynom zweiter Ordnung eine gute Beschreibung der Datenpunkte im Parametrisierungsbereich $0,6 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 1,4$. Der Peak im Signalbereich zeichnet sich für die Fälle (a) und (b) deutlich ab, während er bei den beiden *Mixed-Event*-Methoden kaum erkennbar ist. Dies lässt sich damit erklären, dass bei den beiden *Mixed-Event*-Methoden das gezeigte Verhältnis relativ gesehen einen

deutlich größeren Wertebereich abdeckt, als bei den unterschiedlichen Rotationsmethoden. Das heißt, dass das Verhältnis aus dem Datenpunkt mit dem größten Wert zum Datenpunkt mit dem kleinsten Wert bei den *Mixed-Event*-Methoden größer als im Vergleich bei den Rotationsmethoden. Der invariante Massenbereich $0,4 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV}/c^2) < 0,6$ wird mit keiner der gezeigten Untergrundmethoden beschrieben, wie im Abschnitt zuvor auch nicht mit der OmegaTGPS-Methode. Da für alle vier Methoden das gezeigten Verhältnisse durch ein Polynom zweiter Ordnung im selben invarianten Massenbereich beschrieben wird, wie für die OmegaTGPS-Methode im Abschnitt zuvor, kann an dieser Stelle keine der Methoden ausgeschlossen werden. Im nächsten Schritt werden die extrahierten Signale verglichen.

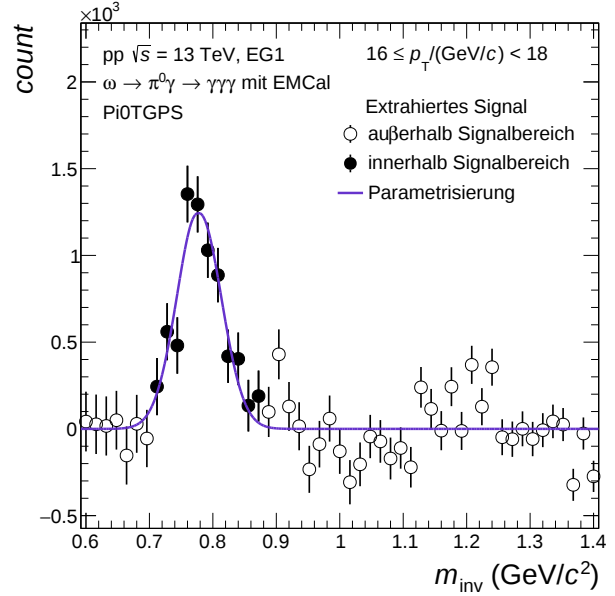
Abbildung 3.14 zeigt das extrahierte Signal als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall für die Untergrundmethoden (a) OmegaRot, (b) Pi0TGPS, (c) SamePi0 und (d) DiffPi0. Mit allen vier Methoden lässt sich ein klarer Peak im Signalbereich erkennen. Für invariante Massen $m_{\text{inv}} \geq 0,9 \text{ GeV}/c^2$ sollten die Datenpunkte um Null fluktuieren, wie zuvor in Abschnitt 3.6 erwähnt wurde. Bei den gezeigten extrahierten Signalen der beiden Rotationsmethoden fluktuieren die Datenpunkt in diesem Bereich um Null innerhalb der Unsicherheiten. Hingegen zeigt sich in diesem invarianten Massenbereich für die beiden *Mixed-Event*-Methoden ein systematisches Verhalten der Datenpunkt, das von einer Fluktuation um Null abweicht. In dem invarianten Massenbereich $0,95 \leq m_{\text{inv}}/\text{GeV}/c^2 < 1,1$ liegen alle Datenpunkte unter Null. Zu höheren invarianten Massen im Bereich $1,15 \leq m_{\text{inv}}/\text{GeV}/c^2 < 1,25$ liegen die Datenpunkte über Null. Diese systematischen Abweichungen des extrahierten Signals von Null innerhalb der genannten invarianten Massenbereiche bedeuten, dass die *Mixed-Event*-Methoden den Untergrund in diesen invarianten Massenbereichen schlechter beschreiben, als die Rotationsmethoden. Eine schlechte Beschreibung des Untergrunds in den genannten invarianten Massenbereichen legt eine schlechte Beschreibung des Untergrund im Signalbereich nahe, deshalb werden beide *Mixed-Event*-Methode zur Beschreibung des Untergrunds aus der Analyse ausgeschlossen.

Um die beiden Rotationsmethoden mit der dritten Rotationsmethode OmegaTGPS weiter zu vergleichen, wird im Folgenden die Übereinstimmung zwischen dem extrahierten Signal in Daten und JJ MC-Simulation sowie zwischen MC *Reco* und MC *True* gegenübergestellt. Betrachtet wird dabei die jeweilige Verteilung im Signalbereich, da in diesem Bereich später auch die Anzahl der ω -Mesonen bestimmt wird. Abbildung 3.15a zeigt die drei Verteilungen im Signalbereich für ein p_T -Intervall. Als Methode zur Bestimmung des Untergrunds wurde dafür die OmegaTGPS Methode verwendet. Die Verteilungen sind dabei auf Eins normiert, da für den Vergleich nur die Form der Verteilung bedeutsam ist. Eine gute Übereinstimmung der Datenpunkte innerhalb der Unsicherheiten lässt sich erkennen. Für eine Quantifizierung der Übereinstimmung der Verteilungen wird ein χ^2 -Test durchgeführt.

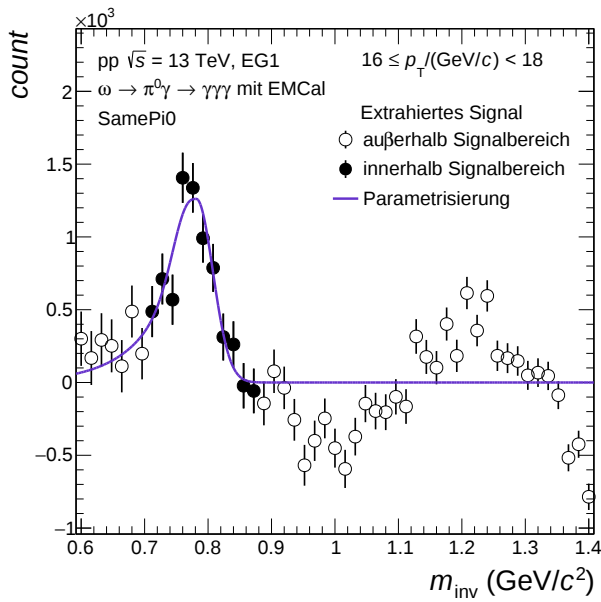
Für einen χ^2 -Test ist ein Wert von $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} = 1$ das Optimum. Dabei steht ndf für die Anzahl



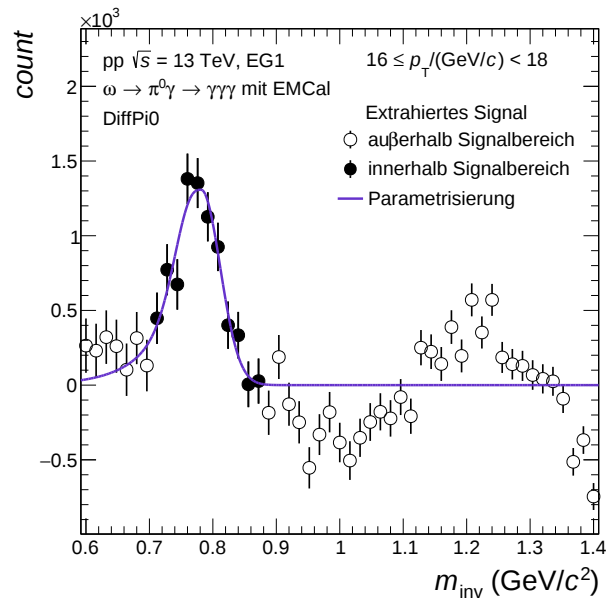
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 3.14: Extrahiertes Signal als Funktion der invarianten Masse für ein p_T -Intervall mit (a) OmegaRot Methode, (b) Pi0TGPS, (c) SamePi0 und (d) DiffPi0.

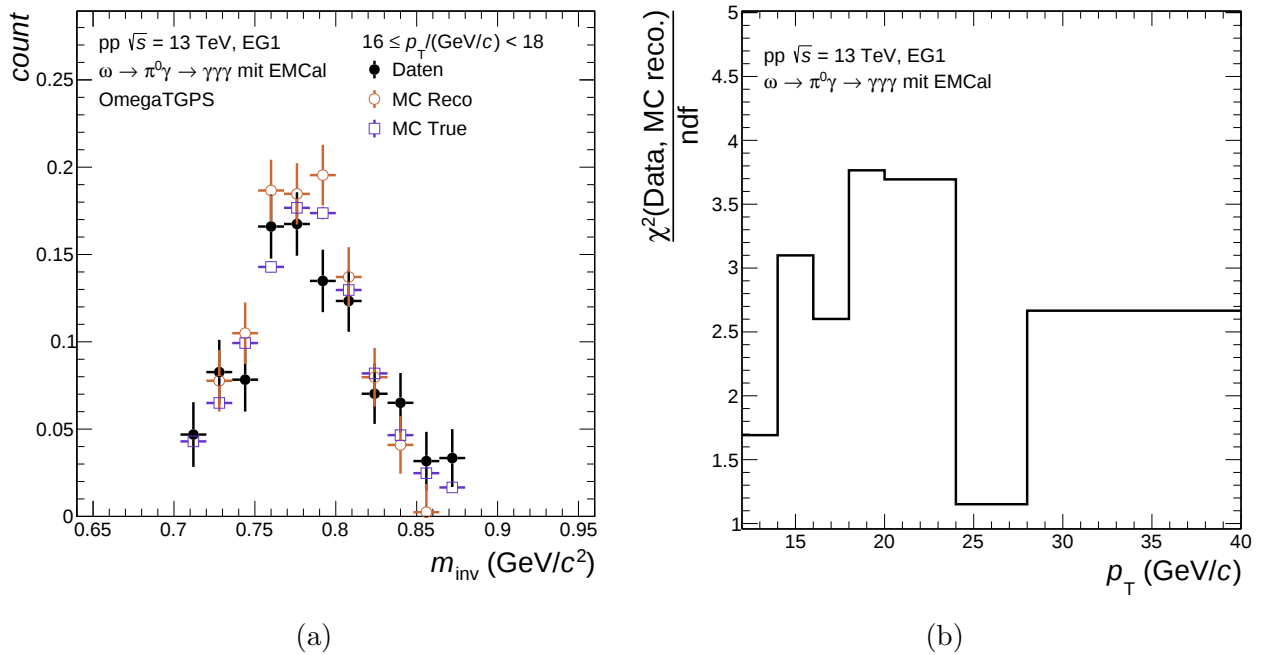


Abbildung 3.15: (a) Extrahiertes Signal aus den Daten und der JJ MC-Simulation, sowie MC *True* für ein p_T -Intervall. (b) Verteilung der $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ für den Vergleich Daten und MC *Reco*.

der Freiheitsgrade. Kleinere Werte deuten auf zu große Unsicherheiten hin, während mit steigendem Wert die Übereinstimmung der beiden zu vergleichenden Verteilungen abnimmt. Abbildung 3.15b zeigt das Ergebnis eines χ^2 -Tests zwischen dem rekonstruierten Signal aus Daten und MC *Reco* als Funktion des Transversalimpulses. Die gezeigte Verteilung von $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ liegt zwischen 1,25 und 3,75. Um nun die verschiedenen Untergrundmethoden mit Hilfe von $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ vergleichen zu können, wird für jede Methode aus einer solchen Verteilung der Mittelwert und die Standardabweichung von $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ über die p_T -Intervalle gebildet. Dies erfolgt zum einen für den Vergleich Daten zu MC *Reco*, als auch für den Vergleich MC *Reco* zu MC *True*.

Abbildung 3.16a zeigt die $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte gemittelt über die p_T -Intervalle in Abhängigkeit der drei Rotationsmethoden zur Bestimmung des Untergrunds für den Vergleich von (a) Daten und MC *Reco* sowie von (b) MC *True* und MC *Reco*. Dabei werden die Werte für den EG1-*Trigger* in vollen und die Werte für den EG2-*Trigger* in offenen Markern dargestellt. Durch einen Vergleich der Werte für die beiden EMCal-*Trigger* fällt auf, dass die $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte der EG2-*getriggerten* Daten näher an $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} = 1$ liegen, als die EG1-*getriggerten* Daten. In drei von vier Fällen liegt der $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Wert der Untergrundmethode OmegaTGPS am nächsten an Eins, verglichen mit den anderen beiden Methoden. Lediglich im Vergleich von Daten und MC *Reco* für den EG1-*Trigger* liegt der Wert der OmegaRot-Methode mit $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} \approx 2,6$ am nächsten an der Eins. Aber die Werte der Methoden OmegaTGPS und Pi0TGPS liegen mit $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} \approx 2,7$ sehr nah an dem Wert der OmegaRot-Methode. Im Vergleich von MC *True* und MC *Reco* liegt die OmegaTGPS-Methode mit $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} \approx 1,9$ deutlich näher an Eins als die

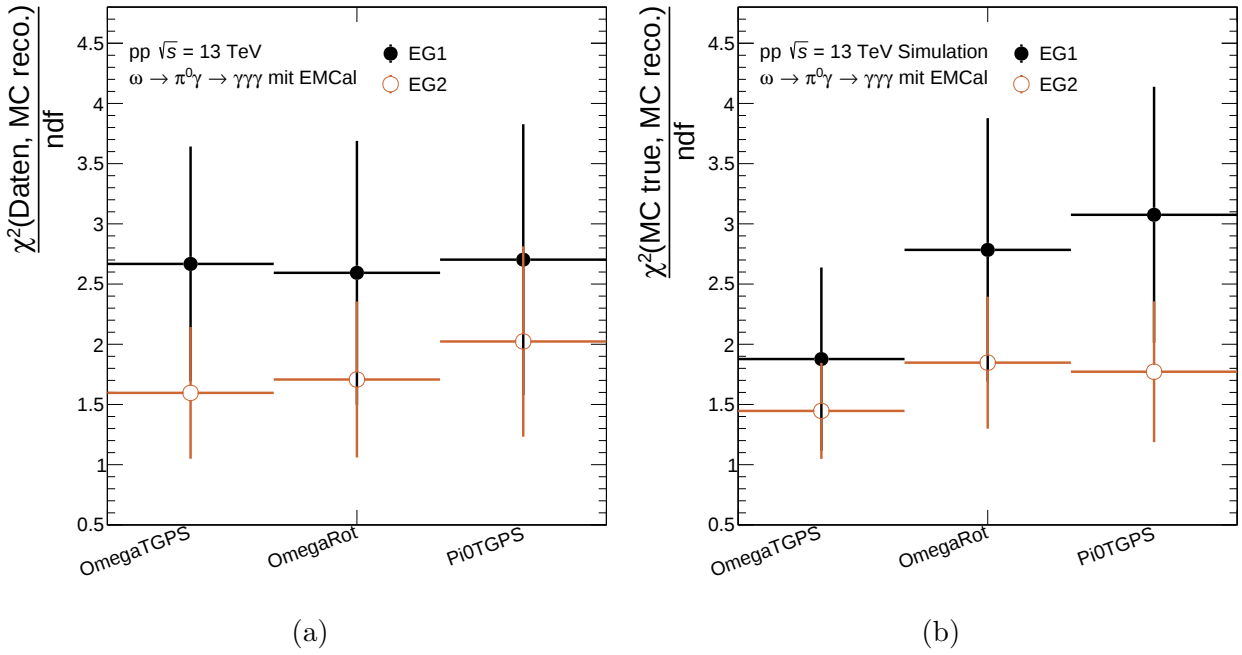


Abbildung 3.16: Mittelwert der Werte aus den χ^2 -Tests zwischen dem rekonstruierten Signal aus (a) Daten und MC *Reco* sowie aus (b) MC *Reco* und MC *True*.

OmegaRot-Methode mit $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} \approx 2,8$ und die Pi0TGPS-Methode mit $\frac{\chi^2}{\text{ndf}} \approx 3,1$. Aus den eben genannten Gründen wird die Untergrundmethode OmegaTGPS als Standardmethode zur Beschreibung des Untergrunds verwendet.

3.8 Unkorrigiertes Spektrum

Mit Hilfe des extrahierten Signals, wie in Abbildung 3.10b dargestellt, kann die Anzahl der ω als Funktion des Transversalimpulses bestimmt werden. Für die Bestimmung wird das extrahierte Signal in allen p_T -Intervallen betrachtet, die in Tabelle 3.6 angegeben sind. Innerhalb des Signalbereichs von $m_\omega \pm 2 \sigma_\omega$ werden die Einträge des extrahierten Signals aufsummiert, um die Anzahl der ω für jedes p_T -Intervall zu erhalten. Abbildung 3.17 zeigt die Anzahl der ω als Funktion des Transversalimpulses für (a) EG1- und (b) EG2-*getriggerte* Daten. Die Verteilungen werden im Folgenden auch als rohe ω -Spektren bezeichnet. Die Verteilungen sind auf zusätzliche Größen normiert: Die Anzahl der *Events*, den Transversalimpuls, die Breite der p_T -Intervalle, die Wahrscheinlichkeit für die Zerfallskette $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$, sowie einen ALICE typischen kinematischen Bereich von $|\eta| < 0,8$ und $\Delta\phi = 2\pi$. Dieser kinematische Bereich ist größer als der kinematische Bereich des EMCAL, der zuvor in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde. Mit Hilfe einer Akzeptanzkorrektur wird der kinematische Bereich der Messung, der dem des EMCAL entspricht, auf den ALICE typischen kinematischen Bereich korrigiert. Die Akzeptanzkorrektur sowie weitere Korrekturen, die im Rahmen dieser Arbeit

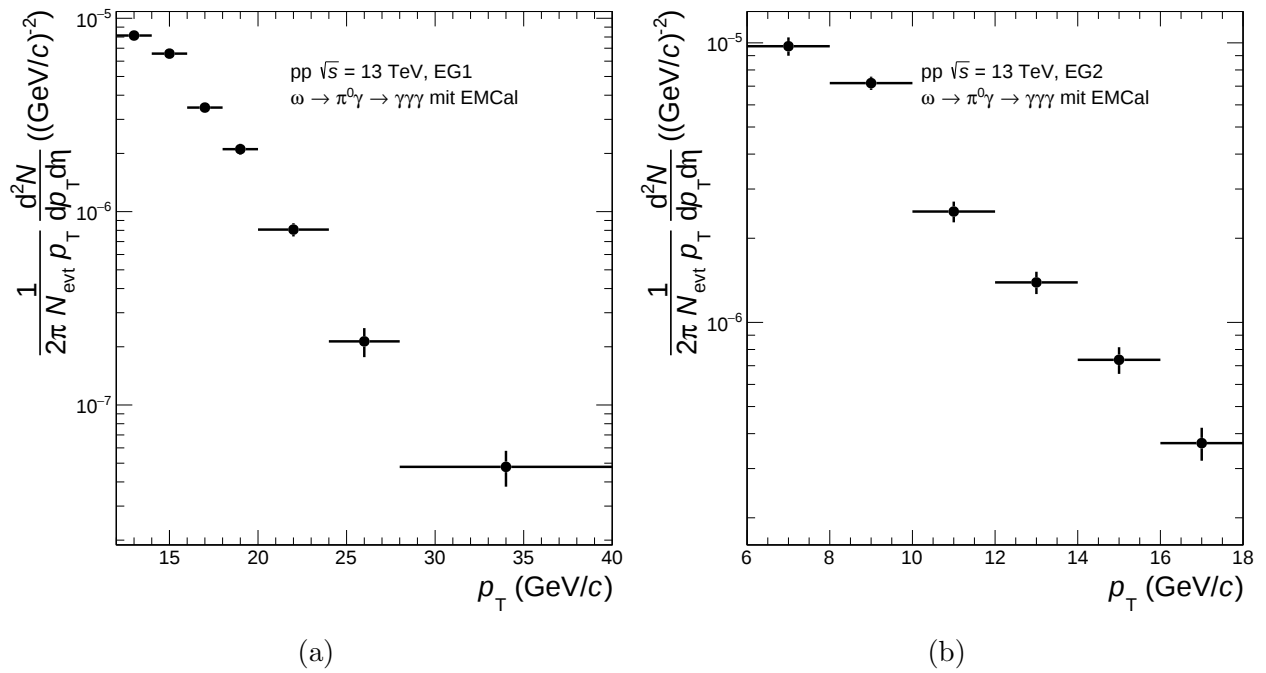


Abbildung 3.17: Anzahl der ω als Funktion des Transversalimpulses für (a) EG1- und (b) EG2-*getriggerte* Daten.

angewandt werden, werden im nächsten Abschnitt erläutert.

4 Korrigiertes Spektrum

4.1 Korrekturen

4.1.1 Akzeptanz

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, werden die ω -Spektren auf verschiedene Größen normiert, unter anderem auf einen für ALICE typischen kinematischen Bereich, der einen größeren Raumwinkel entspricht, als das EMCal abdeckt. Um den kinematischen Bereich der Messung von dem des EMCal auf den ALICE typischen zu korrigieren wird eine Akzeptanzkorrektur angewendet. Die Korrektur erfolgt durch ein Normieren der ω -Spektren mit der sogenannten Akzeptanz A . Die Akzeptanz wird aus dem Verhältnis der Anzahl N_{acc} der ω innerhalb des kinematischen Bereichs des EMCal zur Anzahl N_{gen} der generierten ω im ALICE typischen kinematischen Bereich gebildet:

$$A = \frac{N_{acc}}{N_{gen}}. \quad (4.1)$$

In der hier beschriebenen Analyse liegt ein ω innerhalb des kinematischen Bereichs des EMCal, wenn alle drei Zerfallsphotonen auf das EMCal auftreffen. Für die Akzeptanzkorrektur wird angenommen, dass die Produktionsrate des ω im ALICE typischen kinematischen Bereich keine Raumwinkelabhängigkeit besitzt. Außerdem wird eine im Rahmen dieser Analyse entwickelte sogenannte Toy-MC-Simulation verwendet, da die Verwendung der JJ MC-Simulationen einen Bias bezüglich der Akzeptanz bedeuten würden. Dieser Bias entsteht aufgrund der Forderung, die in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, dass pro *Event* mindestens ein Zerfallsphoton mit einem Transversalimpuls von $p_{T,\gamma} \geq 3,5$ GeV beziehungsweise $p_{T,\gamma} \geq 7$ GeV auf entweder das EMCal oder das DCal (einschließlich der räumlichen Abdeckung des PHOS) auftreffen muss. Abbildung 4.1 zeigt die Akzeptanz für die Messung des ω mit dem EMCal für (a) EG1- und (b) EG2-*getriggerte* Daten. Die Akzeptanz steigt mit dem Transversalimpuls an. Das liegt daran, dass bei steigendem Transversalimpuls der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen eines ω kleiner wird und damit die Wahrscheinlichkeit steigt, dass alle drei Zerfallsphotonen auf das EMCal auftreffen. Um die

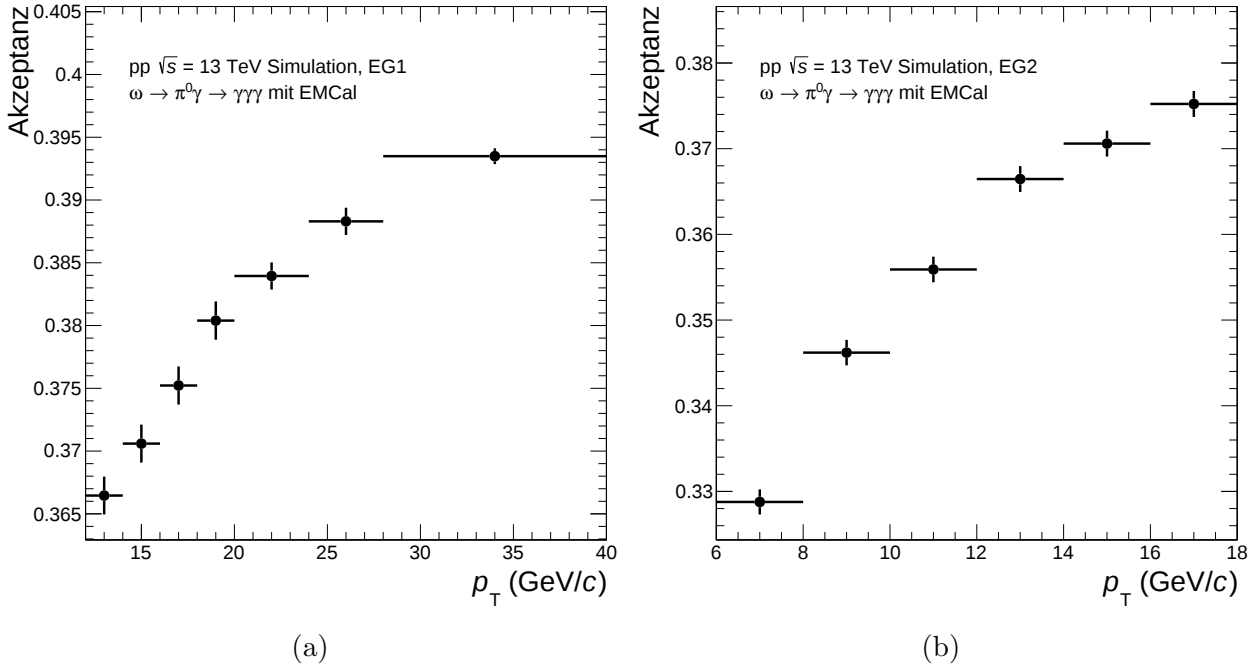


Abbildung 4.1: Akzeptanz für die ω Messung für (a) EG1- und (b) EG2-getriggerte Daten.

Anzahl der in den pp-Kollisionen produzierten ω zu erhalten, müssen die in Abbildung 3.17 gezeigten rohen ω -Spektren durch die Akzeptanz geteilt werden.

4.1.2 Rekonstruktionseffizienz

Die rohen ω -Spektren beschreiben die Anzahl der ω , die im kinematischen Bereich des EMCAL mit Hilfe der Signalextraktion bestimmt wurde. Um eine Abhängigkeit der Anzahl der ω von der Signalextraktion zu korrigieren wird die sogenannte Rekonstruktionseffizienz verwendet. Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{reco} wird aus dem Verhältnis der Anzahl N_{rec} der rekonstruierten ω zur Anzahl der ω im kinematischen Bereich des EMCAL gebildet:

$$\epsilon_{reco} = \frac{N_{rec}}{N_{acc}}. \quad (4.2)$$

Die Anzahl der rekonstruierten ω kann sich zur Anzahl der ω im kinematischen Bereich des EMCAL aus verschiedenen Gründen unterscheiden. Zum einen wird der Untergrund nur abgeschätzt, es kann also immer zu einer Unter- oder Überschätzung des Untergrunds kommen. Dies würde zu mehr beziehungsweise weniger rekonstruierten ω führen als im kinematischen Bereich des EMCAL vorliegen. Aufgrund des endlichen Zählbereich in dem das rekonstruierte Signal bestimmt wird, wird ein Verlust des Signals erwartet. Ebenso erwartet man durch das endliche Massenfenster zur Auswahl der π^0 -Kandidaten, durch den Mindestöffnungswinkel, durch die Detektoreffizienz des EMCAL sowie durch die Gammaselektion einen Verlust des

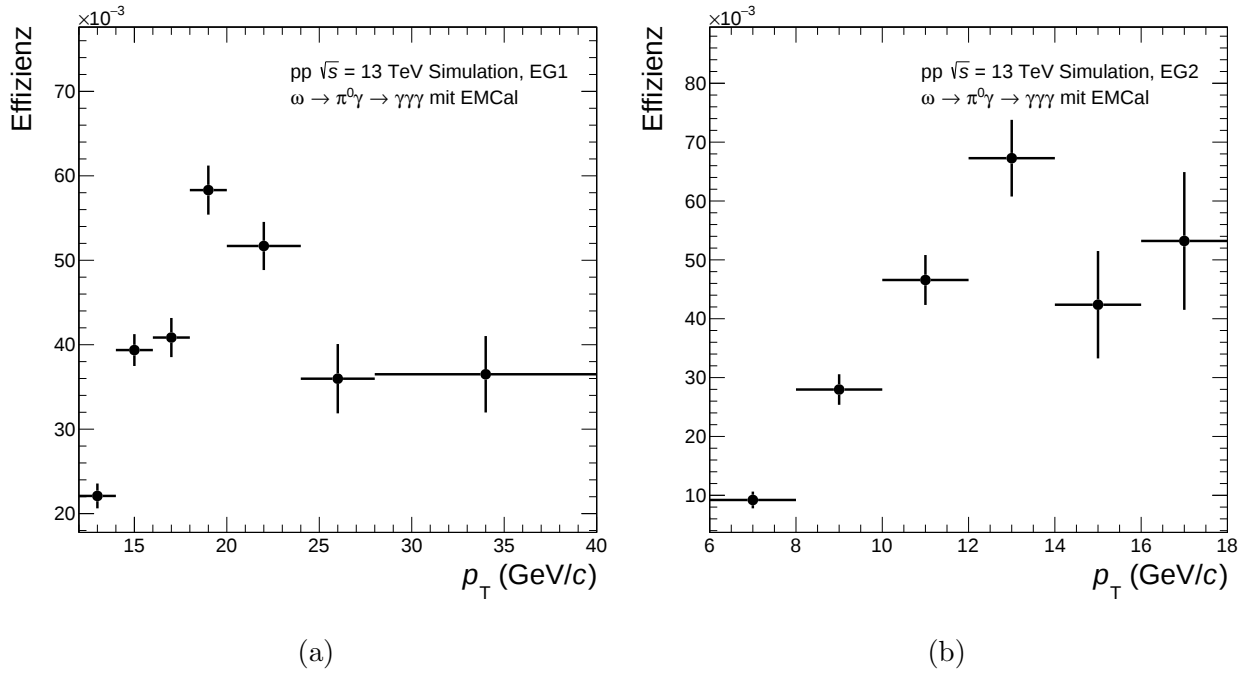


Abbildung 4.2: Akzeptanz für die ω Messung für (a) EG1- und (b) EG2-getriggerte Daten.

Signals. Auch die Auswahl der *Cluster*, wie sie in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, beeinflusst die Anzahl der rekonstruierten ω . Abbildung 4.2 zeigt die Effizienz für die Messung des ω mit dem EMCAL für (a) EG1- und (b) EG2-getriggerte Daten. Unabhängig vom verwendeten *Trigger* steigt die Effizienz anfänglich und fällt dann mit dem Transversalimpuls ab einem Wert von $p_T = 20$ GeV/c für den EG1-*Trigger* beziehungsweise $p_T = 14$ GeV/c für den EG2-*Trigger*. Der anfängliche Anstieg mit dem Transversalimpuls lässt sich mit der Effizienz einzelner Photonen und auch der Effizienz der π^0 [Kön19] begründen: Diese beiden Effizienzen zeigen auch zunächst einen Anstieg mit dem Transversalimpuls. Dass die Effizienz ab einem gewissen Transversalimpuls sinkt, hängt mit dem zuvor in Unterabschnitt 3.4.1 erwähnten Einfluss eines Mindestwerts des Öffnungswinkels beziehungsweise dem *Clustermerging* zusammen. So kommt es mit steigendem Transversalimpuls zum *Clustermerging* von zunächst den zwei Photonkandidaten eines π^0 und bei noch höheren Transversalimpulsen schließlich auch zum *Clustermerging* von allen drei Photonkandidaten eines ω .

4.1.3 Triggereffizienz

Wie in Abschnitt 2.3 erwähnt, basiert die *Triggerentscheidung* des EG1- und des EG2-*Triggers* auf der Energie, die in einem Quadrat von 4×4 Zellen deponiert wird. Dies hat zur Folge, dass die *Triggerschwelle* auf Ebene der *Cluster* verschmiert wird. Eine solche Verschmierung wird auch als *Turn-On* bezeichnet. In der hier beschriebenen Analyse werden drei Photonkandidaten, also drei *Cluster*, für die Rekonstruktion der ω -Kandidaten verwendet.

Bei asymmetrischen Zerfällen der ω kommt es zu *Clustern* mit unterschiedlichen Energien. Aufgrund solcher Zerfälle kann eines der drei *Cluster* im Energiebereich des *Turn-On* liegen, während die anderen beiden *Cluster* außerhalb des Energiebereich des *Turn-On* liegen. Dadurch wird die Verschmierung des *Turn-Ons* auf der Ebene der ω verstärkt im Vergleich zur Verschmierung auf Ebene der *Cluster*. Damit die Daten, die innerhalb des p_T -Bereichs des *Turn-Ons* liegen, verwendet werden können, muss sichergestellt sein, dass die JJ MC-Simulationen den *Turn-On* aus den Daten beschreibt.

Um den *Turn-On* auf Ebene der ω -Kandidaten für beide *Trigger* zu bestimmen, werden Rekonstruktionseffizienzen bei unterschiedlichen *Triggern* verglichen. So wird für die Bestimmung des *Turn-On* des EG1-*Triggers* ein Vergleich mit der Rekonstruktionseffizienz des EG2-*Triggers* verwendet. Für die Bestimmung des *Turn-On* des EG2-*Triggers* wird entsprechend ein Vergleich mit der Rekonstruktionseffizienz des MB-*Triggers* verwendet. Der EG1-*Trigger* wird dabei in den JJ MC-Simulation mit einem $p_{T,\gamma} \geq 7 \text{ GeV}/c$ (siehe Abschnitt 3.1) angewendet und der EG2- und MB-*Trigger* mit einem $p_{T,\gamma} \geq 3,5 \text{ GeV}/c$. Wie anfangs in dieser Arbeit erwähnt, liegt eine zu geringe Statistik in den MB-*getriggerten Events* vor, um eine Signalextraktion von ω -Mesonen über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ durchzuführen. Entsprechend kann die Rekonstruktionseffizienz für den MB-*Trigger* nicht gebildet werden. Die sogenannte wahre Rekonstruktionseffizienz ϵ_{true} wird analog zur Rekonstruktionseffizienz gebildet, jedoch wird anstelle des MC *Reco* Signals das MC *True* Signal verwendet. Das MC *True* Signal bietet den Vorteil, dass kein Untergrund vorliegt und somit keine Signalextraktion durchgeführt werden muss, wodurch die statistische Unsicherheit geringer ausfällt, verglichen mit dem MC *Reco* Signal. Der *Turn-On* liegt allerdings auch in der wahren Rekonstruktionseffizienz vor. Daher wird hier die wahre Rekonstruktionseffizienz ϵ_{true} verwendet. Es wird also die Anzahl N_{true} der wahren ω im Verhältnis zur Anzahl der ω im kinematischen Bereich des EMCal gebildet:

$$\epsilon_{true} = \frac{N_{true}}{N_{acc}}. \quad (4.3)$$

Abbildung 4.3a zeigt die Verhältnisse der wahren Rekonstruktionseffizienz der *Trigger* EG1 und EG2 sowie EG2 und MB. Die Verhältnisse selbst werden auch als *Triggereffizienz* bezeichnet. Der *Turn-On* liegt jeweils in dem p_T -Bereich, in dem das Verhältnis steigt, bis es bei einem Wert von eins saturiert. Für den EG1-*Trigger* lässt sich damit der p_T -Bereich des *Turn-Ons* auf $10 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 18$ bestimmen. Der p_T -Bereich von $8 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 10$ wird nicht zum p_T -Bereich des *Turn-Ons* gezählt, da mit der vorhandenen Auflösung unklar ist, ob in diesem Bereich bereits eine monotone Steigung vorliegt. Analog wird der p_T -Bereich des *Turn-Ons* des EG2-*Triggers* auf $6 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 14$ bestimmt. Für $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ nimmt das Verhältnis des EG1-*Triggers* zum EG2-*Trigger* mit dem Transversalimpuls ab.

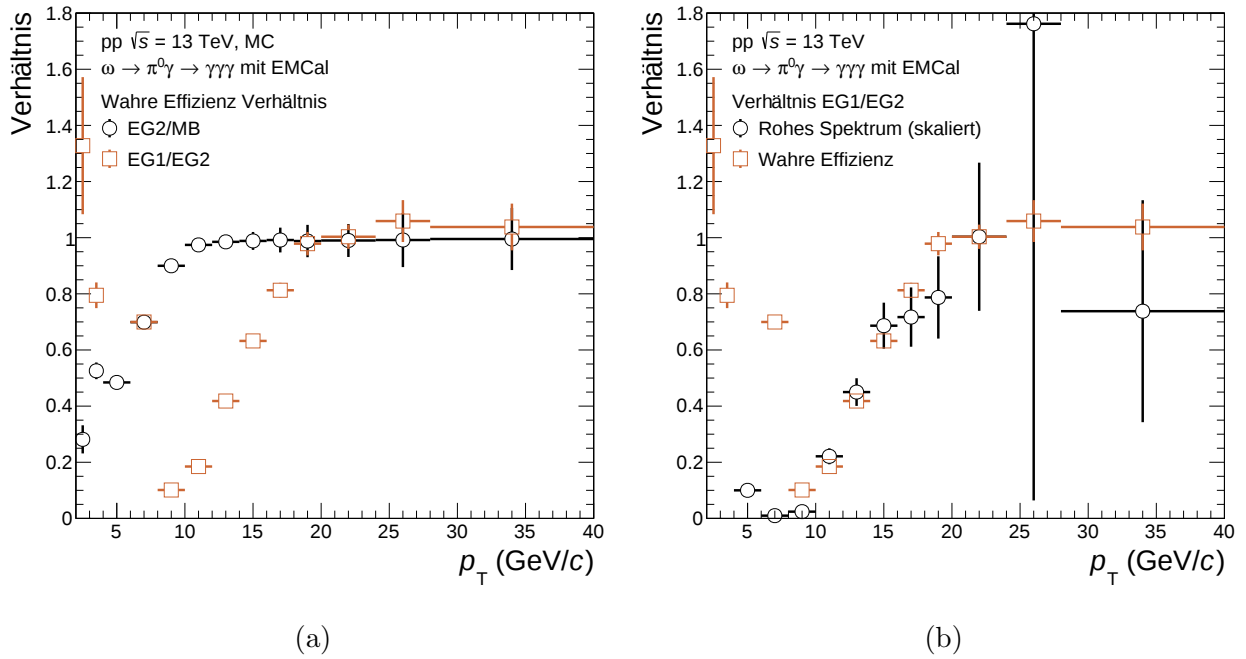


Abbildung 4.3: (a) Verhältnis der wahren Effizienz der *Trigger* EG1 und EG2 sowie EG2 und MB. (b) Vergleich der *Turn-On* Kurve in Daten und in JJ MC-Simulation.

In diesem Bereich überschneiden sich die *Turn-On*-Kurven des EG1- und des EG2-*Triggers*. Für den p_T -Bereich $8 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 14$ ist der *Turn-On* des EG2-*Triggers* fast vollständig saturiert, daher beschränkt sich der Einfluss der Überschneidung der *Turn-On*-Kurven der beiden *Trigger* auf $p_T < 8 \text{ GeV}/c$. Im Verhältnis der Effizienz des EG2-*Triggers* zur Effizienz des MB-*Triggers* fluktuiert der Datenpunkt bei $3 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 4$ nach oben. Dieses Verhalten wurde untersucht und als Fluktuation bestätigt [Kön21]. Damit der p_T -Bereiche der *Turn-On*-Kurven in der Analyse verwendet werden kann, muss zunächst überprüft werden, ob der *Turn-On* in den Daten mit dem *Turn-On* in der JJ MC-Simulation übereinstimmt. Daher wird der *Turn-On* in Daten und JJ MC-Simulation im Folgenden verglichen.

Um den *Turn-On* in Daten bestimmen zu können, wird das Verhältnis aus zwei rohen ω -Spektren bei Verwendung unterschiedlicher *Trigger* benötigt. Zwischen den ω -Spektren des EG1- und des EG2-*Triggers* gibt es nur drei entscheidende Unterschiede: Die Anzahl der *Events*, die Anzahl der *Cluster* pro *Event* sowie die *Triggerschwelle*. Die rohen ω -Spektren sind auf die Anzahl der *Events* normiert und der Unterschied in der Anzahl der *Cluster* pro *Event* kann ebenfalls durch eine Normierung mit einem konstanten Faktor korrigiert werden, wie später in diesem Unterabschnitt diskutiert wird. Daher sollte das Verhältnis bis auf einen konstanten Skalierungsfaktor einen *Turn-On* wie die *Triggereffizienz* besitzen. Für den Vergleich zwischen Daten und JJ MC-Simulation wird das Verhältnis der rohen ω -Spektren (siehe Abbildung 3.17) gebildet und skaliert. Die Skalierung erfolgt so, dass im p_T -Bereich, wo die Saturation der *Triggereffizienz* vorliegt, das Verhältnis der rohen Spektren den sel-

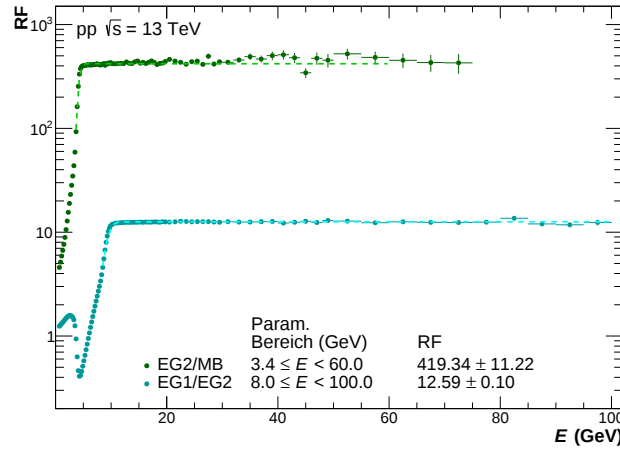


Abbildung 4.4: Verhältnis der Anzahl der *Cluster* pro *Event* der *Trigger* EG1 und EG2 sowie EG2 und MB als Funktion der Energie der *Cluster*.

ben Wert hat wie das Verhältnis der wahren Effizienzen. Abbildung 4.3b zeigt das Verhältnis der wahren Effizienzen und der rohen ω -Spektren vom EG1-*Trigger* zum EG2-*Trigger*. Aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten über $p_T \geq 24$ GeV/ c erfolgte die Skalierung des Verhältnisses der rohen ω -Spektren im Bereich $20 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 24$. Es liegt eine gute Übereinstimmung des *Turn-Ons* in Daten und JJ MC-Simulation über den gesamten p_T -Bereich von $10 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 18$ innerhalb der Unsicherheiten vor. Der Algorithmus zur Bestimmung des *Triggers* in der JJ MC-Simulation beschreibt also den *Trigger* in den Daten. Da die Überprüfung des EG1- und des EG2-*Triggers* sich ausschließlich in dem Wert der *Triggerschwelle* unterscheidet, können die Daten innerhalb des p_T -Bereichs des *Turn-Ons* der beiden *Trigger* verwendet werden. Die untersten p_T -Intervalle der beiden *Trigger*, die in der hier beschriebenen Analyse verwendet werden, betragen $12 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 14$ für den EG1-*Trigger* und $6 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 8$ für den EG2-*Trigger*. Diese beiden p_T -Intervalle liegen innerhalb des p_T -Bereichs des entsprechenden *Turn-Ons*.

Neben dem *Turn-On* hat die *Triggerschwelle* des EG1- und EG2-*Triggers* einen Einfluss auf die Anzahl der *Cluster* pro *Event* als Funktion der Energie beziehungsweise des Transversalimpulses im Vergleich zum MB-*Trigger*. Aufgrund der Mindestenergie, die die *Triggerschwelle* definiert, besitzen die *Events* des EG1- und EG2-*Triggers* eine erhöhte Anzahl an *Clustern* pro *Event*. Dadurch liegt auch die Anzahl der ω -Mesonen pro *Event* mit dem EG1- und EG2-*Trigger* höher als mit dem MB-*Trigger*. Um diese Anreicherung in den EG1- und EG2-*getriggerten* Daten gegenüber den MB-*getriggerten* Daten zu korrigieren, wird der sogenannte *Triggerrejectionfactor* RF verwendet. Der *Triggerrejectionfactor* lässt sich aus dem Verhältnis $\frac{N_{clus}}{N_{evt}}$ der Anzahl der *Cluster* pro *Event* des EG1- beziehungsweise EG2-*Triggers* zum MB-*Trigger* als Funktion der Energie der *Cluster* bestimmen. Abbildung 4.4 zeigt das Verhältnis der Anzahl der *Cluster* pro *Event* der *Trigger* EG1 und EG2 sowie EG2 und MB als Funktion der Energie der *Cluster*. Wie am Anfang dieses Abschnitts

erwähnt, besitzen solche Verhältnisse einen *Turn-On*. Der *Triggerrejectionfactor* wird mit Hilfe eine Parametrisierung der Plateauregion nach dem *Turn-On* durch eine Konstante bestimmt. Für den *Triggerrejectionfactor* RF_{EG2} des EG2-*Triggers* ergibt sich somit

$$RF_{EG2} = \frac{N_{clus}^{EG2}}{N_{evt}^{EG2}} \bigg/ \frac{N_{clus}^{MB}}{N_{evt}^{MB}} \approx 419,34. \quad (4.4)$$

In der Plateauregion des EG1-*Triggers* besitzt die Verteilung der Anzahl der *Cluster* pro *Event* des MB-*Trigger* eine erhöhte statistische Unsicherheit verglichen mit der Plateauregion des EG2-*Triggers*. Aus diesem Grund wird für die Bestimmung des *Triggerrejectionfactors* RF_{EG1} des EG1-*Triggers* das Verhältnis der Anzahl der *Cluster* pro *Event* der *Trigger* EG1 und EG2 betrachtet und mit dem *Triggerrejectionfactor* des EG2-*Triggers* multipliziert. Für den *Triggerrejectionfactor* des EG1-*Triggers* ergibt sich damit

$$RF_{EG1} = \frac{N_{clus}^{EG1}}{N_{evt}^{EG1}} \bigg/ \frac{N_{clus}^{EG2}}{N_{evt}^{EG2}} \cdot RF_{EG2} \approx 5279,4906. \quad (4.5)$$

4.1.4 Korrigiertes Spektrum

Mit Hilfe der Akzeptanz, der Rekonstruktionseffizienz und dem *Triggerrejectionfactor* werden die beiden rohe Spektren korrigiert. Zusammen mit den in Abschnitt 3.8 erwähnten Normierungen der rohen ω -Spektren ergibt sich für ein korrigiertes Spektrum:

$$\frac{1}{2\pi N_{evt} p_T} \frac{d^2 N}{dy dp_T} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{p_T} \frac{1}{\epsilon_{reco}} \frac{1}{A} \frac{1}{RF} \frac{1}{BR_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma}} \frac{1}{BR_{\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma}} \frac{N}{\Delta y \Delta p_T}. \quad (4.6)$$

Abbildung 4.5 zeigt das korrigierte ω -Spektrum als Funktion des Transversalimpulses für (a) EG1- und (b) EG2-*getriggerte* Daten. Beide korrigierte ω -Spektren zeigen einen Verlauf, der einem Potenzgesetz folgt. Das korrigierte ω -Spektrum des EG2-*Triggers* besitzt einen fluktuierenden Datenpunkt bei $14 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 16$. Diese Fluktuation lässt sich mit einem Sprung in der Effizienz (siehe Abbildung 4.2b) erklären.

Für einen vollständigen Vergleich der beiden korrigierten ω -Spektren, sowie einen Vergleich mit anderen Messung werden zusätzlich zu den statistischen Unsicherheiten noch systematische Unsicherheiten benötigt. Die Bestimmung dieser systematischen Unsicherheiten wird im nächsten Abschnitt erläutert.

4.2 Systematische Unsicherheit

Im Laufe der hier beschriebenen Analyse werden die im Rahmen der Signalextraktion getroffenen Entscheidungen und gestellten Anforderungen an die Photonkandidaten beschrieben.

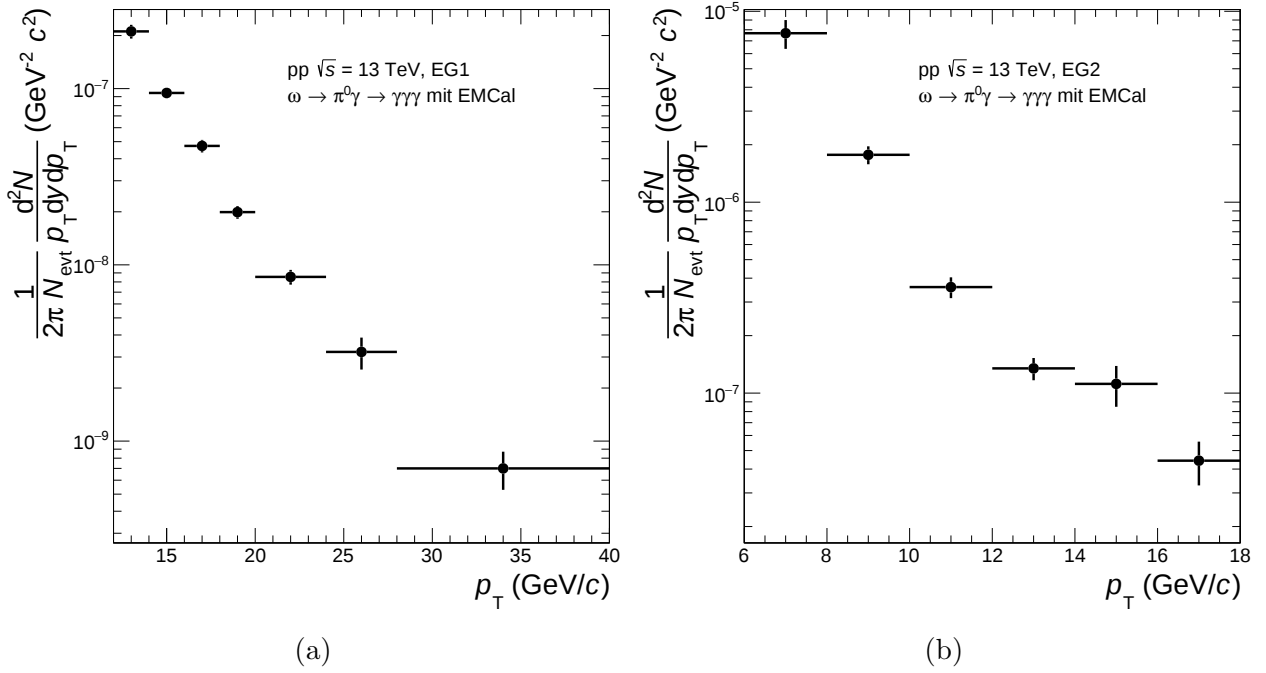


Abbildung 4.5: Korrigiertes ω -Spektrum als Funktion des Transversalimpulses für (a) EG1- und (b) EG2-getriggerte Daten.

Beispielsweise die Entscheidung, welche der Methoden zur Beschreibung des Untergrunds als Standardmethode verwendet wird oder die Anforderungen, die an ein *Cluster* gestellt werden, um als Photonkandidaten für die Analyse verwendet zu werden. Diese Entscheidungen und Anforderungen sind nicht absolut und können, in einem sinnvollen Rahmen, variiert werden. Die mit Hilfe der Variationen erstellten korrigierten ω -Spektren sollten, innerhalb der statistischen Unsicherheiten, konsistent mit dem Standard bleiben. Kommt es zu Abweichungen innerhalb dieser Variationen, die nicht von den statistischen Unsicherheiten gedeckt werden, so wird die Abweichung für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit in Unterabschnitt 4.2.3 verwendet. Um eine Abweichung auf ihre statistische Signifikanz zu prüfen, wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wird die relative Abweichung zwischen dem korrigierten ω -Spektrum einer Variation und dem korrigierten ω -Spektrum des Standard gebildet. Diese Abweichung wird mit Hilfe eines χ^2 -Test, mit Null, also keiner Abweichung vom Standard, verglichen. Liegt der $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Wert dieses Tests über Eins, was einer signifikanten Abweichung entspricht, so wird die dazugehörige Abweichung für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit verwendet. Der $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Wert nimmt mit der Unsicherheit der Abweichung ab. Mit dem Grad der Korrelation der Unsicherheiten des korrigierten ω -Spektren nimmt die Unsicherheit der Abweichung ab. Da der genaue Grad der Korrelation unbekannt ist, wird eine vollständige Korrelation angenommen, um die systematische Unsicherheit maximal zu überschätzen, aber nicht zu unterschätzen.

Zusätzlich gibt es noch eine systematische Unsicherheit $\sigma_{Material}$ auf Grund der Beschrei-

bung des experimentellen Aufbaus in den MC-Simulationen. Diese beträgt 2,1% pro Photonkandidat für das EMCal [Ach+18]. Damit ergibt sich für die hier beschriebene Analyse eine systematische Unsicherheit von $\sigma_{Material} = 6,3\%$ aus dieser Quelle.

Die systematischen Variationen lassen sich in zwei Kategorien einteilen: die systematische Variation der Signalextraktion, die im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, und die systematische Variation der Auswahl der *Cluster*, die im darauf folgenden Abschnitt beschrieben wird. Es folgt eine Schilderung der systematischen Variationen, die in der hier beschriebenen Analyse durchgeführt werden, beispielhaft anhand der Daten des EG1-*Triggers* und anschließend die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten.

4.2.1 Signalextraktion

Variation der Ordnung des Polynoms

Die erste Eigenschaft, die variiert wird, behandelt die Ordnung des Polynoms mit dem das Verhältnis der *Same-Event*-Verteilung zur Verteilung des Untergrunds parametrisiert wird. Als Standard wird ein Polynom zweiter Ordnung verwendet, wie in Abschnitt 3.6 beschrieben wird. In diesem Abschnitt wird auch gezeigt, dass ein Polynom erster Ordnung dieses Verhältnis lediglich in einem kleineren invarianten Massenbereich als ein Polynom zweiter Ordnung beschreibt. Daher wird als eine Variation der Ordnung des Polynoms ein Polynom erster Ordnung verwendet, wobei der Parametrisierungsbereich dafür auf $0,6 \leq m_{inv}/(\text{GeV})/c^2 < 1,1$ angepasst wird. Als zweite Variation der Ordnung des Polynoms wird ein Polynom dritter Ordnung verwendet. Für ein Polynom dritter Ordnung kann derselbe Parametrisierungsbereich von $0,6 \leq m_{inv}/(\text{GeV})/c^2 < 1,4$ verwendet werden wie für ein Polynom zweiter Ordnung. Abbildung 4.6a zeigt die korrigierten ω -Spektren der beiden Variationen des Grads des Polynoms sowie des Standards und die relative Abweichung der Variationen zum Standard. Das korrigierte ω -Spektrum der Variation mit einem Polynom ersten Grades weist eine andere Form als das korrigierte ω -Spektrum mit einem Polynom zweiten Grades auf. Die dadurch bestehende relative Abweichung vom Standard wird nicht vollständig durch die Unsicherheiten gedeckt. Aus dem χ^2 -Test ergibt sich daher für ein Polynom erster Ordnung mit $\frac{\chi^2}{ndf} = 3,414$ ein Wert über Eins. Im Bereich von $12 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 20$ stimmt die Variation mit einem Polynom dritten Grades innerhalb der Unsicherheiten mit der Standardmethode überein. Zu höheren Transversalimpulsen fluktuiert die Abweichung dieser Variation zur Standardmethode und es ergibt sich $\frac{\chi^2}{ndf} = 1,373$. Damit liegen für beide Variationen die $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Werte über Eins und die Variation der Ordnung des Polynoms wird für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit verwendet.

Alle weiteren Variationen werden im Folgenden kurz vorgestellt. Die $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Werte aller Va-

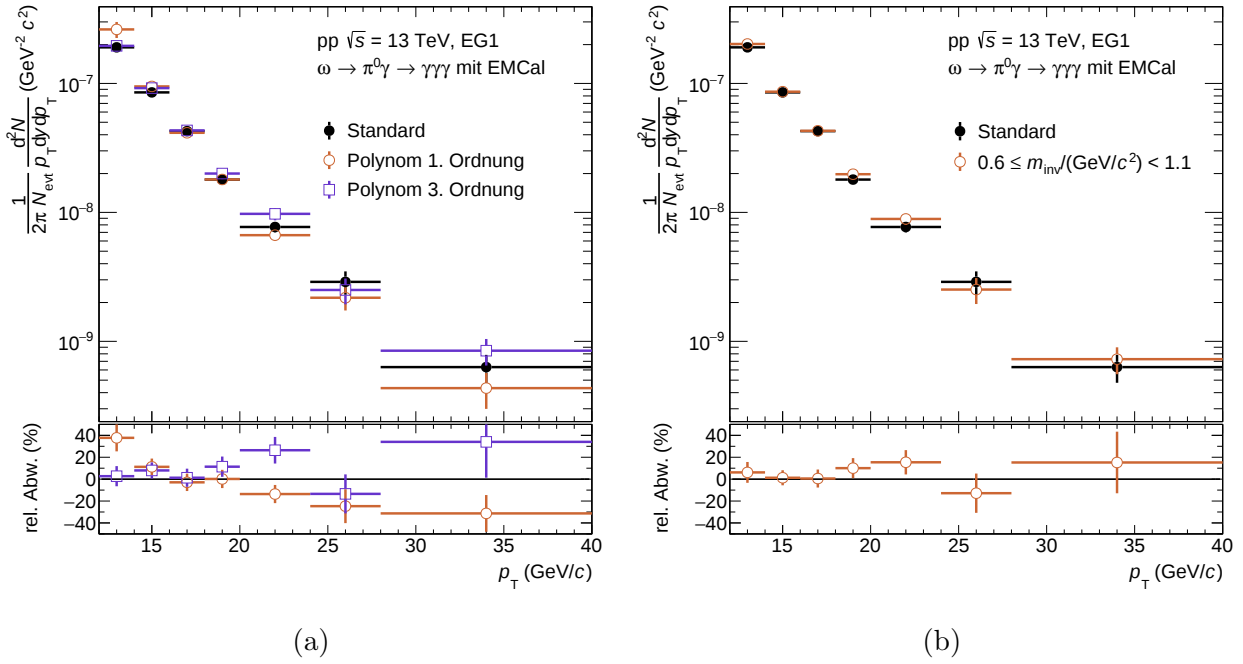


Abbildung 4.6: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für (a) Variationen des Polynoms und (b) einer Variation des Parametrisierungsbereichs.

variationen werden in Unterabschnitt 4.2.3 vorgestellt und diskutiert. Für alle Variationen mit $\frac{\chi^2}{ndf} > 1$ wird eine systematische Unsicherheit bestimmt.

Variation des Parametrisierungsbereichs des Polynoms

Die zweite Art der Variation innerhalb der Signalextraktion behandelt den Parametrisierungsbereich des Polynoms zweiter Ordnung. Im Normalfall beträgt der Parametrisierungsbereich $0,6 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV})/c^2 < 1,4$. Für die Variationen wird er auf den Parametrisierungsbereich des Polynoms ersten Grads von $0,6 \leq m_{\text{inv}}/(\text{GeV})/c^2 < 1,1$ angepasst. Abbildung 4.6b zeigt die korrigierten ω -Spektren für beiden Fälle, sowie die relative Abweichung der Variation zum Standard. Es zeigt sich dabei eine Übereinstimmung der Variation mit dem Standard innerhalb der Unsicherheiten über den gesamten p_T -Bereich.

Variation der Methode zur Beschreibung des Untergrunds

Als nächstes folgt die Variation der Beschreibung der Methode zur Beschreibung des Untergrunds, für die standardmäßig die OmegaTGPS-Methode verwendet wird. Wie in Abschnitt 3.7 bereits erwähnt, stellen die Rotationsmethoden OmegaRot und Pi0TGPS eine gute Beschreibung des Untergrunds dar und werden daher hier als Variationen verwendet. Abbildung 4.7a zeigt die korrigierten ω -Spektren unter Verwendung der unterschiedlichen Methoden

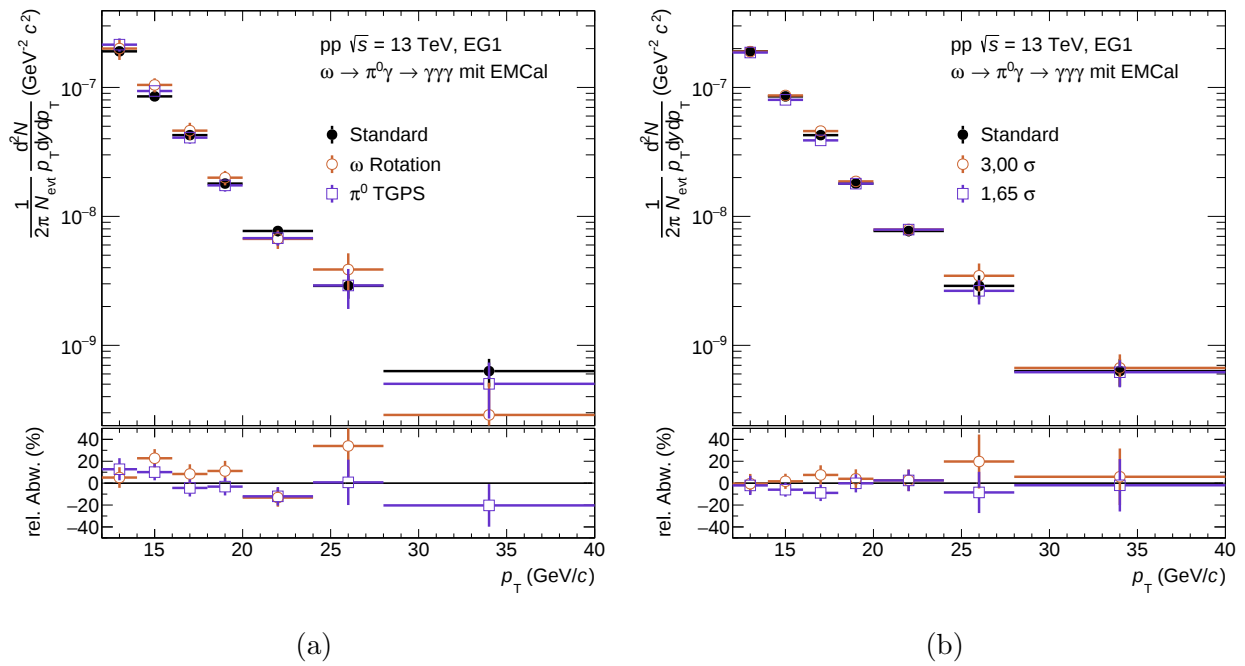


Abbildung 4.7: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für (a) Variationen der Methode zur Beschreibung des Untergrunds und (b) Variationen des Signalbereichs.

zur Beschreibung des Untergrunds, sowie die relative Abweichung zur Standardmethode. Das korrigierte ω -Spektrum der π^0 TGPS Methode zur Beschreibung des Untergrunds liegt zunächst über dem des Standards, sinkt mit steigendem Transversalimpuls jedoch und liegt ab $p_T / (\text{GeV}/c) = 16$ unter dem des Standards. Für die OmegaRot Methode zeigen sich deutlich größere Abweichungen, die stärker fluktuieren. So beträgt die größte Abweichung dieser Variation über 40%.

Variation der Breite des Signalbereichs

Die letzte Variation innerhalb der Signalextraktion, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, umfasst die Breite des Signalbereichs. Im zuvor vorgestellten Standard beträgt der Signalbereich $m_\omega \pm 2 \sigma_\omega$. Für die Variationen wird der Signalbereich einmal erweitert auf $m_\omega \pm 3 \sigma_\omega$ und einmal verringert auf $m_\omega \pm 1,65 \sigma_\omega$. Eine Erweiterung des Signalbereichs sollte bei einer guten Beschreibung des Untergrunds keinen Einfluss auf das korrigierte Spektrum haben, weshalb eine Erhöhung um $1 \sigma_\omega$ in beide Richtungen verwendet wird. Bei der Verringerung des Signalbereichs erhöht sich die statistische Unsicherheit. Für diese Variation wird Standard-Signalbereich um einem Wert von $0,35 \sigma_\omega$ in beide Richtungen reduziert, um ausreichend Statistik im Signalbereich zu garantieren. Abbildung 4.7b zeigt die korrigierten ω -Spektren der beiden Signalbereich-Variationen im Vergleich mit dem Standard. Für beide Variationen stimmt die relative Abweichung innerhalb der Unsicherheit mit dem Standard

überein. Auffällig zeigt sich, dass die Variation mit dem vergrößerten Signalbereich über dem Standard und die Variation mit dem verkleinerten Signalbereich tendenziell unter dem Standard liegt. Diese Abweichungen lassen sich mit der abweichenden Breite des extrahierten ω -Signals aus Daten und MC *True* zu MC *Reco*, wie in Abschnitt 3.6 gezeigt, erklären.

4.2.2 Clusterauswahl

In Abschnitt 3.3 wurde die Auswahl der *Cluster* mit ihren Kriterien, die *Cluster* erfüllen müssen, um in der hier beschriebenen Analyse als Photonkandidaten verwendet zu werden, vorgestellt. Zunächst werden die Variationen der gestellten Kriterien an die *Cluster*, die in Tabelle 3.5 aufgelistet sind, vorgestellt. Anschließend wird die Variation der Energiekalibrierung vorgestellt.

Variation der Mindestenergie

Als erstes wird die Mindestenergie der *Cluster* variiert. Standardmäßig wird eine Energie von $E_{cluster} \geq 0,7$ GeV für die *Cluster* gefordert. Als Variationen der Mindestenergie der *Cluster* dienen die Werte $E_{cluster} \geq 0,8$ GeV und $E_{cluster} \geq 1,0$ GeV. Eine Variation zu kleineren Werten ist aufgrund der unterschiedlichen Energiekalibrierung in Daten und JJ MC-Simulation, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, nicht sinnvoll. Abbildung 4.8a zeigt die korrigierten ω -Spektren der beiden Variationen sowie des Standards und die relativen Abweichungen der Variationen zum Standard. Über den gesamten p_T -Bereich liegen die Variationen innerhalb der Unsicherheiten in Übereinstimmung mit dem Standard. Auch die größte Abweichung, die die Variation mit einer Mindestenergie von $E_{cluster} \geq 1,0$ GeV besitzt, stimmt innerhalb der Unsicherheiten mit dem Standard überein.

Variation der Mindestanzahl der Zellen

Die Variation der an die *Cluster* gestellten Anforderung der Mindestanzahl der Zellen folgt als nächstes. In der Analyse wird eine Mindestzahl von $N_{cell} \geq 2$ verwendet. Als einzige Variation wird dieser Wert gesenkt, beziehungsweise die Anforderung einer Mindestanzahl an Zellen aufgehoben. Das heißt, es werden auch *Cluster*, die aus nur einer einzelnen Zelle bestehen, als Photonkandidaten verwendet. Allerdings nur für *Cluster* mit einer Energie $E_{cluster} \leq 4,0$ GeV. In MC-Simulationen hat sich gezeigt, dass es keine *Einzellcluster*, ausgelöst durch Photonen, mit größerer Energie gibt. *Einzellcluster* mit einer Energie $E_{cluster} > 4,0$ GeV werden durch die *Exotic Particle Veto* Bedingung (vgl. Unterabschnitt 3.3) ausgeschlossen. Abbildung 4.8b zeigt die korrigierten Spektren der Variation und des Standards, sowie die Abweichung der Variation zum Standard. Das korrigierte Spektrum der Variation liegt systematisch unter dem korrigierten Spektrum des Standards. Einzig im

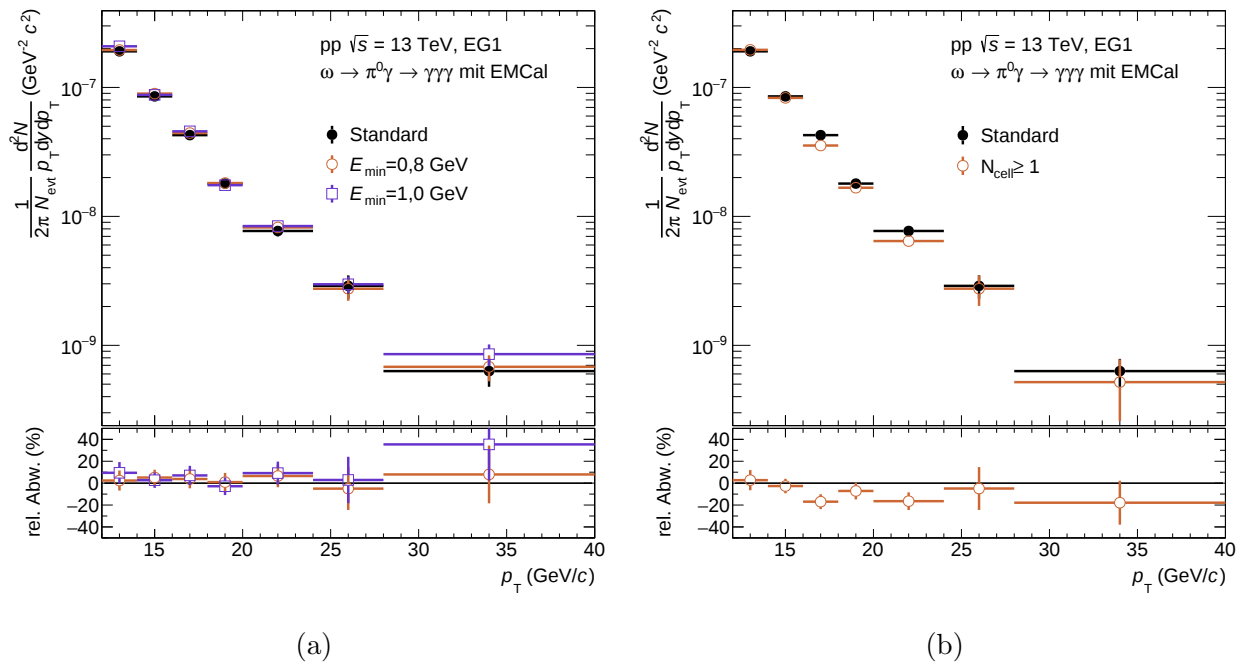


Abbildung 4.8: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für (a) Variationen der Mindestenergie der *Cluster* und (b) eine Variation der Mindestanzahl der Zellen.

p_T -Bereich von $12 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 14$ zeigt sich eine Abweichung nach oben, die allerdings innerhalb der Unsicherheiten mit Null verträglich ist.

Variation der Clusterform

Die Variation der zu erfüllenden Kriterien für *Cluster* umfasst die obere Grenze des Parameters M_{02} , der die Form der *Cluster* charakterisiert. Als Standard wird ein Wertebereich von $0,1 \leq M_{02} < 0,7$ verwendet. Die Variationen nutzen die Wertebereiche $0,1 \leq M_{02} < 0,5$ und $0,1 \leq M_{02} < 1,0$. Durch eine Verkleinerung des Wertebereichs verringert sich die Statistik der Photonkandidaten, dafür verringert sich auch die Kontamination der Photonkandidaten durch *Cluster* ausgelöst von Leptonen oder Hadronen. Als Kontamination wird der prozentuale Anteil von *Clustern* bezeichnet, der aus Leptonen oder Hadronen stammt. Eine Vergrößerung des Wertebereichs hat den gegenteiligen Effekt: Die Statistik der Photonkandidaten steigt an, dafür steigt auch die Kontamination der Photonkandidaten. Die untere Grenze bleibt konstant, da für $M_{02} < 0,1$ fast ausschließlich exotische Teilchen vorliegen und kaum Photonen. Außerdem liegt bei $M_{02} \approx 0,25$ das Maximum der Verteilung der Photonen in Abhängigkeit von M_{02} mit der geringsten Kontamination der Photonkandidaten, daher würde ein Anheben der unteren Grenze die Statistik verringern und die Kontamination erhöhen [Kön21]. Abbildung 4.9a zeigt die korrigierten ω -Spektren der beiden Variationen der oberen Grenze von M_{02} sowie des Standards und die relative Abweichung der beiden

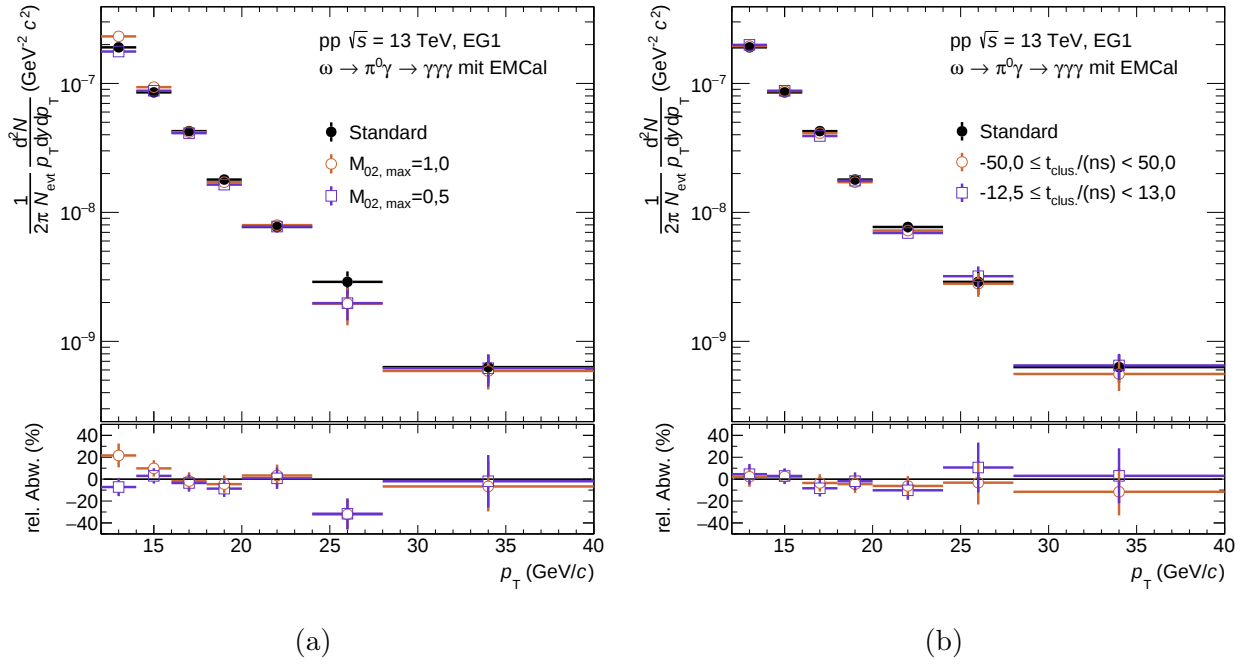


Abbildung 4.9: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für (a) Variationen der oberen Grenze von M_{02} der *Clusterform* und (b) Variationen des Aufnahmezeitpunkts der *Cluster*.

Variation zum Standard. Beide Variationen weichen über fast den gesamten p_T -Bereich nur leicht vom Standard ab.

Variation des Aufnahmezeitpunkts

Im Rahmen der vierte Variation der Auswahl der *Cluster* wird der Aufnahmezeitpunkt der *Cluster* geändert. Als Standard wird ein Zeitfenster von $-20 \text{ ns} \leq t_{\text{cluster}} < 25 \text{ ns}$ verwendet. Die beiden Variationen betrachten eine Vergrößerung beziehungsweise eine Verkleinerung dieses Zeitfensters. Durch eine Verkleinerung des Zeitfensters verringert sich die Statistik der Photonkandidaten auf Grund der Zeitauflösung des EMCAL, dafür verringert sich die Anzahl der *Cluster* durch *Pile-Up*. Umgekehrt erhöht eine Vergrößerung des Zeitfensters die Statistik der Photonkandidaten, aber auch die Anzahl der *Cluster* durch *Pile-Up*. Im Falle der Vergrößerung beträgt das Zeitfenster $-50 \text{ ns} \leq t_{\text{cluster}} < 50 \text{ ns}$. Für die Verkleinerung des Zeitfensters hingegen beträgt der Wertebereich $-12,5 \text{ ns} \leq t_{\text{cluster}} < 13 \text{ ns}$. Abbildung 4.9b zeigt die korrigierten ω -Spektren der beiden Variationen des Aufnahmezeitpunkts zusammen mit dem Standard, sowie die relative Abweichung der beiden Variationen zum Standard. Beide Variationen fluktuieren leicht und stimmen innerhalb ihrer Unsicherheit mit dem Standard überein.

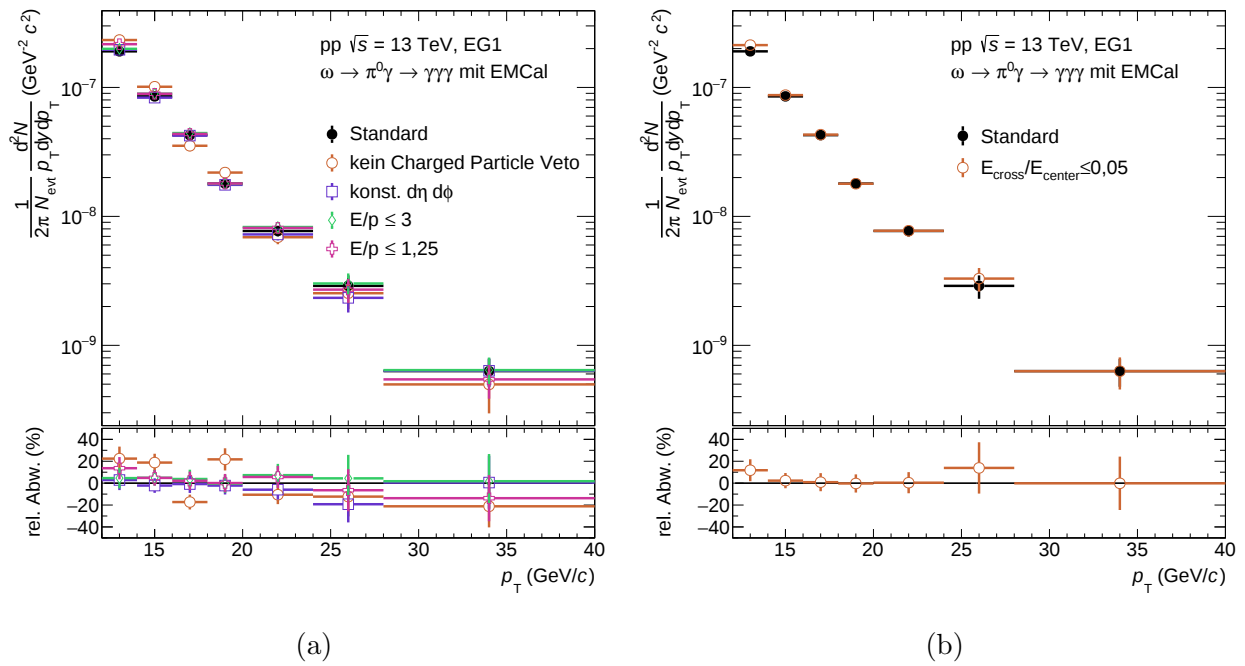


Abbildung 4.10: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für (a) Variationen des *Charged Particle Vetos* und (b) einer Variation des *Exotic Particle Vetos*.

Variation des Charged Particle Vetos

Die Variation des *Charged Particle Vetos* umfasst vier einzelne Variationen. Für eine der Variationen wird das *Charged Particle Veto* vollständig deaktiviert. Somit werden deutlich mehr *Cluster* hadronischen Ursprungs in der Analyse verwendet. Dies führt zu einem größeren Untergrund in der Analyse. Für zwei Variationen wird die Grenze des Verhältnisses $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}}$, um ein *Cluster* mit bestimmten hadronischen Beitrag auszuschließen, verändert. Als Standard wird $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 1,75$ verwendet, während die beiden Variationen die Grenzen $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 1,25$ und $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 3,00$ verwenden. Durch die Senkung der Grenze auf $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 1,25$ werden *Cluster* mit größeren hadronischen Beiträgen zugelassen als im Standard und die Statistik der Photonkandidaten steigt. Eine Erhöhung der Grenzen auf $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 3,00$ hingegen sorgt dafür, dass der hadronische Beitrag der *Cluster* sinkt, allerdings nimmt auch die Statistik der Photonkandidaten ab. Für die vierte Variation wird zur Übereinstimmung einer extrapolierten Spur mit einem *Cluster* anstelle eines p_T -abhängigen $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereichs ein konstanter $\Delta\eta \times \Delta\phi$ -Bereich verwendet. In Tabelle B.1 befinden sich die Werte für $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ dieser Variationen neben dem Standard gelistet. Eine Überprüfung des Verhältnisses $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}}$ entfällt in dieser Variation. Abbildung 4.10a zeigt die korrigierten ω -Spektren der Variationen des *Charged Particle Vetos* zusammen mit dem korrigierten ω -Spektren des Standards, sowie die relative Abweichung der Variationen zum Standard. Die Variation mit $\frac{E_{\text{cluster}}}{p_{\text{track}}} \leq 3,00$ weist nur geringe Abweichungen zum Standard auf, alle innerhalb der statis-

tischen Unsicherheiten. Die Variationen mit $\frac{E_{cluster}}{p_{track}} \leq 1,25$ und die Variation mit konstantem $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ -Bereich zeigen dagegen größere Abweichungen, die jedoch auch alle innerhalb der statistischen Unsicherheiten mit dem Standard übereinstimmen. Für die Variation ohne *Charged Particle* bestehen die größten Abweichung zum Standard der vier Variationen. Die Abweichung schwanken zwischen etwa +20% und –20% und werden nicht vollständig durch die statistischen Unsicherheiten abgedeckt.

Variation des Exotic Particle Vetos

Die nächste Variation umfasst das *Exotic Particle Veto*. Hier wird die untere Grenze für das Verhältnis $\frac{E_{cross}}{E_{center}}$ von $\frac{E_{cross}}{E_{center}} \leq 0,97$ gesenkt auf $\frac{E_{cross}}{E_{center}} \leq 0,95$. Dadurch werden weniger *Cluster* mit Hilfe des *Exotic Particle Vetos* ausgeschlossen, die Statistik der Photonkandidaten steigt auf Kosten eines größeren Beitrags von *Clustern* aus exotischen Teilchen. Abbildung 4.10b zeigt das korrigierten ω -Spektrum der Variation und des Standards sowie die relative Abweichung der Variation zum Standard. In den p_T -Bereichen $12 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 14$ und $24 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 28$ liegt die relative Abweichung der Variation zum Standard mit etwa 10% am höchsten. Insgesamt stimmt die relative Abweichung der Variation im Rahmen der Unsicherheiten mit dem Standard überein.

Variation der Energiekalibrierung

Die Energiekalibrierung wird als nächstes variiert und stellt den Abschluss der Variationen innerhalb der *Clusterauswahl* dar. Die Energiekalibrierung, die in der hier beschriebenen Analyse standardmäßig verwendet wird, setzt sich aus drei Schritten zusammen: Testbeam, MC-Finetuning und Offset. Als Variationen werden nur ein oder zwei dieser drei Schritte verwendet, oder es werden für MC-Finetuning oder Offset andere Parametrisierung verwendet. Tabelle B.2 zeigt die verschiedenen Einstellungen der Energiekalibrierung des Standards und der Variationen. Die Einstellung werden dabei mit einer zweistelligen Zahl angegeben, so steht die Zahl 21 für die Standardeinstellung. Tabelle B.3 listet die Parametrisierungen der drei Schritte, sowohl für den Standard, als auch für die Variation. Abbildung 4.11 zeigt die korrigierten ω -Spektren der Variationen der Energiekalibrierung zusammen mit dem Standard, sowie die relativen Abweichungen der Variationen zum Standard. In dem p_T -Bereich $12 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 24$ zeigen alle vier Variationen ein ähnliches Verhalten. Zunächst liegen sie im Bereich von $12 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 14$ bis etwa +20% über dem Standard. Mit dem Transversalimpuls nimmt die Abweichung ab und fluktuiert um die Null. Zu hohen Transversalimpulsen gehen die Abweichung der Variationen auseinander, sodass im p_T -Bereich $28 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 40$ die Variation 33 bei etwa +25% und die Variation 22 bei etwa –11% liegt. Die Abweichungen im p_T -Bereich $14 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 40$ stimmen innerhalb der Unsicherheit mit dem Standard überein.

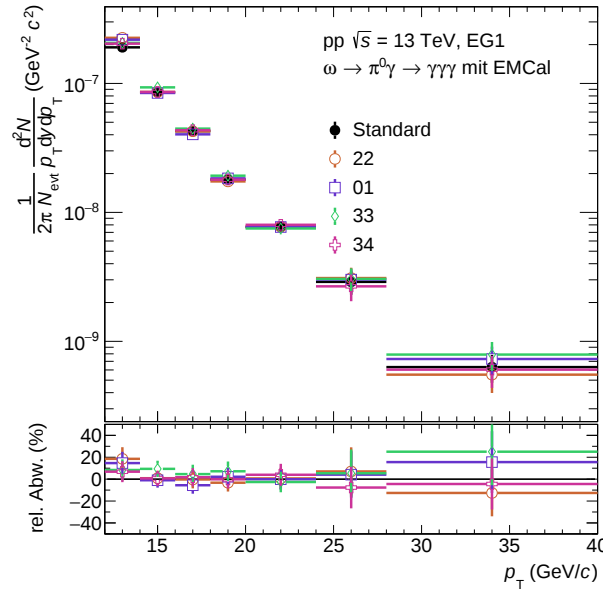


Abbildung 4.11: Korrigierte ω -Spektren und relative Abweichung zum Standard als Funktion des Transversalimpulses für Variationen der Energiekalibrierung.

Im Folgenden wird diskutiert, ob die Abweichung einer Art der Variation statistisch signifikant ist und wie daraus die systematische Unsicherheit bestimmt wird.

4.2.3 Bestimmung der systematischen Unsicherheit

Mit Hilfe der in den vorherigen beiden Unterabschnitten bestimmten relativen Abweichungen lässt sich für jede Variation ein $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Wert bestimmen. Abbildung 4.12 zeigt den $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Wert der beschriebenen Variationen für die (a) EG1- und (b) EG2-*getriggerten* Daten. Der schwarze Bereich markiert $\frac{\chi^2}{ndf} \leq 1$, das bedeutet, dass alle Variationen, die über dem schwarzen Bereich liegen, für die Bestimmung der systematischen Variationen verwendet werden. Variationen, deren $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Wert nur für einen der beiden *Trigger* über Eins liegen, werden dennoch für beide *Trigger* bei der Berechnung der systematischen Variationen berücksichtigt. Das hat den Grund, dass für die beiden *Trigger* angenommen wird, dass die Quellen der systematischen Unsicherheit gleich sein sollten, da sich lediglich der Schwellenwert der Energie der beiden *Trigger* unterscheidet. Die Bestimmung der systematischen Unsicherheit σ_{tot} in einem p_T -Bereich erfolgt über die Summe der Quadrate der einzelnen Beiträge σ_i :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\left(\sum_i \sigma_i\right)^2}. \quad (4.7)$$

Für die systematische Unsicherheit $\sigma_{tot,Signal}$ der Signalextraktion wird die Variation der Ordnung des Polynoms sowie die Variation der Methode zur Beschreibung des Untergrunds

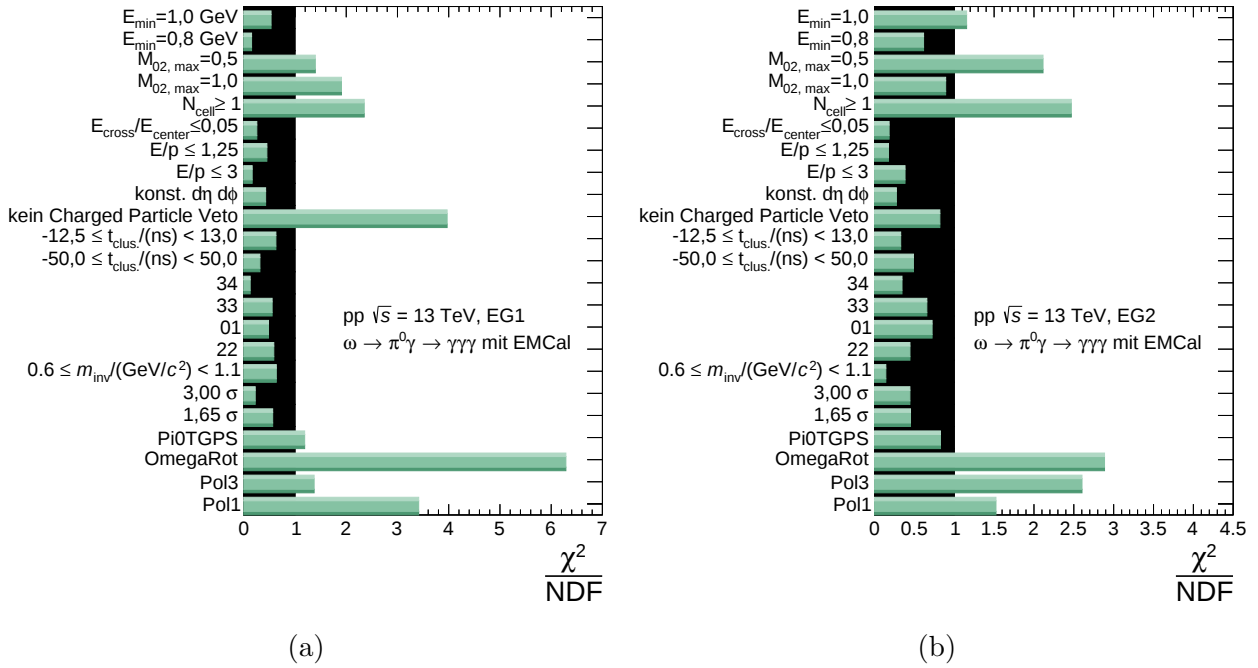


Abbildung 4.12: $\frac{\chi^2}{ndf}$ -Werte der verschiedenen Variationen für (a) den EG1- und (b) den EG2-Trigger.

verwendet. Dabei wird zunächst für jede Variation einer Eigenschaft, wie der Variation der Ordnung des Polynoms, für jeden p_T -Bereich die größte Abweichung verwendet, um die systematische Unsicherheit $\sigma_{Eigenschaft}$ dieser Eigenschaft zu bestimmen. So wird für die Variation der Methode zur Beschreibung des Untergrunds für den EG1-Trigger (siehe Abbildung 4.7a) im p_T -Bereich von $14 \leq p_T/(GeV/c) < 40$ die Abweichung der OmegaRot-Methode als systematische Unsicherheit verwendet, da diese am größten ist, verglichen mit der Abweichung der Pi0TGPS-Methode. Im p_T -Bereich von $12 \leq p_T/(GeV/c) < 14$ hingegen besitzt die Pi0TGPS-Methode die größte Abweichung der beiden Variationen, weshalb in diesem p_T -Bereich die Abweichung der Pi0TGPS-Methode als systematische Unsicherheit verwendet wird.

Analog wird für die Bestimmung der systematisch Unsicherheit der *Clusterauswahl* vorgegangen. Dabei werden die Variation der Mindestenergie, die Variation der Mindestzahl der Zellen, die Variation der *Clusterform* und die Variation des *Charge Particle Vetos* verwendet. Es wird wieder für jede Variation einer Eigenschaft für jeden p_T -Bereich die größte Abweichung verwendet, um die systematische Unsicherheit dieser Eigenschaft zu bestimmen und anschließend die systematische Unsicherheit $\sigma_{tot,Cluster}$ der *Clusterauswahl* berechnet.

Abbildung 4.13 zeigt die systematische Unsicherheit der (a) Signalextraktion beziehungsweise der (b) Clusterauswahl mit ihren Komponenten für den EG1-Trigger. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der systematischen Unsicherheit der Signalextraktion vom Transversalimpuls. Die systematische Unsicherheit der *Clusterauswahl* schwankt dagegen weniger

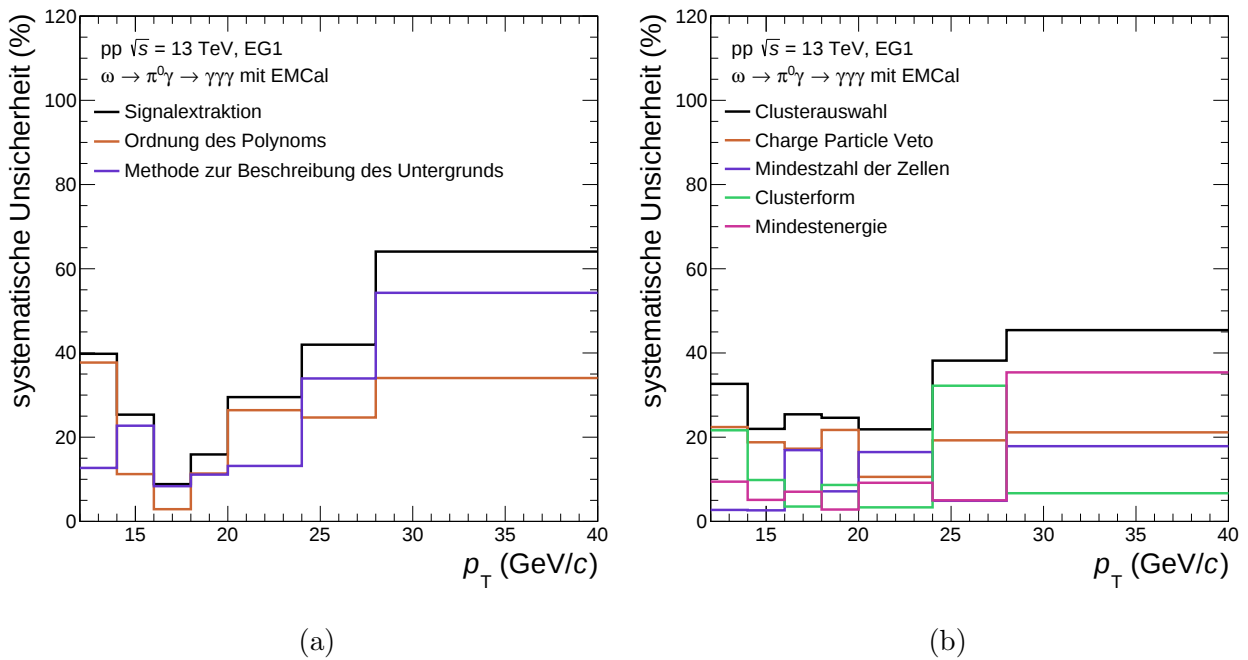


Abbildung 4.13: Systematische Unsicherheit mit dem EG1-Trigger für (a) die Signalextraktion und (b) die Clusterauswahl.

stark. Für beide systematische Unsicherheiten gibt es keine Quelle, die über den gesamten p_T -Bereich dominant ist.

Für die Bestimmung der gesamten systematischen Unsicherheit σ_{tot} werden die drei Beiträge $\sigma_{tot,Signal}$, $\sigma_{tot,Cluster}$ und $\sigma_{Material}$ für jeden p_T -Bereich quadratisch addiert wie in Gleichung 4.7 beschrieben. Abbildungen 4.14 zeigt die gesamte systematische Unsicherheit mit ihren Komponenten und die statistische Unsicherheit für den (a) EG1- beziehungsweise den (b) EG2-Trigger. Der Beitrag zur systematischen Unsicherheit durch die Beschreibung des experimentellen Aufbaus in MC-Simulationen erweist sich als der kleinste Beitrag, der selbst die statistischen Unsicherheiten unterschreitet. Ein direkter Vergleich der systematischen Unsicherheit aus der Signalextraktion und der Clusterauswahl mit der statistischen Unsicherheit zeigt gewisse Ähnlichkeiten. Alle drei Unsicherheiten besitzen einen Verlauf der zunächst mit dem Transversalimpuls abnimmt, bevor es zu einem Anstieg mit dem Transversalimpuls kommt. Die anfängliche Abnahme mit dem Transversalimpuls für die statistische Unsicherheit ist jedoch weniger prägnant als für die beiden systematischen Unsicherheiten. Ein analoger Verlauf der systematischen Unsicherheiten im Vergleich zur statistischen Unsicherheit suggeriert eine gewissen Abhängigkeit der systematischen Unsicherheit von der statistischen Unsicherheit. Aufgrund der zuvor beschriebenen Ähnlichkeit zwischen den beiden genannten systematischen Unsicherheiten und der statistischen Unsicherheit lässt sich eine solche Abhängigkeit nicht vollständig ausschließen.

Nachdem die systematische Unsicherheit in diesem Abschnitt bestimmt wurden, sind

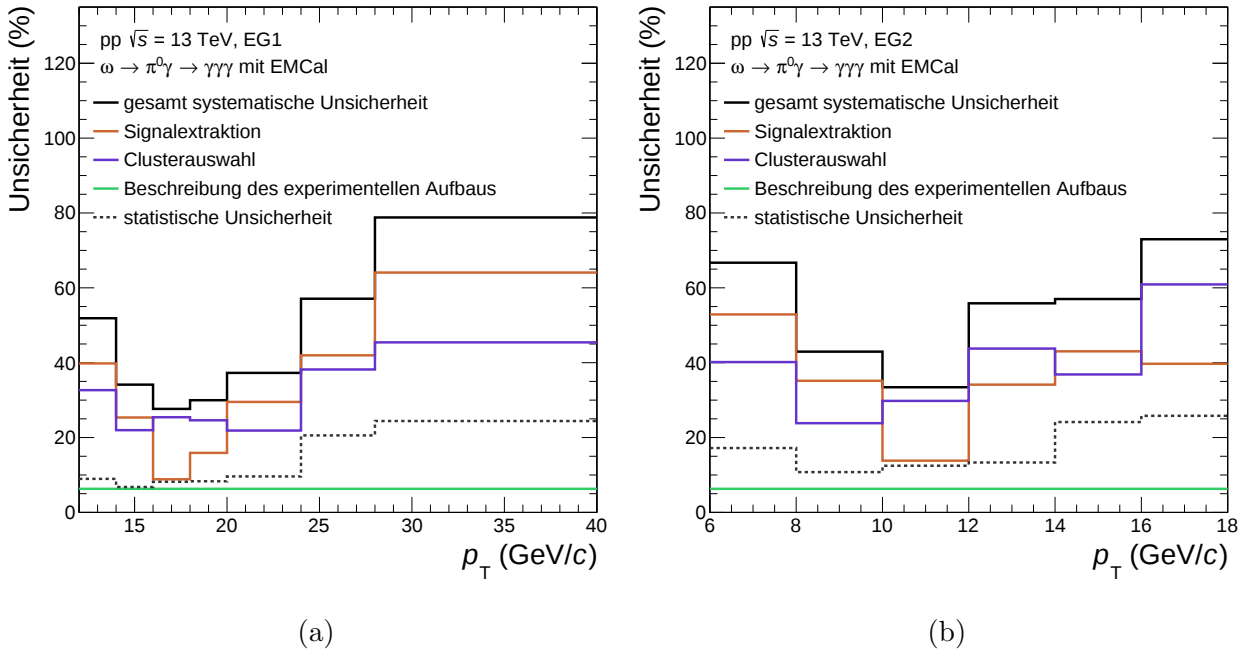


Abbildung 4.14: Die gesamte systematische Unsicherheit mit ihren Komponenten und die statistische Unsicherheit für den (a) EG1- und den (b) EG2-*Trigger*.

alle Bestandteile vorhanden, um im nächsten Schritt einen invarianten Wirkungsquerschnitt mit statistischer und systematischer Unsicherheit zu bestimmen. Im folgenden Abschnitt wird der invariante Wirkungsquerschnitt für ω -Mesonen für den EG1- und den EG2-*Trigger* bestimmt.

4.3 Invarianter Wirkungsquerschnitt

Spektren von Teilchen, wie dem ω , die in pp-Kollisionen gemessen werden, werden typischerweise als invarianter Wirkungsquerschnitt angegeben. Mit Hilfe des Wirkungsquerschnitts σ_{pp} der pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV kann aus dem korrigierten Spektrum der invariante Wirkungsquerschnitt $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ bestimmt werden. Es gilt:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sigma_{pp} \cdot \frac{1}{2\pi N_{evt} p_T} \frac{d^2N}{dy dp_T} \quad (4.8)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurde der Wirkungsquerschnitt der pp-Kollisionen zu $\sigma_{pp} \approx 57,8$ mb [ALI16] bestimmt. Abbildung 4.15 zeigt den so bestimmten invarianten Wirkungsquerschnitt der ω -Mesonen für den EG1-*Trigger* in dunkelgrün und den EG2-*Trigger* in hellgrün. Die vertikalen Linien stellen die statistischen Unsicherheiten dar, während die Boxen die systematischen Unsicherheiten zeigen. Eine Parametrisierung erfolgt mit dem sogenannten *Two Component Model* (TCM), einer Funktion $f_{TCM}(p_T)$ die aus zwei

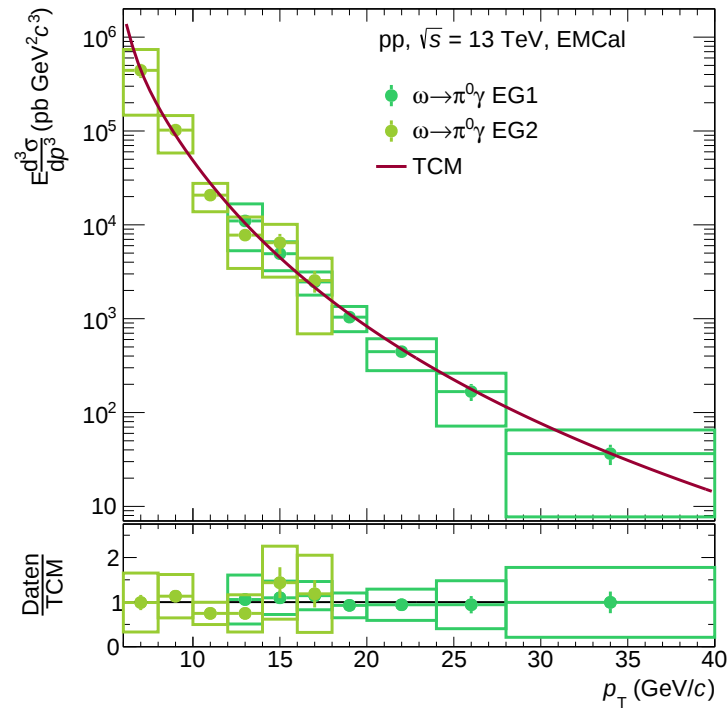


Abbildung 4.15: Invarianter Wirkungsquerschnitt der ω -Mesonen mit statistischer und systematischer Unsicherheit sowie einer TCM Parametrisierung und das Verhältnis des invarianten Wirkungsquerschnitts zur Parametrisierung.

Teilen besteht [BCR15]:

$$f_{TCM}(p_T) = p_T \cdot A_e \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m^2} - m}{T_e}\right) + p_T \cdot A \cdot \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 n}\right)^{-n}. \quad (4.9)$$

Die Parameter A_e , T_e , A , T und n sind freie Parameter, während m für die Masse des ω -Mesons steht, für die hier der Literaturwert verwendet wird. Die Parametrisierung erfolgt über den gesamten gezeigten p_T -Bereich unter Berücksichtigung der statistischen sowie systematischen Unsicherheit. Mit Hilfe der Parametrisierung werden die Daten der beiden *Trigger* miteinander verglichen, eine physikalische Aussage wird nicht mit der Parametrisierung getroffen. Wie das Verhältnis der Daten zur Parametrisierung in Abbildung 4.15 deutlich zeigt, stimmen die Daten mit der Parametrisierung innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten überein. Außerdem stimmen die Datenpunkte der beiden *Trigger* im p_T -Bereich $12 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 18$ innerhalb der Unsicherheiten miteinander überein. Eine Kombination der beiden *Trigger* in diesem p_T -Bereich mit Hilfe der sogenannten *BLUE-Method* [Nis20] würde die Unsicherheit der Datenpunkte in diesem Bereich senken. Für die *BLUE-Method* wird allerdings der Grad der Korrelation zwischen den Datenpunkte des EG1- und des EG2-*Triggers* benötigt. Eine Studie zur Bestimmung des Korrelationsgrads ist kom-

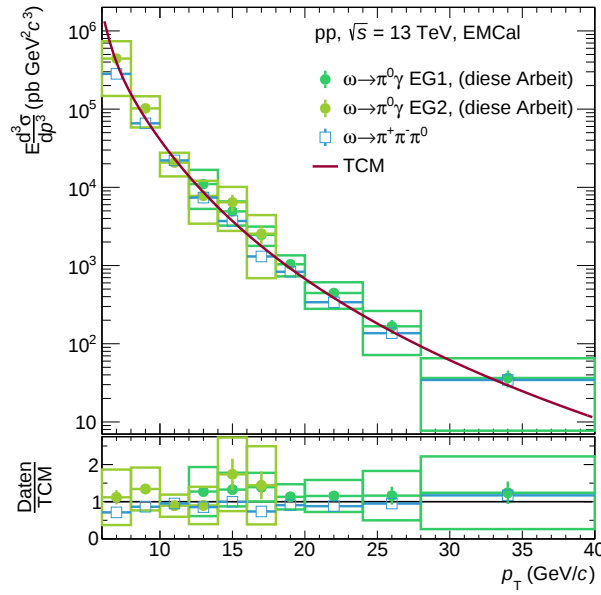


Abbildung 4.16: Invarianter Wirkungsquerschnitt (diese Arbeit) für ω -Mesonen mit statistischer und systematischer Unsicherheit, sowie der invarianten Wirkungsquerschnitt für ω -Mesonen über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ [Lüh21]. Außerdem eine Parametrisierung der Datenpunkte aller drei Spektren mit dem TCM und ein Vergleich der Datenpunkte mit dieser.

plex und benötigt zusätzlich Zeit, weshalb im Rahmen dieser Arbeit keine Kombination der beiden *Trigger* mit Hilfe der *BLUE-Method* durchgeführt wird.

4.4 Vergleich mit anderen Messungen

4.4.1 Messung von ω in drei Pionen

Wie Anfangs in Abschnitt 1.4 erwähnt, zerfällt das ω auch über den Zerfallskanal in drei Pionen: $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Eine Analyse des ω -Mesons über diesen Zerfallskanal wird ebenfalls in ALICE durchgeführt [Lüh21]. Ein Vergleich des Ergebnisses dieser Analyse des ω über den Zerfallskanal in drei Pionen mit den Ergebnissen der hier beschriebenen Analyse wird in Abbildung 4.16 gezeigt. Für die Analyse über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ liegen, im Gegensatz zur hier vorgestellten Analyse über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, nur statistische Unsicherheiten vor. Die drei invarianten Wirkungsquerschnitte werden zusammen mit einem TCM über den gesamten gezeigten p_T -Bereich parametrisiert, um sie miteinander zu vergleichen. Bei der Parametrisierung werden die Unsicherheiten der Messungen beachtet. Das Verhältnis der Datenpunkte zur TCM-Parametrisierung weist eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der hier beschriebenen Analyse mit der Parametrisierung und den Ergebnissen der Messung [Lüh21] innerhalb der Unsicherheiten auf. Die Messung über den Zerfallskanal

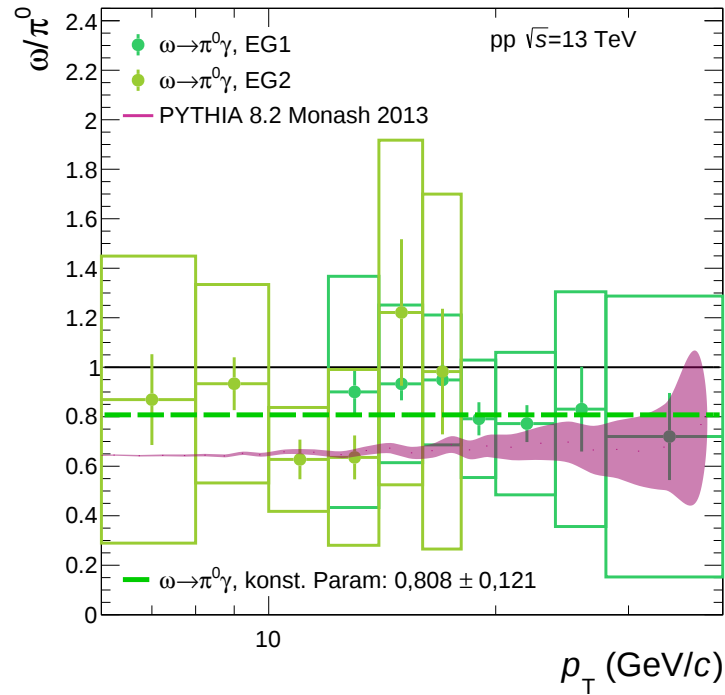


Abbildung 4.17: Verhältnis des invarianten Wirkungsquerschnitt von ω zu π^0 für pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV (diese Arbeit) sowie einer PYTHIA Simulation.

in drei Pionen weist eine systematische Verschiebung von etwa 20% zu kleineren Werten verglichen mit der Messung dieser Arbeit auf.

4.4.2 Messung von π^0 in zwei Photonen

Das Verhältnis des invarianten Wirkungsquerschnitts von ω zu π^0 kann, wie in Abschnitt 1.4 erwähnt, Aufschluss über die Abhängigkeit der FF vom Gesamtdrehimpuls und der Masse geben. Für ein solches Verhältnis wird hier eine Messung von π^0 über den Zerfallskanal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ verwendet [Kön21]. Für das Verhältnis wurden die systematischen Unsicherheiten der Messung der π^0 vernachlässigt. Die systematischen Unsicherheiten der π^0 - und der ω -Messung sind stark korreliert, wobei der genau Grad der Korrelation erst mit einer Studie bestimmt werden kann. Daher und weil die systematischen Unsicherheiten der Messung der π^0 deutlich kleiner als die systematischen Unsicherheiten der Messung der ω sind, wird im Rahmen dieser Arbeit die systematischen Unsicherheiten der Messung der π^0 vernachlässigt. Abbildung 4.17 zeigt das ω -zu- π^0 -Verhältnis basierend auf den beschriebenen Messungen, sowie das ω -zu- π^0 -Verhältnis basierend auf einer MC-Simulation von PYTHIA 8.2 mit dem Monasch 2013 *Tune*. Die vertikalen Linien repräsentieren die statistischen Unsicherheiten und die Kästen die systematischen Unsicherheiten für das Verhältnis der beiden Messungen.

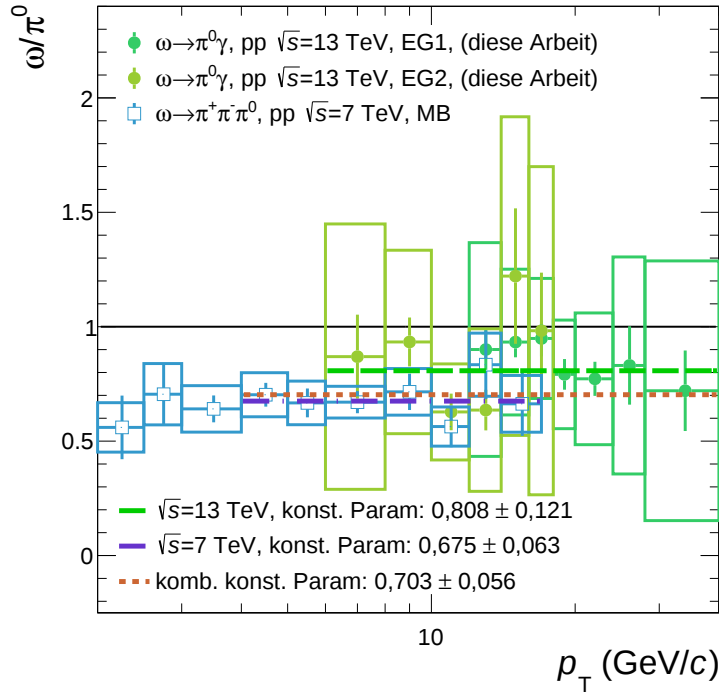


Abbildung 4.18: Verhältnis des invarianten Wirkungsquerschnitt von ω zu π^0 für pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV (diese Arbeit) und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV [Ach+20].

Das Band um das Verhältnis aus der PYTHIA Simulation beschreibt die statistische Unsicherheit. Für einen besseren Vergleich der beiden Verhältnisse wird das ω -zu- π^0 -Verhältnis der Messungen mit einer Konstante parametrisiert. Bei der Parametrisierung werden sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten beachtet und sie erfolgt über den gesamten gezeigten p_T -Bereich. Aus der Parametrisierung ergibt sich für das auf den Messungen basierte ω -zu- π^0 -Verhältnis ein Wert von $0,808 \pm 0,121$. Das Verhältnis aus der Simulation fluktuiert um den Wert 0,65 und besitzt, mit dem Transversalimpuls steigende, statistische Unsicherheiten. Die Datenpunkte des Verhältnisses der Messungen stimmen innerhalb der Unsicherheiten mit dem Verhältnis aus der Simulation überein. Die mit Hilfe der Parametrisierung bestimmte Konstante hingegen weicht signifikant von dem Verhältnis aus der Simulation für $p_T \leq 20$ GeV/c ab. Für $p_T > 20$ GeV/c stimmt der Wert der Parametrisierung mit dem Verhältnis aus der Simulation innerhalb der Unsicherheiten überein, aufgrund der mit dem Transversalimpuls steigenden Unsicherheit des Verhältnisses aus der Simulation.

Das Verhältnis der beiden zuvor beschriebenen Messungen wird ebenfalls verglichen mit dem ω -zu- π^0 -Verhältnis der ALICE Messung aus Abbildung 1.2, die auf Daten von pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV basiert. Abbildung 4.18 zeigt die beschriebenen Verhältnisse als Funktion des Transversalimpulses. Wie zuvor, repräsentieren

die vertikalen Linien die statistischen Unsicherheiten und die Kästen die systematischen Unsicherheiten. Das Verhältnis bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV wird mit einer Konstante parametrisiert. Für das Verhältnis bei $\sqrt{s} = 7$ TeV erfolgt die Parametrisierung in dem p_T -Bereich $4 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 14$. Abbildung 1.2 zeigt einen Anstieg des ω -zu- π^0 -Verhältnisses mit dem Transversalimpuls im p_T -Bereich $0 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 4$. Daher wird das Verhältnis bei $\sqrt{s} = 7$ TeV erst ab $p_T = 4 \text{ GeV}/c$ parametrisiert. Außerdem werden die drei Verhältnisse zusammen mit einer Konstante parametrisiert. Für die kombinierte Parametrisierung wird der p_T -Bereich $4 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 40$ verwendet. Die Parametrisierungen werden für einen Vergleich mit der zuvor beschriebenen Parametrisierung des Verhältnisses bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV verwendet. Das Verhältnis bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV liegt für $p_T \geq 4 \text{ GeV}/c$ bei $0,675 \pm 0,063$. Tendenziell liegen die Datenpunkt, die auf dieser Arbeit basieren, systematisch über diesen Wert: Die zuvor beschriebene konstante Parametrisierung ergibt einen Wert von $0,808 \pm 0,121$. Damit stimmen diese beiden Parametrisierungen innerhalb der Unsicherheiten überein. Für die kombinierte Parametrisierung beläuft sich der Wert auf $0,703 \pm 0,056$. Wie in Abschnitt 1.4 erläutert, unterscheiden sich π^0 und ω in ihrer Masse und dem Gesamtdrehimpuls. Daher liegt der Unterschied für die Fragmentationsfunktion in ein π^0 zur Fragmentationsfunktion in ein ω in diesen beiden Größen. Die Werte aller drei Parametrisierungen liegen unterhalb von Eins, was für eine Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion vom Gesamtdrehimpuls, der Masse oder beidem spricht.

Mit der hier vorgestellten Analyse wird der p_T -Bereich des ω -zu- π^0 -Verhältnisses von $p_T < 17 \text{ GeV}/c$ auf $p_T < 40 \text{ GeV}/c$ erweitert. Das ermöglicht gegebenenfalls eine präzisere Bestimmung des Wertebereichs von Parametern theoretischer Modelle zur Beschreibung der Fragmentationsfunktion [SIM14; SI17].

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird eine Analyse von ω -Mesonen in pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem ALICE EMCal vorgestellt. Die Analyse erfolgt dabei über die Messung der Zerfallsphotonen, die bei der Zerfallskette $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ entstehen. Als Photonkandidaten werden *Cluster* des EMCal verwendet, die bestimmte Kriterien erfüllen müssen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden. Das ω wird hiermit in ALICE zum ersten Mal über diesen Zerfallskanal analysiert. Die Rekonstruktion der ω basiert auf der Rekonstruktion der invarianten Masse durch die Kombination von Photonkandidaten. Zunächst erfolgt eine Rekonstruktion von π^0 -Kandidaten mit Hilfe der *Same-Event*-Methode. Anschließend werden ω -Kandidaten durch die Kombination der π^0 -Kandidaten mit einem weiteren Photonkandidaten gebildet. Dabei wird die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der ω -Kandidaten als Funktion des Transversalimpulses in Abhängigkeit von der Breite des Massenfesnters für die Auswahl der π^0 -Kandidaten sowie von der Gammaselektion vorgestellt. Die Gammaselektion, die speziell für diese Analyse entwickelt wurde, wird verwendet, um π^0 -Photonkandidaten von ω -Photonkandidaten zu unterscheiden, wodurch der Untergrund in der Analyse stark verringert wird. Aufgrund des geringen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses liegt ein besondere Fokus auf der Bestimmung des Untergrunds. Es werden mehrere Methoden zur Beschreibung des Untergrunds vorgestellt. Nach der Beschreibung der Signalextraktion, erfolgt ein Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur Beschreibung des Untergrunds auf Basis eines χ^2 -Tests. Das Ergebnis dieses Vergleichs zeigt, dass die OmegaTGPS-Methode die beste Methode zur Beschreibung des Untergrunds der vorgestellten Methoden ist. Mit Hilfe der Signalextraktion in verschiedenen p_T -Intervallen wird ein rohes ω -Spektrum bestimmt. Es folgt eine Beschreibung der Korrekturen und die Bestimmung der systematischen Unsicherheit, um letztendlich einen invarianten Wirkungsquerschnitt mit statistischen und systematischen Unsicherheiten zu erhalten. Dieser invarianten Wirkungsquerschnitt wird mit einer ω -Messung, die ebenfalls in pp-Kollision bei $\sqrt{s} = 13$ TeV angefertigt wurde, jedoch den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ nutzt, verglichen. Mit Hilfe eines invarianten Wirkungsquerschnitts für π^0 wird ein ω -zu- π^0 -Verhältnis gebildet. Ein Vergleich des ω -zu- π^0 -Verhältnisses mit der veröffentlichten Messung [Ach+20] des ω -zu- π^0 -Verhältnisses bei $\sqrt{s} = 7$ TeV wird diskutiert. Beide Vergleiche zeigen eine Übereinstimmung der in dieser

Analyse erhaltenen Ergebnisse mit der ω -Messung über den Zerfallskanal in drei Pionen und dem ω -zu- π^0 -Verhältnis bei $\sqrt{s} = 7$ TeV innerhalb der bestimmten Unsicherheiten.

Nachdem mit dieser Arbeit gezeigt wurde, dass die Analyse von ω -Mesonen in pp-Kollisionen über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ mit dem EMCal möglich ist, besteht die Möglichkeit, die Analyse mit anderen in ALICE vorhandenen Messmethoden für Photonen durchzuführen, wie die Detektion mit dem PHOS. Auch wäre eine Kombination unterschiedlicher Messmethoden, wie die Messung des ω -Photonkandidaten mit dem EMCal und die Messung der π^0 -Photonkandidaten mit dem PHOS möglich. Mit Hilfe dieser zusätzlichen Analysen des ω in diesem Zerfallskanal könnten die statistischen und systematischen Unsicherheiten verringert werden. Dadurch wären genauere Aussagen im Vergleich mit anderen Messungen möglich, gegebenenfalls auch eine Einschränkung von Parametern verschiedener theoretischer Modelle.

Die in der vorliegenden Analyse verwendeten Daten stammen aus dem LHC *Run 2*. Im *Run 3*, der voraussichtlich im Jahr 2022 startet, wird das ALICE-Experiment mit einer höheren Rate Daten aufzeichnen, wodurch mehr Statistik für die Analyse zur Verfügung stehen wird. Dadurch können die statistischen Unsicherheiten weiter gesenkt werden. Außerdem wird geplant, im *Run 3* pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV durchzuführen, womit eine höhere Schwerpunktsenergie für eine weitere Analyse zur Verfügung steht.

Literatur

- [Abb+13] E. Abbas u.a. „Performance of the ALICE VZERO system“. In: *JINST* 8 (2013), P10016. DOI: 10.1088/1748-0221/8/10/P10016. arXiv: 1306.3130 [nucl-ex].
- [Abe+13] Betty Abelev u.a. „Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE“. In: *Eur. Phys. J. C* 73.6 (2013), S. 2456. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2456-0. arXiv: 1208.4968 [hep-ex].
- [Abr+15] H. Abramowicz u.a. „Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data“. In: *Eur. Phys. J. C* 75.12 (2015), S. 580. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3710-4. arXiv: 1506.06042 [hep-ex].
- [Ach+18] Shreyasi Acharya u.a. „ π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV“. In: *Eur. Phys. J. C* 78.3 (2018), S. 263. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5612-8. arXiv: 1708.08745 [hep-ex].
- [Ach+20] S. Acharya u.a. „Production of ω mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV“. In: *The European Physical Journal C* 80.12 (Dez. 2020). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-08651-y. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08651-y>.
- [ALI16] ALICE. „ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV“. In: (Juni 2016). URL: <https://cds.cern.ch/record/2160174>.
- [Alm+10] J. Alme u.a. „The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622.1 (Okt. 2010), S. 316–367. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2010.04.042. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.042>.

- [BCR15] A. A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya und A. A. Rostovtsev. „Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model“. In: *The European Physical Journal C* 75.4 (Apr. 2015). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3392-y. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3392-y>.
- [Bru+78] R Brun u.ä. *Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual*. Geneva: CERN, 1978. URL: <https://cds.cern.ch/record/118715>.
- [Cau14] Thomas Caudron. „ALICE official schematics (2014)“. General Photo. März 2014. URL: <https://cds.cern.ch/record/1667901>.
- [CER] CERN. *Restarting the LHC: Why 13 TeV?* URL: <https://home.cern/science/engineering/restarting-lhc-why-13-tev>.
- [Con12] G. Contin. „Performance of the present ALICE Inner Tracking System and studies for the upgrade“. In: *JINST* 7 (2012), S. C06007. DOI: 10.1088/1748-0221/7/06/C06007.
- [Cor+08] P. Cortese u.ä. *ALICE electromagnetic calorimeter technical design report*. Techn. Ber. Sep. 2008.
- [CS81] John C. Collins und Davison E. Soper. „Back-to-back jets in QCD“. In: *Nuclear Physics B* 193.2 (1981), S. 381–443. ISSN: 0550-3213. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(81\)90339-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(81)90339-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321381903394>.
- [CSS89] John C. Collins, Davison E. Soper und George F. Sterman. „Factorization of Hard Processes in QCD“. In: *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 5 (1989), S. 1–91. DOI: 10.1142/9789814503266_000. arXiv: hep-ph/0409313.
- [Del+00] G. Dellacasa u.ä. *ALICE: Technical design report of the time projection chamber*. Techn. Ber. Jan. 2000.
- [Haf13] Julie Haffner. *The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN*. General Photo. Okt. 2013. URL: <https://cds.cern.ch/record/1621894>.
- [Kön19] Joshua König. „Messung neutraler Mesonen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem ALICE-EMCal“. Magisterarb. Deutschland: Goethe Universität Frankfurt, 2019.
- [Kön21] Joshua Leon König. Persönliche Kommunikation. 29. Okt. 2021.
- [Lüh21] Jens Robert Lühder. Persönliche Kommunikation. 19. Okt. 2021.

- [Nie11] Jason Nielsen. „Fundamentals of LHC Experiments“. In: *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: String theory and its Applications: From meV to the Planck Scale*. Juni 2011. DOI: 10.1142/9789814350525_0003. arXiv: 1106.2516 [hep-ex].
- [Nis20] Richard Nisius. „BLUE: Combining correlated estimates of physics observables within ROOT using the Best Linear Unbiased Estimate method“. In: *SoftwareX* 11 (Jan. 2020), S. 100468. ISSN: 2352-7110. DOI: 10.1016/j.softx.2020.100468. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.softx.2020.100468>.
- [Pov+14] Bogdan Povh u.a. *Teilchen und Kerne : Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 9th ed. 2014. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Spektrum, 2014. ISBN: 9783642378225. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-37822-5>.
- [Rad+20] Fons Rademakers u.a. *root-project/root: v6.20/06*. Version v6-20-06. Juni 2020. DOI: 10.5281/zenodo.3895852. URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3895852>.
- [Ran16] Murilo Rangel. *Experimental aspects of jet physics at LHC*. 2016. arXiv: 1608.00057 [hep-ex].
- [SCR14] P. Skands, S. Carrazza und J. Rojo. „Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune“. In: *The European Physical Journal C* 74.8 (Aug. 2014). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3024-y. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y>.
- [SI17] H. Saveetha und D. Indumathi. „Fragmentation of ω and ϕ mesons in e+e- and pp collisions at NLO“. In: *International Journal of Modern Physics A* 32.33 (Nov. 2017), S. 1750199. ISSN: 1793-656X. DOI: 10.1142/s0217751x17501998. URL: <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X17501998>.
- [SIM14] H. Saveetha, D. Indumathi und Subhadip Mitra. „Vector meson fragmentation using a model with broken SU(3) at the next-to-leading order“. In: *International Journal of Modern Physics A* 29.07 (März 2014), S. 1450049. ISSN: 1793-656X. DOI: 10.1142/s0217751x14500493. URL: <http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X14500493>.
- [Sjö+15] Torbjörn Sjöstrand u.a. „An introduction to PYTHIA 8.2“. In: *Computer Physics Communications* 191 (Juni 2015), S. 159–177. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024>.

- [Zyl+20] P.A. Zyla u.a. „Review of Particle Physics“. In: *PTEP* 2020.8 (2020), S. 083C01.
DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.

A Abkürzungsverzeichnis

QCD	Quantenchromodynamik	7
pQCD	pertubative Quantenchromodynamik	7
PDF	Partondichtefunktion	8
FF	Fragmentationsfunktion	8
DGLAP	Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi	8
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>	13
SPS	<i>Super Proton Synchrotron</i>	14
PSB	<i>Proton Synchrotron Booster</i>	14
PS	<i>Proton Synchrotron</i>	14
LINAC 2	<i>Linear Accelerator 2</i>	14
ITS	<i>Inner Tracking System</i>	15
TPC	<i>Time-Projection Chamber</i>	15
TRD	<i>Transition Radiation Detector</i>	15
TOF	<i>Time Of Flight</i>	15
DCal	<i>Di-Jet Calorimeter</i>	16
EMCal	<i>ElectroMagnetic Calorimeter</i>	15
PHOS	<i>Photon Spectrometer</i>	16
SPD	<i>Silicon Pixel Detectors</i>	16
SDD	<i>Silicon Drift Detectors</i>	16
SSD	<i>Silicon Strip Detectors</i>	16
MB	<i>Minimum Bias</i>	17
MC-Simulation	Monte-Carlo-Simulation	21
JJ MC-Simulation	<i>Jet-Jet</i> -Monte-Carlo-Simulation	23
GS	Gammaselektion	32

B Tabellen

	$\Delta\eta$ (rad)	$\Delta\varphi$ (rad)
Standard	$0,01 + \frac{1}{\left(p_T + \left(\frac{1}{0,03}\right)^{\frac{1}{2,5}}\right)^{2,5}}$	$0,015 + \frac{1}{\left(p_T + \left(\frac{1}{0,075}\right)^{\frac{1}{2}}\right)^2}$
Variation	0,008	0,03

Tabelle B.1: Funktion zur Berechnung des $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ -Bereichs des *Charged Particle Vetos* sowie der feste $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ -Bereich der Variation.

	Testbeam	MC-Finetuning	Offset
34	x	-	-
01	x	x	-
33	x	Variation	-
21 (Standard)	x	x	x
22	x	x	Variation

Tabelle B.2: Übersicht der verschiedenen Einstellung der Energiekalibrierung für die *Cluster* des EMCal.

	Standard	Variation
Testbeam	$E = E / \frac{1,09357 + 0,0192266 \cdot \ln E}{1 + [0,291993 \cdot \exp(\frac{E - 370,927}{694,656})]}$	-
MC-Finetuning	$E = E / [0,987912 + \exp(-2,94105 + (-0,273207 \cdot E))]$	$E = E / [0,977966 + \exp(-3,0566 + (-0,27946 \cdot E))]$
Offset	$E = E / 1,00349$	$E = E / 1,002$

Tabelle B.3: Funktionen zur Berechnung der einzelnen NonLin Korrekturen.

C Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Büsching bedanken, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir dadurch ermöglicht hat, diese Arbeit zu schreiben. Dabei stand er mir immer wieder in jeglichen Situationen helfend zur Seite. Außerdem hat er mich immer wieder gefördert und vor Aufgaben gestellt, die ich mir selbst nicht zugetraut hätte, um als Physiker aber auch als Mensch zu wachsen.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Dr. Dönigus, der nicht nur bereit war als Zweitgutachter diese Arbeit zu bewerten, sondern auch immer wieder eine große Hilfe war.

Ein großer Danke gilt meinen Betreuer Joshua König, der selbst nach der millionsten Fragen nicht müde mir zu antworten. Er hat immer wieder gegen meine leicht pessimistische Einstellung gearbeitet. Ohne seine Hilfe wäre es mir nicht möglich gewesen meine Analyse und diese Arbeit umzusetzen.

Außerdem möchte ich mich bei allen aus dem IKF für die angenehme Arbeitsatmosphäre sowie all die schönen gemeinsamen Momente bedanken.

Zuletzt gilt mein Dank meinen Freunden und meiner Familie, die mich immer unterstützen und mir seelisch, moralisch beiseite stehen.

Eigenständigkeitserklärung

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 am Main, den 30.10.2021

Marvin Hemmer