

Entwicklung einer neuen Methode zur
Untergrundbestimmung bei der Messung von
neutralen Pionen in $pp \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Anton Goertz

Institut für Kernphysik

Fachbereich Physik

Goethe Universität Frankfurt

August 2020

Betreuer:

Prof. Dr. Henner Büsching (Erstgutachter)

Fabian Pliquett (Zweitgutachter)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	7
2.2	Starke Wechselwirkung	9
2.3	Quark-Gluon-Plasma	11
2.4	Messung neutraler Pionen in Proton-Proton-Kollisionen	12
3	Experimenteller Aufbau	14
3.1	LHC	14
3.2	ALICE	14
3.3	EMCal	16
4	Analyse	18
4.1	Einführung	18
4.2	Messung von neutralen Pionen	19
4.3	Event Mixing	21
4.3.1	Korrelierter Untergrund	24
4.4	Die Rotationsmethode	26
4.4.1	Analyse des Rotationswinkels	29
4.4.2	Teilchen-Zerfall statt Rotation	32
4.4.3	Signalextraktion	35

4.5	Korrektur der rohen p_T -Spektren	36
4.6	Systematische Unsicherheiten der korrigierten p_T -Spektren	37
5	Zusammenfassung	43

1 Einleitung

Durch die Entdeckung der Quarks im Jahr 1968 wurde das Gebiet der Elementarteilchenphysik revolutioniert. Vor ihrer Entdeckung stieg die Zahl der Teilchen, von denen vermutet wurde, sie seien elementar, rapide an. Die Quarks ermöglichen die Beschreibung der Teilchen des sogenannten Teilchenzoos als Konstrukte aus kleineren Bausteinen, ähnlich wie Protonen, Neutronen und Elektronen die Grundbausteine der Atome des Periodensystems bilden.

Das primäre Ziel der modernen Teilchenphysik ist die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen zu untersuchen. Quarks (und Gluonen) treten jedoch, anders als andere Elementarteilchen, in gebundener Form auf. Die einzige Ausnahme hierzu ist innerhalb eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP). Ein QGP bezeichnet denjenigen Zustand der Materie, in dem Quarks und Gluonen, die die Kräfte zwischen Quarks übertragen, sich quasi-frei bewegen können. Dieser Zustand erfordert enorme Temperaturen oder Dichten, weshalb er in der Natur nur unter extremen Bedingungen, wie z.B. dem Universum kurz nach dem Urknall oder dem Zentrum eines Neutronensterns, auftreten kann. Experimentell kann ein QGP in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen erzeugt werden, was seit 2009 am CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**écherche **N**ucleaire) mit dem LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) möglich ist. Dieses Ziel wird von der ALICE-Kollaboration (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) verfolgt. Hierzu werden unter anderem Photonen untersucht, die direkt in solchen Kollisionen entstehen. Photonen dieser Art werden hier als direkte Photonen bezeichnet. Die Eigenschaften direkter Photonen sollen Aufschlüsse über das QGP liefern. Die größte Quelle von Photonen in Schwerionenkollisionen sind allerdings elektromagnetische Zerfälle von Mesonen, insbesondere der Zerfall des neutralen Pion, π^0 . Um also direkte Photonen messen zu können, muss die Produktion von π^0 gut verstanden sein. Zum besseren Verständnis der π^0 -Produktion in Schwerionenkollisionen werden als Analogon Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) studiert.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Messung von π^0 in pp Kollisionen vorgestellt und mit der Standardmethode verglichen. Hierfür werden Daten aus einer Monte Carlo-Simulation des ALICE Experiments analysiert. Die vorliegende Arbeit ist dafür in drei Kapitel eingeteilt. Zunächst wird im ersten Kapitel auf die physikalischen Grundlagen im Bezug auf die starke Wechselwirkung und das QGP eingegangen. Anschließend wird der experimentelle Aufbau inklusive der für die Analyse wichtigen Detektoren vorgestellt. Der Hauptteil der Arbeit besteht aus der Analyse, in der die neue Methode zur Messung von neutralen Mesonen vorgestellt wird. Außerdem wird anhand der Ergebnisse der Analyse die neue Methode mit der Standardmethode verglichen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell bildet das theoretische Fundament der modernen Teilchenphysik. Es klassifiziert Elementarteilchen, Teilchen, die nach heutigem Wissenstand nicht aus weiteren noch kleineren Teilchen bestehen, anhand ihrer physikalischen Eigenschaften wie z.B. der Masse oder Ladung. Im Standardmodell werden Elementarteilchen nach ihrem Spin in zwei Gruppen eingeteilt: Fermionen und Bosonen. Teilchen mit halbzahligem Spin werden als Fermionen bezeichnet, wohingegen Bosonen ganzzahligen Spin aufweisen. Der sogenannte Spin ist eine Quantenzahl, die den inneren Drehimpuls eines Teilchens angibt. Es gibt zwölf elementare Fermionen, die Quarks und Leptonen genannt werden, und fünf elementare Bosonen. Quarks und Leptonen, welche die gegenständliche Welt ausmachen, werden weiterhin in drei gemeinsame Familien oder Generationen aufgeteilt. In Tabelle 2.1 sind die elementaren Fermionen mit ihren Generationen und elektrischen Ladungen aufgeführt. Jedes der Fermionen besitzt ein Antiteilchen, dessen ladungsartige Quantenzahlen den gleichen Wert mit umgekehrtem Vorzeichen haben.

Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen: die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung sowie die Gravitation. Aufgrund der geringen relativen Stärke der Gravitation spielt sie auf mikroskopischer Ebene keine Rolle, weshalb hier nicht weiter auf sie eingegangen werden soll. Im Standardmodell wird die Vermittlung der Wechselwirkungen zwischen den Fermionen über den Austausch eines oder mehrerer Austauscheteilchen erklärt. Diese Austauscheteilchen werden auch Eichbosonen genannt. Eine Übersicht der Eigenschaften der Eichbosonen sowie ihrer Wechselwirkungen ist in Tabelle 2.2 zu finden.

Mithilfe der elektromagnetischen Wechselwirkung kann die Bildung von Atomen über eine

Generation	I	II	III	el. Ladung (e)
Quarks	Up (u)	Charm (c)	Top (t)	$+\frac{2}{3}$
	Down (d)	Strange (s)	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 2.1: Elementare Fermionen und ihre elektrische Ladung [1].

Wechselwirkung	Ladung	Eichboson	Masse (GeV/c ²)	elektr. Ladung (e)
elektromagnetisch	Farbe	Photon (γ)	0	0
schwach	schwach	W^\pm	80.385 ± 0.015	± 1
		Z^0	91.1876 ± 0.0021	0
stark	elektrisch	Gluon (g)	0	0

Tabelle 2.2: Eigenschaften der drei fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells sowie ihrer Eichbosonen [2].

elektromagnetische Anziehung von Elektronen und Protonen beschrieben werden. Auf kleineren Skalen, wie z.B. der Größe eines Atomkerns, ist ihr Einfluss, verglichen mit anderen Wechselwirkungen des Standardmodells, geringer. In der Kernphysik sind vor allem die schwache und starke Wechselwirkung von Bedeutung, da diese beiden Wechselwirkungen die Entstehung und den Zerfall von Atomkernen beschreiben. Mithilfe der schwachen Wechselwirkung kann beispielsweise der radioaktive β -Zerfall erklärt werden, während die starke Wechselwirkung die Bildung von Nukleonen (Protonen und Neutronen) aus Quarks und Gluonen sowie die Bildung von Atomkernen aus Nukleonen beschreibt. Aufgrund der besonderen Relevanz der starken Wechselwirkung für die vorliegende Arbeit wird in Kapitel 2.2 näher auf sie eingegangen.

2.2 Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird theoretisch von der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Ihre Ladung ist die sogenannte Farbe. Anders als bei der elektromagnetischen Wechselwirkung gibt es für die Ladungsträger der starken Wechselwirkung, den Quarks und Gluonen, drei mögliche Ladungszustände, die analog zur Farbenlehre rot, grün und blau genannt werden. Antiquarks tragen per Definition die jeweilige Antifarbe: anti-rot, anti-grün oder anti-blau. Die Kombination aller drei (Anti-)Farbzustände oder von Farbe und Antifarbe ergibt einen Zustand, der farbneutral genannt wird. In der Natur wurden bisher nur farbneutrale Teilchen beobachtet [4].

Die Gruppe von Teilchen, die aus Quarks bestehen, werden Hadronen genannt. Hadronen, die sich aus dem rot-, grün- und blau-Zustand, also aus drei Quarks ergeben, heißen Baryonen. Sogenannte Mesonen hingegen bezeichnen Quark-Antiquark- bzw. Farb-Antifarbe-Zustände [3].

Ein wichtiges Merkmal der QCD ist, dass das Eichboson die Ladung der Wechselwirkung selbst trägt: Das Gluon ist also nicht farbneutral, stattdessen trägt es eine Farbe sowie eine Antifarbe, weshalb es mit anderen Gluonen stark wechselwirken kann. Dies führt dazu, dass bei der durch Gluonen vermittelten Interaktion eines Quarks mit einem Antiquark, die Gluonen sich gegenseitig anziehen, wodurch sogenannte *Strings* entstehen. Die Bildung der *Strings* resultiert in einer verstärkten Kopplung, die proportional zum Abstand von Quark und Antiquark ist. Demnach würde es unendlich viel Energie benötigen, um das Quark-Antiquark-Paar in seine Konstituenten aufzuteilen. Wird in der Praxis jedoch Energie aufgewandt, um das Quark-Antiquark-Paar zu teilen, entsteht ein neues Quark-Antiquark-Paar über einen Prozess, der *String-breaking* genannt wird, und es bilden sich zwei gebundene Zustände. Farbgeladene Teilchen kommen also niemals isoliert vor, was als *Confinement* bezeichnet wird [4].

Neben dem linearen Anteil des Potentials der QCD gibt es außerdem einen Coulombteil. Die-

ser wird aufgrund der reziproken Abhängigkeit vom Abstand r zweier farbgeladener Teilchen und deren Zusammenhang mit dem Potential der QED so genannt. Daher hat das Potential der starken Wechselwirkung $V_{\text{QCD}}(r)$ folgende mathematische Form [3]:

$$V_{\text{QCD}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (1)$$

wobei k als *String-Tension* bezeichnet wird. Des Weiteren spielt die Kopplungskonstante der QCD α_S eine wichtige Rolle für das Potential. Anders als durch ihren Namen suggeriert ist die Kopplungskonstante nicht konstant, sondern hängt vom Impulsübertrag Q ab, weshalb auch von der laufenden Kopplungskonstanten gesprochen wird. Es gilt [3]:

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

Die Konstante Λ wird freier Skalenparameter genannt und gibt an, bei welchem Impulsübertrag Q die Kopplungskonstante divergiert. Der Impulsübertrag ist über die Unschärferelation reziprok mit dem Abstand verknüpft. Demnach entspricht ein hoher Impulsübertrag einem geringen Abstand und ein niedriger Impulsübertrag einem hohen Abstand. Bei niedrigen Impulsüberträgen, die nahe des freien Skalenparameters liegen, ist die Kopplungskonstante groß, was bereits als *Confinement* identifiziert wurde. Bei hohen Impulsüberträgen und kleinen Abständen ist die Stärke der Kopplung jedoch klein, was als asymptotische Freiheit bezeichnet wird. Das Verhalten von Quarks im Rahmen der asymptotischen Freiheit wird im nächsten Kapitel näher erläutert.

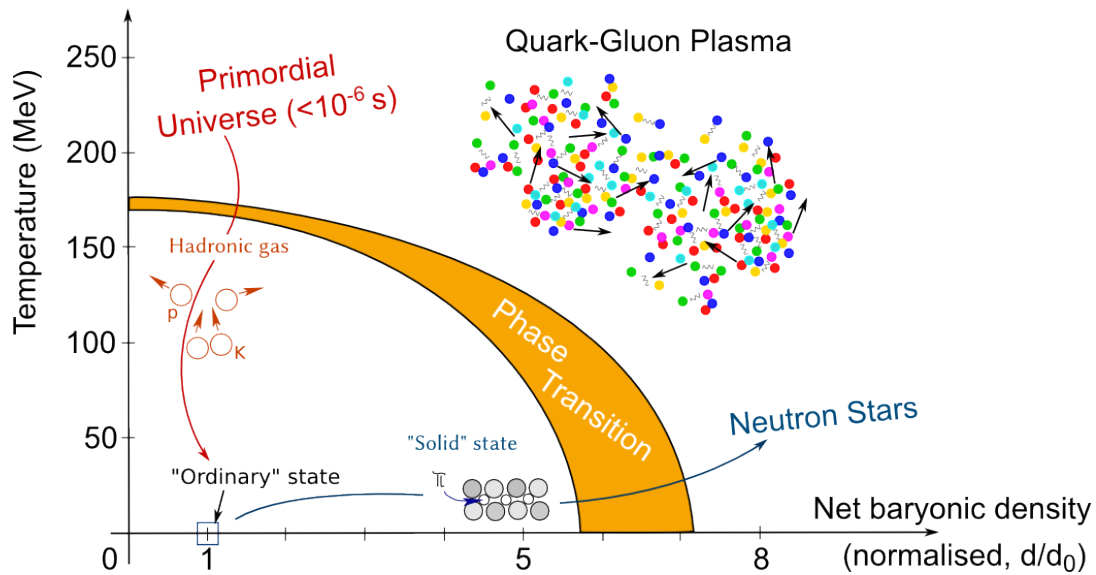


Abbildung 2.1: Das Phasendiagramm stark-wechselwirkender Materie als Funktion der Temperatur sowie der Netto-Baryonen-Dichte [6].

2.3 Quark-Gluon-Plasma

Wie bereits etabliert, sind Quarks und Gluonen aufgrund des *Confinements* in ihrer Bewegungsfreiheit auf einen bestimmten Bereich eingeschränkt. Wenn jedoch die Temperatur und Dichte von Materie auf einen kritischen Punkt steigen, überlappen sich die Aufenthaltsbereiche der Hadronen. Einzelne Quarks und Antiquarks können dann nicht mehr ihren Mesonen oder Baryonen zugeordnet werden. In diesem Zustand können sich Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen und es wird von einem Quark-Gluon-Plasma (QGP) gesprochen [4].

In Abbildung 2.1 ist das Phasendiagramm der QCD zu sehen, auf dem der Zustand der Materie als Funktion der sogenannten Netto-Baryonen-Dichte sowie der Temperatur dargestellt ist. Die Netto-Baryonen-Dichte bezeichnet die Differenz der Anzahlen von Quarks und Antiquarks pro Volumenelement. Im linken unteren Teil des Diagramms befindet sich die stark-wechselwirkende Materie in einem gebundenen Zustand, dem Hadronengas. Das gelbe

Band kennzeichnet den Phasenübergang erster Ordnung vom Hadronengas zum QGP. Es wird vermutet, dass sich die gesamte hadronische Materie des primordialen Universums in einem QGP befand. Außerdem wird erwartet, dass sich nahe des Kerns eines Neutronensterns ein kaltes QGP aufgrund der hohen baryonischen Dichte bilden kann [5].

Neben dem natürlichen Auftreten kann in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen ein sehr kurzlebiges QGP erzeugt werden, was ebenfalls über hohe baryonischen Dichten zu erreichen ist. Um Schwerionenkollisionen besser zu verstehen, werden unter Anderem Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) studiert. In dieser Arbeit werden Daten aus pp-Kollisionen analysiert, weshalb im Folgenden näher auf die Messung von neutralen Pionen in pp-Kollisionen eingegangen wird.

2.4 Messung neutraler Pionen in Proton-Proton-Kollisionen

Der Vorteil bei der Untersuchung von pp-Kollisionen ist, dass sie theoretisch besser verstanden sind als Kern-Kern-Kollisionen (AA-Kollisionen). Unter Anderem kann es aufgrund der Temperaturen und Dichten, die in pp-Kollisionen erreicht werden, nicht zur Bildung eines QGP kommen. Es kann mithilfe eines soliden Verständnisses von pp-Kollision auf die Physik der AA-Kollisionen extrapoliert werden. Die Abweichungen der Ergebnisse der Messung von AA-Kollisionen von den Extrapolationen können Indizien über das QGP liefern.

Der Transversalimpuls, p_T , bezeichnet denjenigen Anteil eines Teilchenimpulsvektors, der orthogonal zur Flugrichtung der Teilchen vor der Kollision steht. Jeglicher Transversalimpuls eines Teilchens, das in einer pp- bzw. AA-Kollision entsteht, muss also durch eine Wechselwirkung in oder nach der Kollision herbeikommen. Daher werden neu entstandene Teilchen als Funktion des Transversalimpulses analysiert.

Die am häufigsten produzierten Teilchen sind Pionen. Das elektrisch neutrale Pion, π^0 , ist das leichteste aller Mesonen mit einer Masse von ca. $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV}/c^2$. Es wird durch eine

lineare Superposition der zwei quantenmechanischen Zustände $|u\bar{u}\rangle$ und $|d\bar{d}\rangle$ beschrieben:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (3)$$

Das π^0 ist instabil und zerfällt elektromagnetisch gemäß dem Zerfallsgesetz mit einer Zerfallsdauer von $(8.52 \pm 0.18) \cdot 10^{-17}$ s. Am Häufigsten zerfällt das π^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von $(98.823 \pm 0.034)\%$ in zwei Photonen [2]. Neutrale Pionen können also aufgrund der geringen Lebensdauer nicht direkt, sondern nur über ihren Zerfall detektiert werden.

Die Messung des π^0 ergibt sich aus der Rekonstruktion der sogenannten invarianten Masse m_{inv} sowie seines Transversalimpulses. Aufgrund von Energie und Impulserhaltung, lassen sich beide dieser Größen aus den kinematischen Eigenschaften der Zerfallsphotonen berechnen. Der Transversalimpuls ergibt sich aus:

$$p_T = \sqrt{(p_x^1 + p_x^2)^2 + (p_y^1 + p_y^2)^2} \quad (4)$$

wobei p_i^j die i -te Impulskomponente des j -ten Zerfallsphotons bezeichnet. In der hier verwendeten Notation liegt die z -Achse entlang der Bewegungsrichtung der Teilchen vor der Kollision. Die invariante Masse des π^0 kann über folgende Beziehung berechnet werden:

$$m_{inv} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\Theta_{\gamma\gamma}))} \quad (5)$$

E_i beschreibt die Energie des i -ten Zerfallsphotons. Der Winkel $\Theta_{\gamma\gamma}$ hingegen bezeichnet den Winkel zwischen den Impulsvektoren der beiden Zerfallsphotonen, der im Folgenden Öffnungswinkel genannt wird.

Bevor auf die Analyse zur Messung neutraler Pionen eingegangen wird, soll im nächsten Kapitel das ALICE-Experiment und seine für diese Arbeit relevanten Detektoren vorgestellt werden.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 LHC

Der LHC ist der weltweit größte Teilchenbeschleuniger und befindet sich am CERN. Im LHC werden Protonen und Schwerionen auf ultrarelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt und anschließend bei einem von vier Experimenten zur Kollision gebracht. Die Teilchen werden, nachdem sie eine Reihe an Vorbeschleunigern durchflogen haben, im LHC über Magnetfelder auf ihrer Kreisbahn gehalten und mittels elektrischer Felder weiter beschleunigt. Diese Art von Beschleuniger wird Synchrotron genannt. Die Energie, die Protonen durch Beschleunigung im LHC maximal erhalten können, beträgt 6.5 TeV. Die Energie von zwei kollidierenden Teilchen wird Schwerpunktsenergie \sqrt{s} genannt und gibt an, wie viel Energie neu entstehenden Teilchen zur Verfügung steht. Für *Collider*-Experimente mit symmetrischen Kollisionssystemen gilt:

$$\sqrt{s} = 2E \tag{6}$$

Hier bezeichnet E die Energie eines der beiden Kollisionsteilchen. Die Schwerpunktsenergie des Systems aus zwei kollidierenden Protonen im LHC beträgt also maximal 13 TeV. Die Kollisionen finden an einem von vier großen Experimenten statt, wobei die in dieser Arbeit verwendeten Daten aus einer Monte-Carlo Simulation des ALICE-Experiments stammen.

3.2 ALICE

ALICE ist eines der vier großen Experimente am LHC. Das Ziel des Experiments besteht darin, mithilfe von Schwerionenkollisionen die Eigenschaften des QGP zu untersuchen. Das Experiment besteht aus verschiedenen Detektoren, die jeweils eine bestimmte Rolle einnehmen. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, ist das ALICE-Experiment zwiebelschalen-förmig auf-

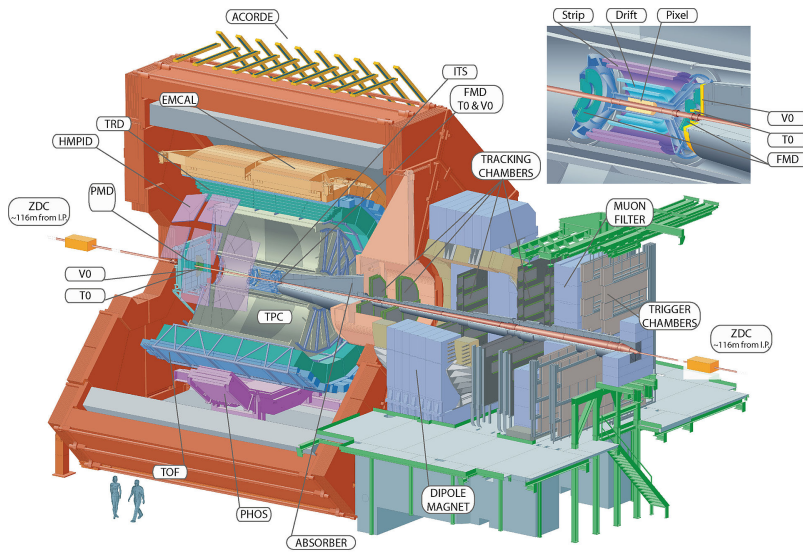


Abbildung 3.1: Ein Querschnitt des ALICE-Experiments mit seinen Detektoren [7]

gebaut. Nahe des Kollisionsvertex befinden sich *Tracking*-Detektoren wie z.B. das ITS (**I**nner **T**racking **S**ystem) oder, in größerem Abstand zum Vertex, die TPC (**T**ime **P**rojection **C**hamber). Mithilfe dieser Detektoren werden beispielsweise die Flugbahnen der Teilchen rekonstruiert. Weiter außen befinden sich elektromagnetische Kalorimeter, die gemeinsam mit allen anderen Detektoren, mit Ausnahme des Myonarms, von einem Magneten umgeben sind. Auf die für diese Arbeit relevanten Detektoren soll im folgenden genauer eingegangen werden:

Das ITS ist das Detektorsystem, das am nächsten zum Kollisionsvertex liegt. Es besteht aus drei verschiedenen Segmenten mit jeweils zwei Schichten von Siliziumdetektoren, mit deren Hilfe der Kollisionspunkt eines *Events* bestimmt wird. Das ITS ist in der Mitte von Abbildung 3.1 in blau eingezeichnet.

Die V0-Detektoren befinden sich an den beiden Enden des ITS und messen die Anzahl der Teilchen, die in einer Kollision bzw. einem *Event* entstehen. Wird dabei eine gewisse Mindestanzahl an Teilchen gezählt, wird das *Event* aufgezeichnet. *Events*, die diese Mindestanforderung erfüllen, werden *Minimum-bias-Events* genannt. Die T0 Detektoren messen unter anderem den Zeitpunkt der Kollision.

Die TPC stellt zum Messen von geladenen Teilchen ein wichtiges Instrument dar. Beim Durchqueren der TPC hinterlassen Teilchen Spuren, die zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Sie ist in Abbildung 3.1 als grauen Zylinder eingezeichnet.

Für diese Arbeit wird das EMCAL-DCAL-Detektorsystem verwendet. Im folgenden Abschnitt wird daher näher auf diese Detektoren eingegangen.

3.3 EMCAL

Elektromagnetische Kalorimeter messen die Energie und Position von Photonen, Elektronen und Positronen. Das ALICE-Experiment besitzt drei elektromagnetische Kalorimeter, das PHOS (**Photon Spectrometer**), das EMCAL (**Electromagnetic Calorimeter**) sowie das DCAL (**Di-Jet Calorimeter**). Das EMCAL und DCAL sind zwei nahezu baugleiche Detektoren, die sich im wesentlichen durch ihre geometrische Form unterscheiden. Sie liegen gegenüber voneinander und weisen den gleichen Abstand zum Kollisionsvertex auf. Da für diese Analyse immer beide Kalorimeter verwendet werden, wird im Folgenden das System aus beiden Detektoren als EMCAL bezeichnet. Verglichen mit dem PHOS weist das EMCAL eine wesentlich größere Raumabdeckung auf. Die Raumabdeckung eines Detektors wird geometrische Akzeptanz genannt. Für die Akzeptanz wird ein φ - und η -Bereich angegeben, der denjenigen Koordinaten entspricht, die ein Teilchen haben muss, um auf den Detektor zu treffen. φ bezeichnet hierbei den Rotationswinkel um die Strahlachse (Azimutalwinkel) und η die Pseudorapidität, die sich aus dem Polarwinkel ϑ berechnet. Der Akzeptanzbereich für das EMCAL und DCAL ist neben anderen technischen Kenndaten der Detektoren in Tabelle 3.1 aufgelistet. Der Aufbau und die Funktionsweise des Kalorimeters werden im Folgenden erläutert. Das EMCAL besteht aus 17664 Zellen, von denen sich jeweils zwischen 384 und 1152 Zellen auf 20 Supermodule verteilen. Eine Zelle ist aus 76 alternierenden Blei- und Szintillatorschichten aufgebaut [8].

	EMCal	DCal	
Azimuthalwinkel φ	$80^\circ < \varphi < 187^\circ$	$260^\circ < \varphi < 320^\circ$	$320^\circ < \varphi < 327^\circ$
Pseudorapidität η	$ \eta < 0.7$	$0.22 < \eta < 0.7$	$ \eta < 0.7$
Abstand zum Vertex	428 cm		
Granularität	Zelle: $6 \times 6 \text{ cm}^2$		
Molière-Radius	3.2 cm		
Energiebereich	$0 < E < 250 \text{ GeV}$		

Tabelle 3.1: Technische Daten von EMCal und DCal in Run 2 [9][10].

Aufgrund der hohen Ordnungszahl von Blei ist es besonders wahrscheinlich, dass ein Photon, das auf eine Zelle trifft, ein Elektron-Positron-Paar über Paarbildung erzeugen kann. Das erzeugte Elektron bzw. Positron kann mithilfe von Bremsstrahlung weitere Photonen emittieren, die wiederum über Paarbildung weitere Elektronen und Positronen erzeugen. Dieses Phänomen wird elektromagnetischer Schauer genannt. Jeder Schauer besitzt eine räumliche Ausdehnung, die in transversaler Richtung durch ihren Molière-Radius charakterisiert ist. Der Molière-Radius gibt an, bis zu welcher Entfernung 90% der Energie deponiert wird. Der Molière Radius für das EMCal ist ebenfalls in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die Messung der Energie des ursprünglichen Teilchens wird mithilfe von Szintillatoren durchgeführt. Die Szintillatorschichten sind mit einem Photomultiplier verbunden, der ein elektrisches Signal produziert, das proportional zur deponierten Energie ist.

Wie anhand des Molière-Radius und der Zellbreite zu erkennen ist, können sich elektromagnetische Schauer über mehrere Zellen erstrecken. Ist dies der Fall, wird von *Clustern* gesprochen. Ein *Cluster* wird über Algorithmen, die *Clusterizer* genannt werden, bestimmt. Bisher wurden die theoretischen Grundlagen erarbeitet und der experimentelle Aufbau vorgestellt. Im folgenden Kapitel wird auf die Analyse neutraler Pionen eingegangen.

4 Analyse

4.1 Einführung

In diesem Kapitel wird die Anzahl der neutralen Pionen als Funktion des Transversalimpulses mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt. Zunächst wird der erste Schritt der Messung von neutralen Pionen erläutert: die *Same-Event*-Methode. Anschließend wird die Standardmethode zur Untergrundbestimmung und Signalextraktion vorgestellt, bevor intensiv auf eine neue Methode eingegangen wird. Diese neue Methode wird hier als Rotationsmethode bezeichnet. Des Weiteren wird mithilfe der Rotationsmethode ebenfalls der Untergrund bestimmt und das Signal extrahiert. Das Ergebnis der Messung besteht in der Anzahl der pro Kollision entstandenen neutralen Pionen als Funktion des Transversalimpulses p_T , das hier p_T -Spektrum genannt wird. Außerdem werden die systematischen Unsicherheiten der gemessenen p_T -Spektren berechnet. Dies ermöglicht einen Vergleich der Güte der beiden Methoden. In dieser Arbeit werden Daten einer Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulationen) der ALICE-Kollaboration analysiert. MC-Simulationen werden als stochastische Methode zur Simulation von zufälligen Ereignissen verwendet. Sie basieren auf Zufallszahlen einer bekannten Wahrscheinlichkeitsverteilung. Die Physik der pp-Kollision ist gut verstanden, weshalb MC-Simulationen von pp-Kollisionen verwendet werden können. Zur Generation der *Events* wird „PYTHIA 8“ verwendet. Mithilfe von „GEANT 3“ werden die Detektoren des ALICE-Experiments simuliert.

Zur Messung von neutralen Mesonen werden häufig MC-Simulationen eingesetzt, um Korrekturen durchzuführen. In dieser Arbeit werden MC-Simulation außerdem dafür genutzt, mithilfe von Informationen, die in Messdaten nicht bekannt sind, bestimmte Analyseschritte zu prüfen. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen den Ergebnissen der Rotationsmethode und der Standardmethode.

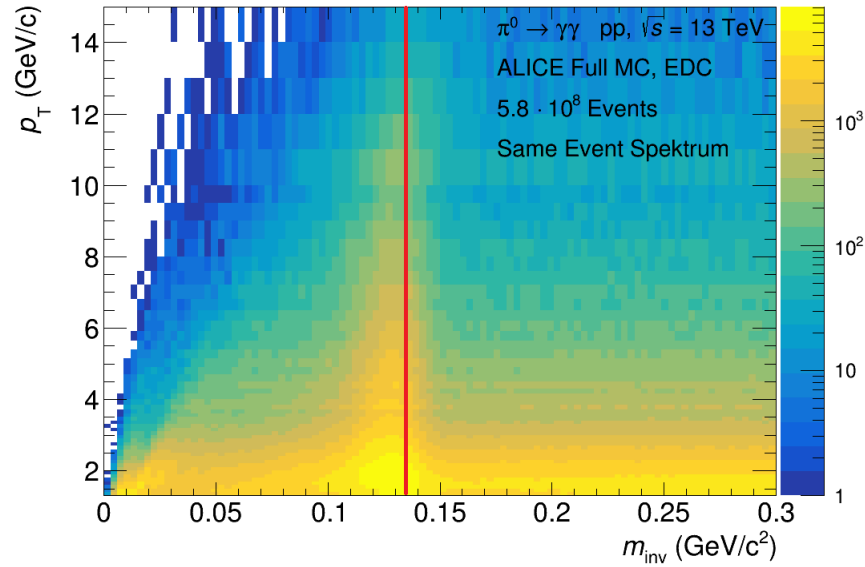


Abbildung 4.1: *Same-Event-Spektrum* als Funktion der invarianten Masse m_{inv} und des Transversalimpulses p_{T} . Die rote Linie kennzeichnet den Literaturwert der π^0 Masse [2].

4.2 Messung von neutralen Pionen

Die Messung von neutralen Pionen geschieht aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer über ihre Zerfallsprodukte. In dieser Analyse werden Pionen über ihren elektromagnetischen Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Die Rekonstruktion geschieht über Berechnung der invarianten Masse der zwei Zerfallsphotonen. Die Photonen werden auf dem EMCal als *Cluster* registriert, wobei ihre Energie und Position gemessen wird. In einem *Event* kann es mehrere Photonenquellen geben, weshalb *Cluster* verschiedenen Ursprungs registriert werden. Da es keine Möglichkeit gibt, die einzelnen *Cluster* einem bestimmten Zerfall bzw. Mutterteilchen zuzuordnen, werden alle *Cluster* paarweise kombiniert. Die berechnete invariante Masse und der Transversalimpuls aller rekonstruierter Teilchen bilden ein zweidimensionales Histogramm. Dieses Histogramm wird im Folgenden als *Same-Event-Spektrum* bezeichnet. Das *Same-Event-Spektrum* beinhaltet also unter anderem Kombinationen von Photonen, die aus

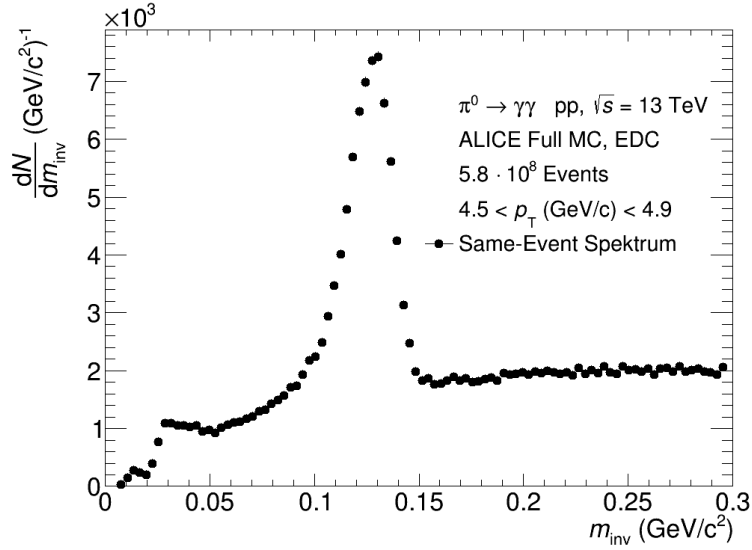


Abbildung 4.2: *Same-Event-Spektrum* als Funktion der invarianten Masse m_{inv} für $4.5 < p_{\text{T}}(\text{GeV}/c) < 4.9$.

dem Zerfall eines π^0 stammen. Dieser Teil des *Same-Event-Spektrums* wird Signal genannt. Jegliche andere Kombinationen sind unphysikalisch und gehören zum sogenannten Untergrund. Abbildung 4.1 zeigt das *Same-Event-Spektrum* für ca. 580 Millionen Events. Es ist eine deutliche Resonanz nahe der invarianten Masse des π^0 zu erkennen. Diese Resonanz entspricht dem Signal. In Abbildung 4.2 ist die Projektion von Abbildung 4.1 auf die m_{inv} -Achse in einem bestimmten p_{T} -Intervall gezeigt. Im eindimensionalen Histogramm ist ebenfalls eine klare Struktur zu erkennen. Die Anhäufung der Einträge nahe der π^0 -Masse wird hier Peak genannt, wobei es ebenfalls Untergrund im Peakbereich gibt. Das Ziel besteht darin, die Anzahl der Einträge des π^0 -Peaks in jedem p_{T} -Intervall zu bestimmen, woraus die Produktionswahrscheinlichkeit des π^0 als Funktion des Transversalimpuls berechnet werden kann. Um dies zu ermöglichen, muss der Untergrund des *Same-Event-Spektrums* abgezogen werden. Die herkömmliche Methode, den Untergrund zu beschreiben wird *Event-Mixing* genannt. Im Folgenden wird zunächst das Prinzip der *Event-Mixing*-Methode erläutert, bevor anschließend mit ihr der Untergrund des π^0 -Peaks abgeschätzt wird.

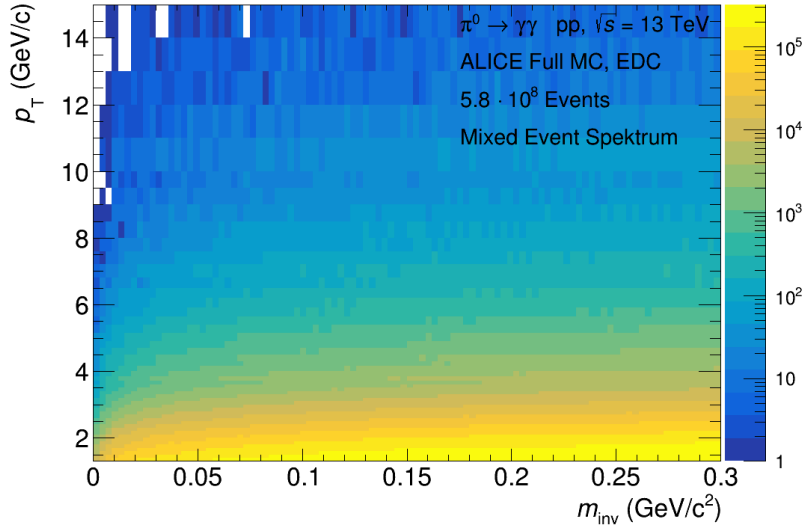


Abbildung 4.3: *Mixed-Event*-Spektrum als Funktion der invarianten Masse m_{inv} und des Transversalimpulses p_{T} .

4.3 Event Mixing

Jede Kombination aus *Clustern*, die nicht aus zwei Zerfallsphotonen eines neutralen Pions konstruiert werden, trägt zum Untergrund bei. Die Verteilung bzw. die Form des Untergrunds als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpuls hängt stark von der Energie- und Ortsverteilung der *Cluster* ab. Da sich diese Verteilung für verschiedene Kalorimeter und Analysen unterscheiden, kann die Form des Untergrunds nicht pauschal durch eine Funktion parametrisiert werden. Stattdessen wird versucht, den Untergrund mithilfe der *Event-Mixing*-Methode abzuschätzen. Dafür wird die invariante Masse und der Transversalimpuls von zwei *Clustern* aus verschiedenen Events berechnet, was als Vermischen von *Events* bzw. *Event-Mixing* bezeichnet wird. Dies geschieht für alle *Cluster*-Kombinationsmöglichkeiten zweier *Events*. Jegliche Kombinationsmöglichkeiten sind hierbei unkorreliert, da es sich um verschiedene Ereignisse handelt, wodurch nur der (unkorrelierte) Untergrund beschrieben

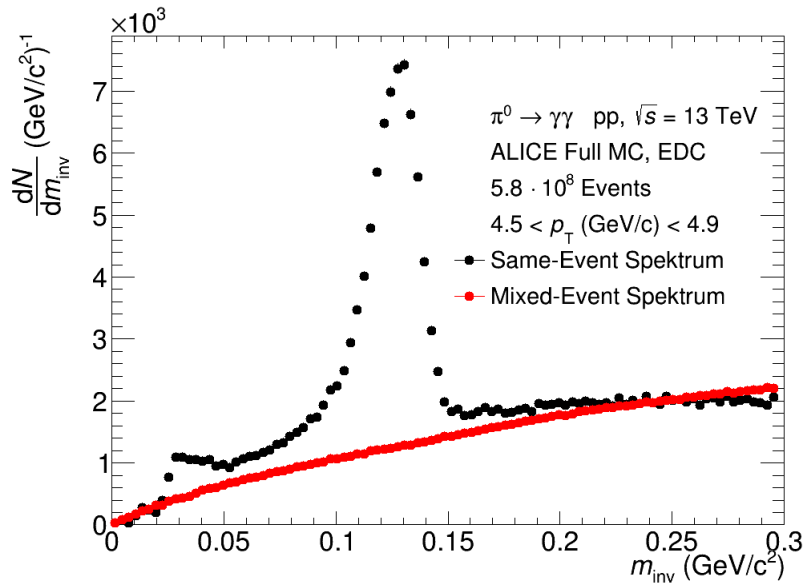


Abbildung 4.4: Anzahl *Cluster*-Paare aus gleichen *Events* (schwarz) und skalierte Anzahl *Cluster*-Paare aus verschiedenen *Events* (rot) als Funktion der invarianten Masse m_{inv} .

werden soll. Dies ist in Abbildung 4.3, in der das zweidimensionale *Mixed-Event*-Spektrum als Funktion von p_{T} und m_{inv} aufgetragen ist, zu sehen.

Damit das *Mixed-Event*-Spektrum den Untergrund des *Same-Event*-Spektrums beschreibt, werden nur *Events* mit ähnlichen Eigenschaften vermischt. Die Eigenschaften, in denen sich zwei *Events* ähneln müssen, sind in dieser Analyse die Anzahl der auf das EMCal registrierten *Cluster* sowie die z -Komponente des Kollisionsvertex. Jedes *Event* wird anhand dieser Eigenschaften in eine Klasse eingeteilt. In Tabelle 4.1 werden diese Klassen aufgelistet. Es werden vier *Cluster*-Intervalle und sieben z -Vertex-Intervalle verwendet, woraus sich 28 verschiedene Klassen ergeben. Des Weiteren können *Events* mit beliebig vielen anderen *Events* in ihrer Klasse vermischt werden. Die Anzahl der *Event*-Mischungen pro *Event* wird *Mixing*-Tiefe genannt. In dieser Analyse wird eine *Mixing*-Tiefe von fünf verwendet. Die Anzahl der Einträge im *Mixed-Event*-Spektrum kann also deutlich größer sein, als die Anzahl der Ein-

Anzahl <i>Cluster</i>	<i>z</i> -Vertexkomponente (cm)
	$-10 < z < -3.375$
2	$-3.375 < z < -1.605$
3	$-1.605 < z < -0.225$
4	$-0.225 < z < 1.065$
5+	$1.065 < z < 2.445$
	$2.445 < z < 4.245$
	$4.245 < z < 10$

Tabelle 4.1: Die Eigenschaften der verschiedenen Klassen der *Event-Mixing*-Methode.

träge im *Same-Event*-Spektrum. Daher wird das *Mixed-Event*-Spektrum an das *Same-Event*-Spektrum in einem Bereich skaliert, in dem kein Signal erwartet wird. Hierfür wird der Bereich der invarianten Massen $m_{\text{inv}} \in (0.19 \text{ GeV}/c^2, 0.3 \text{ GeV}/c^2)$ verwendet. Der Skalierungsfaktor ergibt sich zu:

$$\alpha = \frac{\sum_i N_i^{\text{Same-Event}}}{\sum_i N_i^{\text{Mixed-Event}}} \quad (7)$$

N_i bezeichnet hierbei die Anzahl der *Cluster*-Paare der *i*-ten Klasse im Skalierungsbereich. Zur Extraktion des Signals wird das skalierte *Mixed-Event*-Spektrum vom *Same-Event*-Spektrum subtrahiert.

Aufgrund der Tatsache, dass alle *Cluster*-Paare in der *Event-Mixing* Methode unkorreliert sind, kann das *Mixed-Event*-Spektrum nur den unkorrelierten Teil des Untergrunds beschreiben. Jegliche korrelierten *Cluster*-Kombinationen, die nicht zum π^0 -Peak beitragen, sind in dieser Analyse Teil des Untergrunds. Demnach verbleibt nach der Subtraktion des skalierten *Mixed-Event*-Spektrums vom *Same-Event*-Spektrum noch die Summe aus Signal und korreliertem Untergrund.

4.3.1 Korrelierter Untergrund

Zur Bestimmung des korrelierten Untergrund wird das erhaltene Spektrum, die Summe aus Signal und korreliertem Untergrund, parametrisiert. Die Parametrisierung besteht aus drei verschiedenen Komponenten. Der Anteil des Signals, dessen *Cluster* durch zwei Photonen entstehen, wird durch eine Gaußkurve parametrisiert. Diejenigen *Cluster*-Paare, bei denen ein *Cluster* dadurch entsteht, dass (mindestens) ein Zerfallsphoton in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert, gehören zur sogenannten *Tail*-Komponente. Die *Tail*-Komponente besteht aus einer Gauß-förmigen Funktion, die eine verlängerte Flanke zu kleinen invarianten Massen besitzt. Zur Parametrisierung des korrelierten Anteil des Spektrums wird eine lineare Funktion angenommen. Das gesamte Spektrum wird also durch die Funktion $y(m_{\text{inv}})$ parametrisiert:

$$y(m_{\text{inv}}) = A \cdot [G(m_{\text{inv}}) + T(m_{\text{inv}})] + L(m_{\text{inv}}) \quad (8)$$

$$G(m_{\text{inv}}) = \exp \left[-0.5 \cdot \left(\frac{m_{\text{inv}} - m_{\pi^0}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (9)$$

$$T(m_{\text{inv}}) = \exp \left[\frac{m_{\text{inv}} - m_{\pi^0}}{a} \right] \cdot [1 - G(m_{\text{inv}})] \cdot \Theta(m_{\text{inv}} - m_{\pi^0}) \quad (10)$$

$$L(m_{\text{inv}}) = b \cdot m_{\text{inv}} + c \quad (11)$$

A bezeichnet hierbei die Amplitude der Gauß-Funktion $G(m_{\text{inv}})$ mit der Standardabweichung σ . $T(m_{\text{inv}})$ und $L(m_{\text{inv}})$ entsprechen der *Tail*- und linearen Komponente der Parametrisierung. Die *Heaviside*-Funktion wird $\Theta(m_{\text{inv}})$ genannt. Die Parameter $A, a, b, c, \sigma, m_{\pi^0}$ werden hier so gewählt, dass sie das Spektrum möglichst gut beschreiben [11].

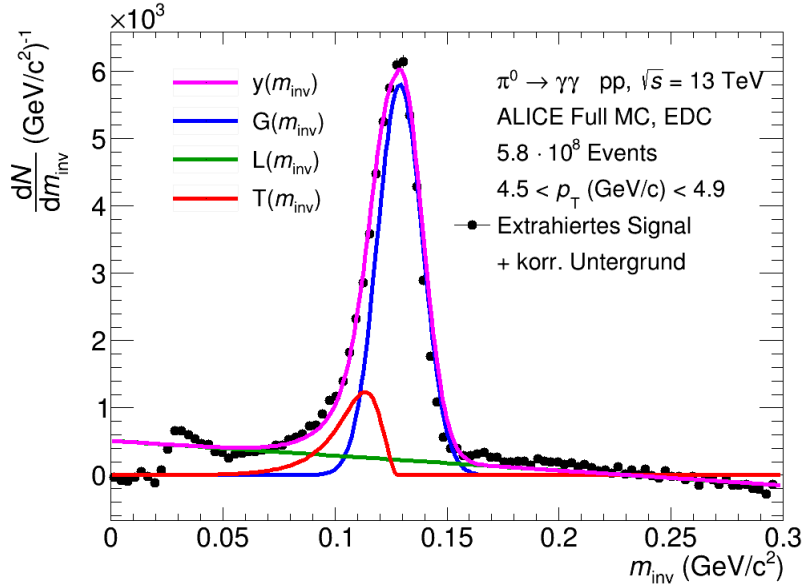


Abbildung 4.5: Parametrisierung des Signals mit korreliertem Untergrund mit ihren verschiedenen Komponenten.

In Abbildung 4.5 ist die Parametrisierung eines Spektrums der invarianten Massen mithilfe dieser Funktion zu sehen. Die verschiedenen Komponenten der Parametrisierung sind einzeln sowie in Summe aufgetragen.

Zur Extraktion des Signals wird der korrelierte Untergrund, der durch die lineare Komponente $L(m_{\text{inv}})$ beschrieben wird, vom Spektrum subtrahiert. Das erhaltene Spektrum besteht also nur aus dem Signal, sofern der korrelierte Untergrund durch die verwendete Parametrisierung beschrieben wird. Um die Anzahl der neutralen Pionen zu bestimmen, wird das Signal im Peak-Bereich aufsummiert. Der Peak-Bereich wird dabei über die gemessene Masse des π^0 definiert, die sich aus dem Mittelwert der Gaußkomponente der Parametrisierung $m_{\pi^0}^{\text{mess}}$ ergibt. Es wird für jeden p_T -Bereich über das Intervall $[m_{\pi^0}^{\text{mess}} - 0.05 \text{ GeV}/c^2, m_{\pi^0}^{\text{mess}} + 0.04 \text{ GeV}/c^2]$ aufsummiert. Die extrahierte Anzahl neutraler Pionen ist in Abbildung 4.6 als Funktion des Transversalimpulses aufgetragen. Das erhaltene Histogramm wird hier rohes p_T -Spektrum

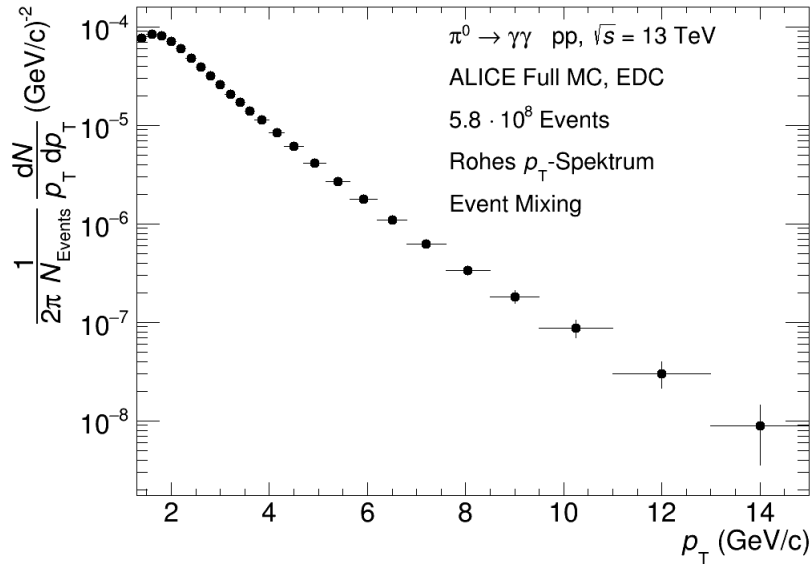


Abbildung 4.6: Extrahierte π^0 in den verschiedenen Transversalimpulsbereichen mit *Event-Mixing* (rohes p_T -Spektrum).

genannt. Bevor auf die Korrektur des rohen Spektrums eingegangen wird, soll die Rotationsmethode vorgestellt werden.

4.4 Die Rotationsmethode

Mithilfe der Rotationsmethode kann der gesamte Untergrund des *Same-Event*-Spektrums bei der Messung neutraler Mesonen abgeschätzt werden. Die Funktionsweise der Methode wird im Folgenden erläutert.

Anders als bei *Event-Mixing*, kann in der Rotationsmethode jedes *Event* getrennt voneinander betrachtet werden. Genauso wie in der *Same-Event*-Methode werden alle möglichen *Cluster*-Kombinationen gebildet. Anstatt die invariante Masse und den Transversalimpuls der *Clust-*

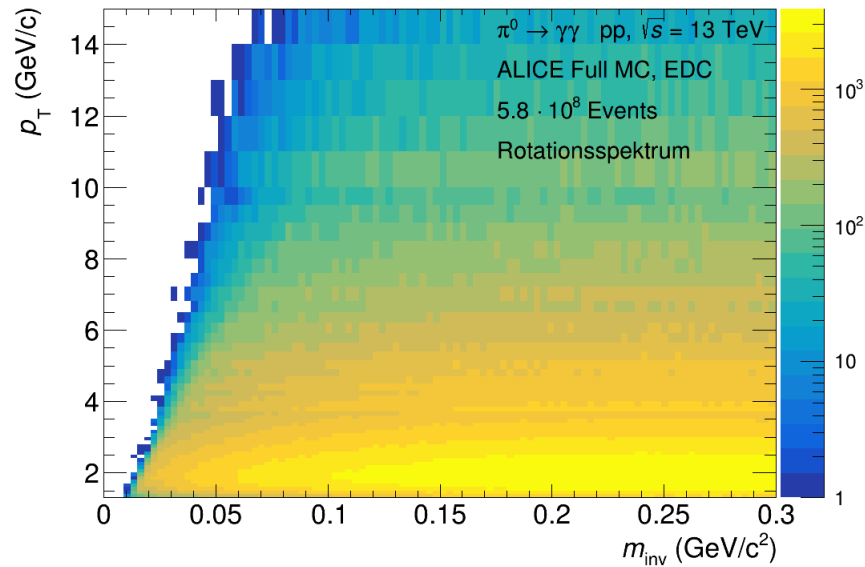


Abbildung 4.7: Rotationsspektrum als Funktion der invarianten Masse m_{inv} und des Transversalimpulses p_{T} .

er-Paare zu berechnen, wodurch sich das *Same-Event*-Spektrum ergäbe, wird der Impulsvektor \vec{p} des π^0 -Kandidaten (bzw. des *Cluster*-Paars) bestimmt. Dieser ergibt sich aufgrund von Impulserhaltung aus der Summe der beiden Photonimpulsvektoren. Anschließend wird das *Cluster*-Paar um den gemeinsamen Impulsvektor rotiert. Auf die Wahl des Rotationswinkels wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

Nach der Rotation wird die invariante Masse und der Transversalimpuls eines neuen *Cluster*-Paars berechnet. Diese neue Paarung geschieht immer mit einem der rotierten *Cluster* und einem nicht rotierten *Cluster*. Innerhalb einer Rotation wird jede Paarungsmöglichkeit verwendet. Des Weiteren wird innerhalb eines *Events* jede Kombination aus *Clustern* rotiert. Die erhaltenen invarianten Massen und Transversalimpulse bilden ein zweidimensionales Histogramm, das hier Rotationsspektrum genannt wird. Das Rotationsspektrum ähnelt dem *Same-Event*-Spektrum aus Abbildung 4.1, wie in Abbildung 4.7 zu erkennen ist. Ein wichtiger Unterschied besteht jedoch darin, dass im Rotationsspektrum die Resonanz des neutralen

Pions verschwunden ist.

Die Idee der Rotationsmethode besteht darin, die direkte Korrelation der Zerfallsphotonen im *Same-Event*-Spektrum zu brechen, ohne den Untergrund zu verändern. Um zu verstehen, wie dies funktioniert, wird im Folgenden zwischen zwei Fällen unterschieden:

Der erste Fall besteht darin, dass es sich bei dem rotierten *Cluster*-Paar um zwei Photonen desselben Zerfalls handelt. In diesem Fall gehören alle verwendeten *Cluster*-Kombinationen per Definition zum Untergrund. Durch die Rotation ändern sich zwar die berechneten invarianten Massen und Transversalimpulse innerhalb eines *Events*, allerdings hätte der Zerfall, aus dem die rotierten Photonen stammen, auch so stattfinden können, wie durch die rotierten Positionen der Zerfallsphotonen suggeriert. Das beruht darauf, dass z.B bei dem Zerfall eines π^0 die Ebene, die durch die beiden Zerfallsphotonen aufgespannt wird, willkürlich ist. In der Rotationsmethode wird diese Ebene variiert. Der Winkel zwischen der ursprünglichen und der rotierten Ebene wird im Folgenden Rotationswinkel genannt. Da es sich bei der Rotationsmethode um eine statistische Methode handelt, wird im ersten Fall der Untergrund näherungsweise reproduziert.

Beim zweiten Fall stammen die rotierten Photon-*Cluster* nicht aus dem gleichen Zerfall, weshalb die in der Rotationsmethode verwendeten *Cluster*-Kombinationen aus Signal und Untergrund bestehen. Die Korrelation von *Cluster*-Kombinationen, die vor der Rotation zum Signal zählten, wird durch die Rotation eines der beiden *Cluster* gebrochen. Da die invariante Masse eines *Cluster*-Paares bei konstanter *Cluster*-Energie nur von dem Öffnungswinkel abhängt, und der Öffnungswinkel aufgrund der Rotation verändert wird, verschwindet somit die Resonanz des Signals. Demnach spiegelt das Rotationsspektrum das *Same-Event*-Spektrum ohne die π^0 -Resonanz wider.

Des Weiteren gibt es detektorabhängige Effekte, welche beim Anwenden der Rotationsmethode berücksichtigt werden. Aufgrund der Tatsache, dass das EMCAL nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, kommt es vor, dass ein *Cluster* aus der geometrischen Akzeptanz des

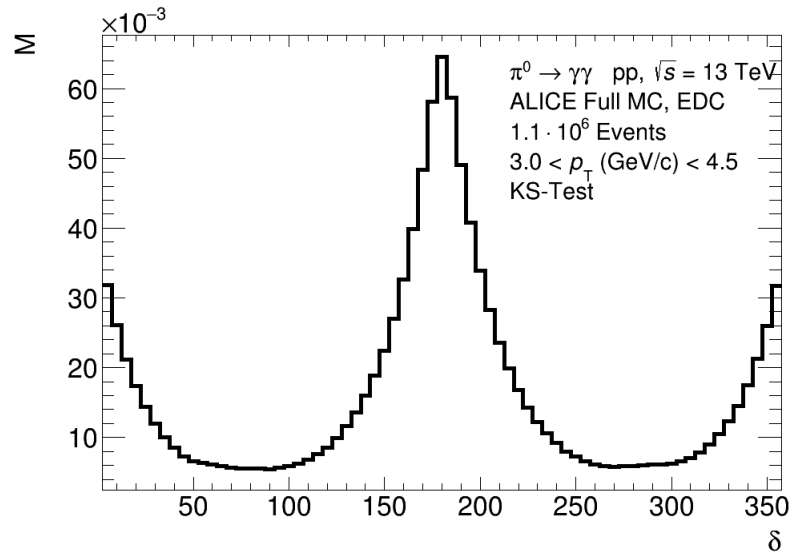


Abbildung 4.8: Inverse Güte des Rotationsspektrums als Funktion des Rotationswinkels δ .

EMCals heraus rotiert wird. In diesem Fall wird dieser *Cluster* aus der Analyse ausgeschlossen. Außerdem kann ein *Cluster* näher an einen anderen *Cluster* heran rotiert werden, als durch die Granularität des EMCal erlaubt (≈ 8 cm). Daher werden Kombinationen solcher *Cluster* ebenfalls ausgeschlossen. Im nächsten Kapitel wird näher auf den Winkel, um den *Cluster*-Paare rotiert werden, eingegangen.

4.4.1 Analyse des Rotationswinkels

Das Ziel der Rotationsmethode ist, den Untergrund des *Same-Event*-Spektrums zu beschreiben. Da in dieser Arbeit Daten einer MC-Simulation analysiert werden, ist es bekannt, welche *Cluster*-Kombinationen im *Same-Event*-Spektrum zum Untergrund beitragen, und welche zum Signal gehören. Diejenigen *Cluster*-Kombinationen, die in der MC-Simulation Teil des Untergrunds sind, werden hier als wahrer Untergrund bezeichnet.

Um herauszufinden, welcher Rotationswinkel den wahren Untergrund am besten beschreibt, wurden Kolmogorov-Smirnov-Tests (KS-Tests) des eindimensionalen Rotationsspektrums und

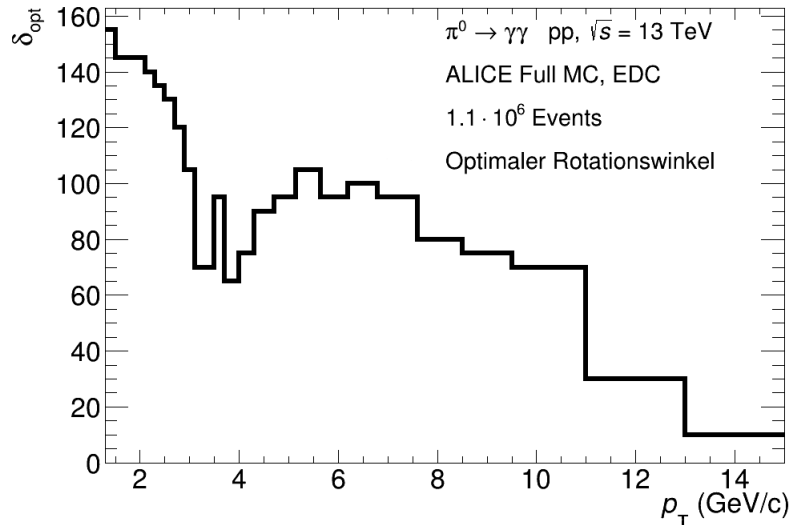


Abbildung 4.9: Optimaler Rotationswinkel als Funktion von p_T .

wahren Untergrunds in verschiedenen p_T -Bereichen verwendet. Ein KS-Test vergleicht die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung zweier Histogramme quantitativ. Hierfür werden die kumulierten Histogramme berechnet und normiert, sodass sie der Summe der Wahrscheinlichkeitsdichte entsprechen. In jedem p_T -Bereich wird die Differenz der kumulierten Wahrscheinlichkeitsdichten der beiden Verteilungen (z.B. Rotationsspektrum und wahrer Untergrund) berechnet. Der maximale Wert dieser Differenzen ist definiert als die maximale Komogorov-Distanz M . Die Güte entspricht hier der inversen maximalen Komogorov-Distanz $1/M$. Je kleiner M , desto höher die Güte und desto ähnlicher die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen zweier Histogramme. Für eine detailliertere Beschreibung von KS-Tests wird hier auf eine externe Quelle verwiesen [12].

Es wurden KS-Tests des Rotationsspektrums mit dem wahren Untergrund als Funktion der invarianten Masse durchgeführt. Hierfür wurde der Rotationswinkel in 5° -Schritten variiert ($\delta \in (5^\circ, 355^\circ)$). In Abbildung 4.8 ist die inverse Güte des Rotationsspektrums als Funktion des Rotationswinkels δ aufgetragen. Da es willkürlich ist, ob die Rotation im oder gegen

den Uhrzeigersinn stattfindet, ist das erhaltene Diagramm achsensymmetrisch um 180° . Der optimale Rotationswinkel δ_{opt} gibt denjenigen Winkel an, der die höchste Güte aufweist. Er liegt nahe 90° bzw. 270° , jedoch zeigen Winkel in einem Bereich von 50° bis 110° bzw. 250° bis 310° eine ähnliche Güte auf. Es kann also ein Rotationswinkel verwendet werden, der nahe dem optimalen Rotationswinkel liegt, ohne dass sich die Güte signifikant ändert.

Des Weiteren wurde in Abbildung 4.9 der optimale Rotationswinkel als Funktion des Transversalimpulses aufgetragen. Hierfür wurden, aufgrund der Achsensymmetrie um 180° , jegliche Winkel im Intervall $(180^\circ, 360^\circ)$ auf das Intervall $(0^\circ, 180^\circ)$ abgebildet:

$$\delta_{\text{opt}} \rightarrow \delta_{\text{opt}} + \Theta(\delta_{\text{opt}} - 180^\circ) \cdot (360^\circ - 2\delta_{\text{opt}}) = \begin{cases} \delta_{\text{opt}} & \delta_{\text{opt}} \in (0^\circ, 180^\circ) \\ 360^\circ - \delta_{\text{opt}} & \delta_{\text{opt}} \in (180^\circ, 360^\circ) \end{cases} \quad (12)$$

Der optimale Rotationswinkel hängt also vom Transversalimpulsbereich ab, wobei mit steigendem p_T der optimale Rotationswinkel (mit Ausnahme von $p_T[\text{GeV}/c] \in (3, 5)$) kleiner wird. Das Diagramm weist im mittleren Transversalimpulsbereich einige Sprünge auf. Diese Sprünge ergeben sich dadurch, dass, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, die Güte der Winkel in der Nähe des Minimums sich nur unwesentlich unterscheiden. Dies führt dazu, dass beim Übergang von einem p_T -Intervall in das Nächste, der optimale Rotationswinkel fluktuieren kann.

Für die weitere Analyse wird ein Rotationswinkel von 90° verwendet, was für viele p_T -Bereiche nahe dem optimalen Rotationswinkel liegt.

Im folgenden Kapitel wird auf eine Abwandlungsmöglichkeit der Rotationsmethode eingegangen.

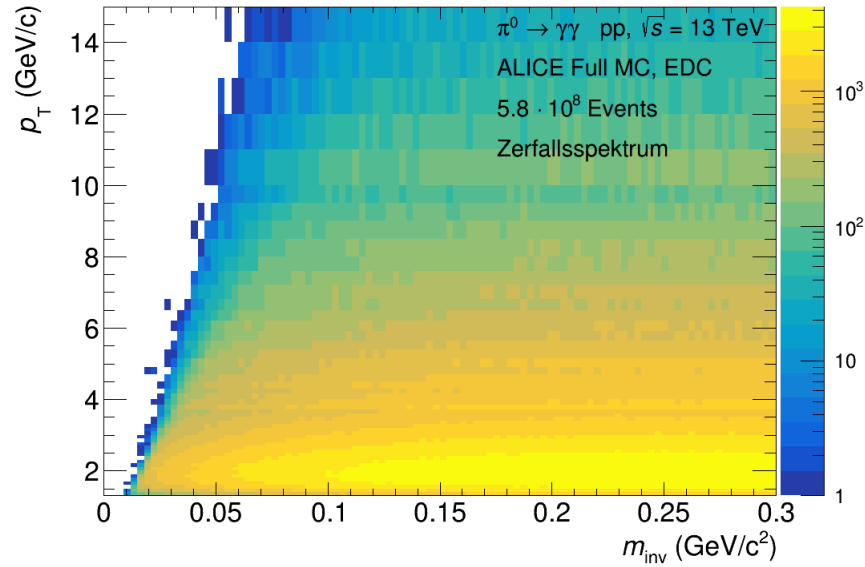


Abbildung 4.10: Anzahl *Cluster*-Paare der Zerfallsmethode als Funktion von p_T und m_{inv} .

4.4.2 Teilchen-Zerfall statt Rotation

In der Rotationsmethode wird der Öffnungswinkel der *Cluster*-Paare variiert, weshalb sich die berechnete invariante Masse verändert, und der Untergrund ohne Signal reproduziert werden soll.

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund des Same-Event-Spektrums abzuschätzen, bietet sich dadurch an, nicht nur den Öffnungswinkel eines *Cluster*-Paars zu variieren, sondern außerdem die Energie eines der *Cluster* zu verändern. Hierfür wird die invariante Masse des unveränderten *Cluster*-Paars berechnet und anschließend der Zerfall eines Mesons in zwei Photonen, mit der invariante Masse des *Cluster*-Paars, simuliert. Dadurch ergibt sich ein neues *Cluster*-Paar, dessen Öffnungswinkel, Energieaufteilung und Rotationswinkel zufällig sind. Um zu versichern, dass bei dem simulierten Zerfall ein *Cluster*-Paar entsteht, das sich vom ursprünglichen *Cluster*-Paar hinreichend unterscheidet, werden nur diejenigen *Cluster*-Paare verwendet, dessen Rotationswinkel mindestens 20° beträgt. Der Rotationswinkel gibt

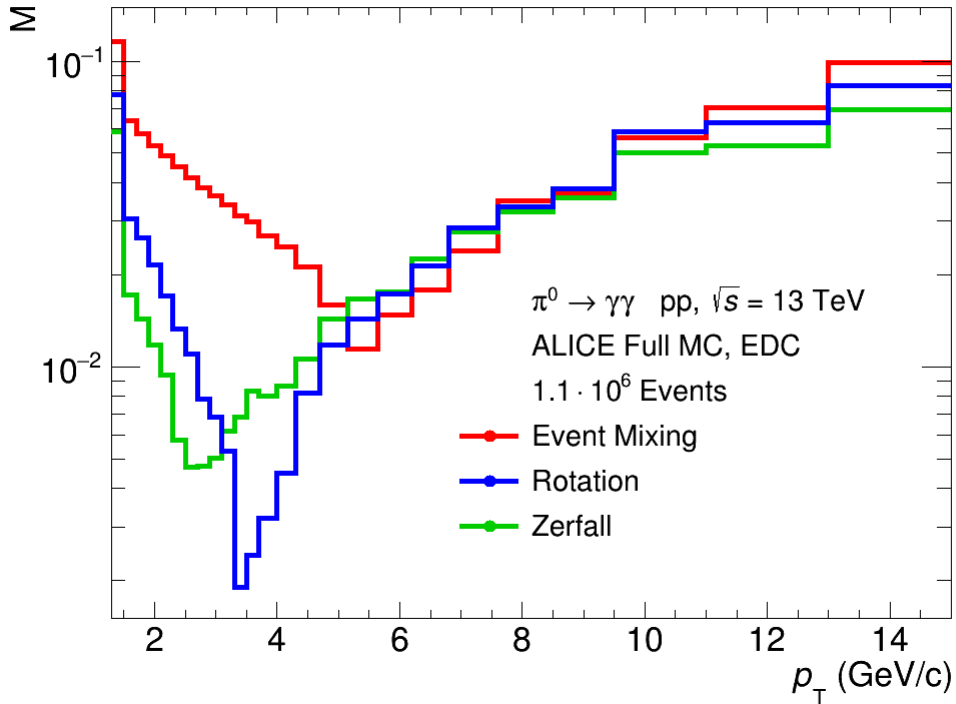


Abbildung 4.11: Inverse Güte der verschiedenen Methoden als Funktion von p_T .

hier den Winkel zwischen der ursprünglichen Ebene des *Cluster*-Paares und der Ebene der simulierten Zerfallsphotonen an. Die restliche Vorgehensweise läuft hier analog zur Rotationsmethode ab.

Diese Abwandlung der Rotationsmethode wird im Folgenden Zerfallsmethode genannt. Die Abschätzung des Untergrunds mithilfe der Zerfallsmethode wird in Abbildung 4.10 gezeigt. Es ergibt sich eine sichtbare Ähnlichkeit zum Rotationspektrum in Abbildung 4.7.

Um herauszufinden welche Methode den Untergrund des Same-Event-Spektrums am besten beschreibt, wurden KS-Tests eingesetzt. Es wurden KS-Tests der Abschätzungen des Untergrundes der verschiedenen Methoden mit dem wahren Untergrund als Funktion von p_T durchgeführt. Wie in Abbildung 4.11 erkennbar ist, beschreiben die Zerfallsmethode sowie die Rotationsmethode den Untergrund des *Same-Event*-Spektrums bei kleinen p_T deutlich

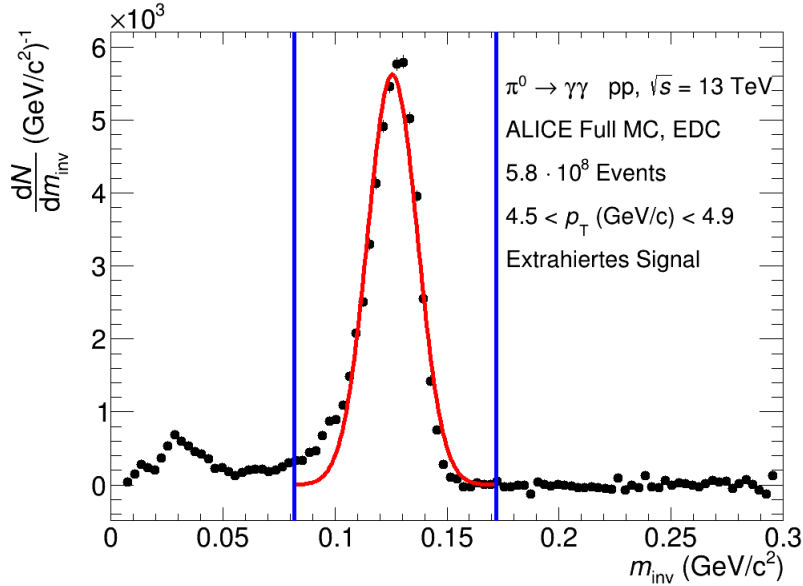


Abbildung 4.12: Extrahiertes Signal mithilfe der Rotationsmethode. Die Parametrisierung ist in rot eingezeichnet. Die blauen vertikalen Balken kennzeichnen die Enden des Zählbereichs.

besser als *Event-Mixing*. Für Transversalimpulse $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ weisen alle Methoden die gleiche Güte auf. Der Verlauf der Güte der Zerfallsmethode und der Rotationsmethode sind ähnlich, wobei die Zerfallsmethode bis ca. $p_T = 3 \text{ GeV}/c$ den Untergrund besser beschreibt, als die Rotationsmethode. Dieses Verhalten kehrt sich bei höheren Transversalimpulsen um. Die Zerfallsmethode bietet also eine Alternative zur Rotationsmethode. Aufgrund der Ähnlichkeit der Funktionsweise der Rotationsmethode und der Zerfallsmethode sowie dessen ähnlichem Güteverlauf und Spektrum wird auf die weitere Signalextraktion mithilfe der Zerfallsmethode verzichtet.

Nachdem die Funktionsweise der Analysemethoden erläutert wurde, wird als nächstes die Signalextraktion vorgestellt.

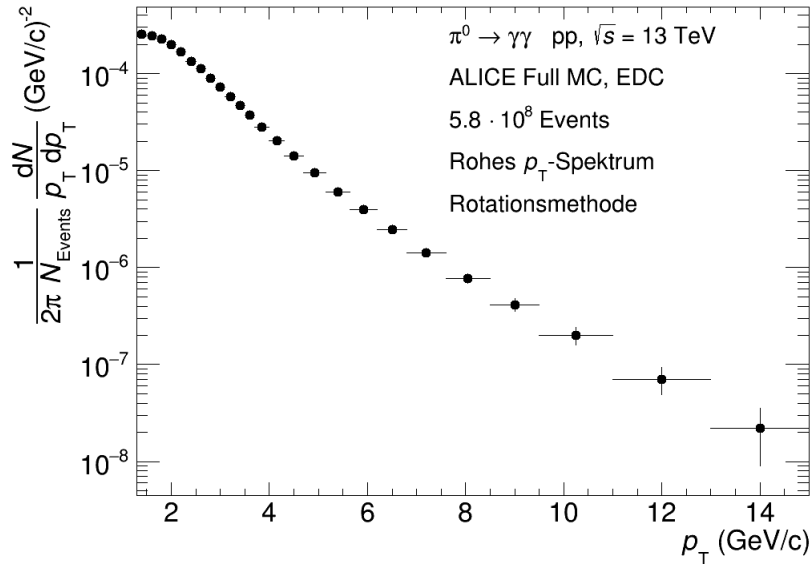


Abbildung 4.13: Das rohe p_T -Spektrum der Rotationsmethode.

4.4.3 Signalextraktion

Um das Signal aus dem *Same-Event*-Spektrum zu extrahieren, wird, genauso wie in der *Event-Mixing*-Methode, das Rotationsspektrum skaliert. Hierfür wird derselbe invariante Massenbereich verwendet wie in Kapitel 4.3. Der Skalierungsfaktor wird auf die gleiche Art und Weise bestimmt:

$$\alpha = \frac{\sum_i N_i^{\text{Same-Event}}}{\sum_i N_i^{\text{Rotationsspektrum}}} \quad (13)$$

Mithilfe der Rotationsmethode kann der gesamte Untergrund, bestehend aus unkorreliertem und korreliertem Teil, abgeschätzt werden. Sofern der gesamte Untergrund beschrieben wird, verbleibt nach der Subtraktion des skalierten Rotationsspektrums vom *Same-Event*-Spektrum nur das Signal.

Zur Bestimmung der Anzahl der entstandenen neutralen Pionen wird das erhaltene Spektrum mit einer Gauß-Funktion parametrisiert. Anschließend wird die Anzahl der Einträge des

Spektrums im selben Bereich aufsummiert wie in der *Event-Mixing*-Methode. In Abbildung 4.12 wird das *Same-Event*-Spektrum nach Subtraktion des skalierten Untergrunds mit seiner Parametrisierung sowie dem Zählbereich gezeigt. Die Parametrisierung wird hier lediglich zur Festlegung der Integrationsgrenzen verwendet.

Analog zur *Event-Mixing*-Methode wird die Signalextraktion für jedes p_T -Intervall durchgeführt, wodurch sich ein rohes p_T -Spektrum ergibt. Das rohe Spektrum der Rotationsmethode ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Es wurde hierbei auf die Anzahl der *Events*, p_T , sowie die Breite des jeweiligen p_T -Intervalls normiert. Da die Anzahl der gemessenen π^0 aufgrund der begrenzten Detektorakzeptanz sowie anderen Effekten nicht der Anzahl produzierter π^0 entspricht, muss das rohe Spektrum korrigiert werden.

4.5 Korrektur der rohen p_T -Spektren

Zur Korrektur der rohen Spektren der verschiedenen Methoden wird der verwendete Datensatz in zwei Hälften geteilt. Beide Datensatzhälften werden der gleichen, in den vorigen Kapiteln beschriebenen, Analyse unterzogen. Da es sich um Daten einer MC-Simulation handelt, ist die Anzahl der produzierten π^0 bekannt. Daher kann der Anteil der π^0 , die gemessen wurden, über das Verhältnis aus dem rohen p_T -Spektrum und dem p_T -Spektrum der produzierten π^0 bestimmt werden. Mithilfe dieses Anteils der ersten Datensatzhälfte wird aus dem rohen p_T -Spektrum der zweiten Datensatzhälfte die Anzahl der produzierten π^0 berechnet. Hierbei werden zwei verschiedene Größen beachtet: die Rekonstruktionseffizienz sowie die Detektorakzeptanz. Die Rekonstruktionseffizienz bezeichnet das Verhältnis aus der Anzahl rekonstruierter π^0 und der Anzahl derjeniger π^0 , die auf den Detektor treffen. Die Detektorakzeptanz hingegen gibt das Verhältnis aus der Anzahl π^0 , die auf den Detektor treffen, und der Anzahl produzierter π^0 an. Sie ist also, anders als die Rekonstruktionseffizienz, eine von der verwendeten Analysemethode unabhängige Größe. Die Korrekturfaktoren ergeben sich

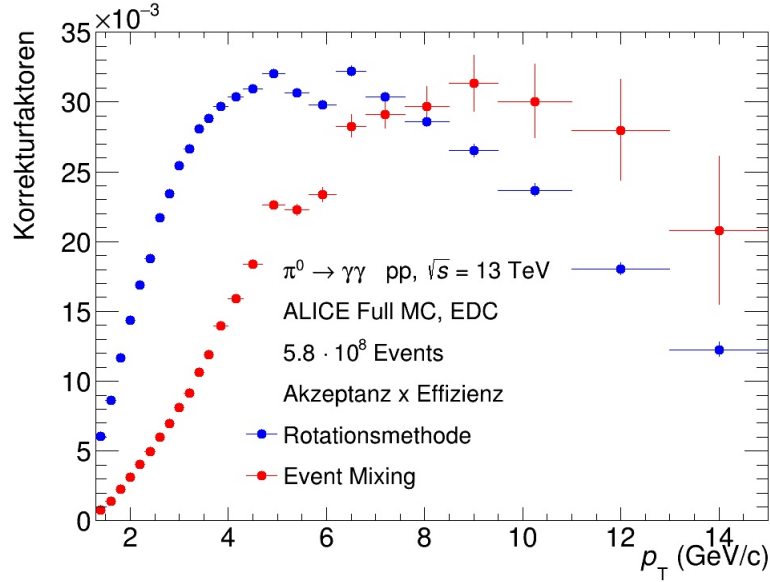


Abbildung 4.14: Verhältnis aus der Anzahl gemessener und produzierter π^0 .

aus dem Produkt der Rekonstruktionseffizienz und der Detektorakzeptanz. In Abbildung 4.14 sind die so berechneten Korrekturfaktoren des rohen p_T -Spektrums der Rotationsmethode (blau) und der *Event-Mixing*-Methode (rot) als Funktion von p_T aufgetragen.

4.6 Systematische Unsicherheiten der korrigierten p_T -Spektrn

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der korrigierten p_T -Spektrn wird die Signalextraktion beider Methoden leicht modifiziert. Diese Modifikationen führen zu Veränderungen in den korrigierten p_T -Spektrn, die den systematischen Unsicherheiten entsprechen. In der vorliegenden Analyse werden zwei Variationsarten verwendet. Erstens wird im Rahmen der Signalextraktion bei der Parametrisierung des Verhältnisses aus *Same*- und *Mixed-Event*-Spektrum der verwendete m_{inv} -Bereich variiert. Zweitens wird der m_{inv} -Bereich des extrahierten Signals variiert, in dem die π^0 gezählt werden. Die als Variation verwendeten

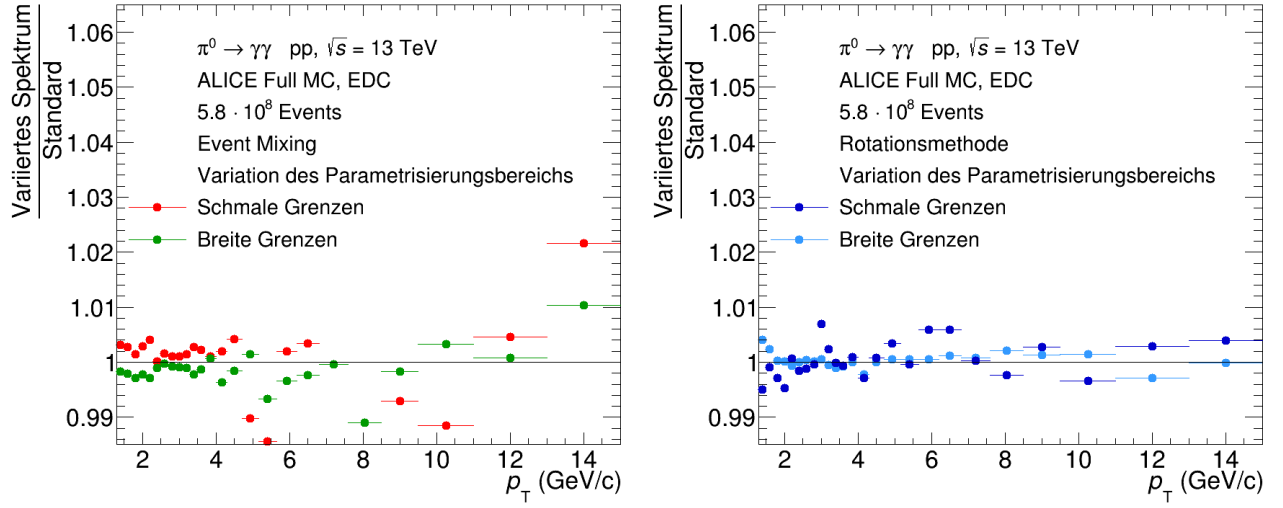


Abbildung 4.15: Relative systematische Abweichung aufgrund der Variation des Parametrisierungsbereichs des *Event-Mixing* p_T -Spektrums (links) und des Rotationsspektrums (rechts).

Werte für die Grenzen der m_{inv} -Bereiche sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Um die systematische Unsicherheit der Methoden im Bezug auf die Signalextraktion zu ver-

Grenzen (GeV/c^2)	Schmal	Standard	Breit
untere Grenze	0.24	0.19	0.16
obere Grenze	0.3	0.3	0.3

Differenz zu m_{π^0} (GeV/c^2)	Schmal	Standard	Breit
untere Grenze	0.04	0.05	0.06
obere Grenze	0.03	0.04	0.05

Tabelle 4.2: Variation des Parametrisierungsbereiches (oben) und des Zählbereiches (unten)

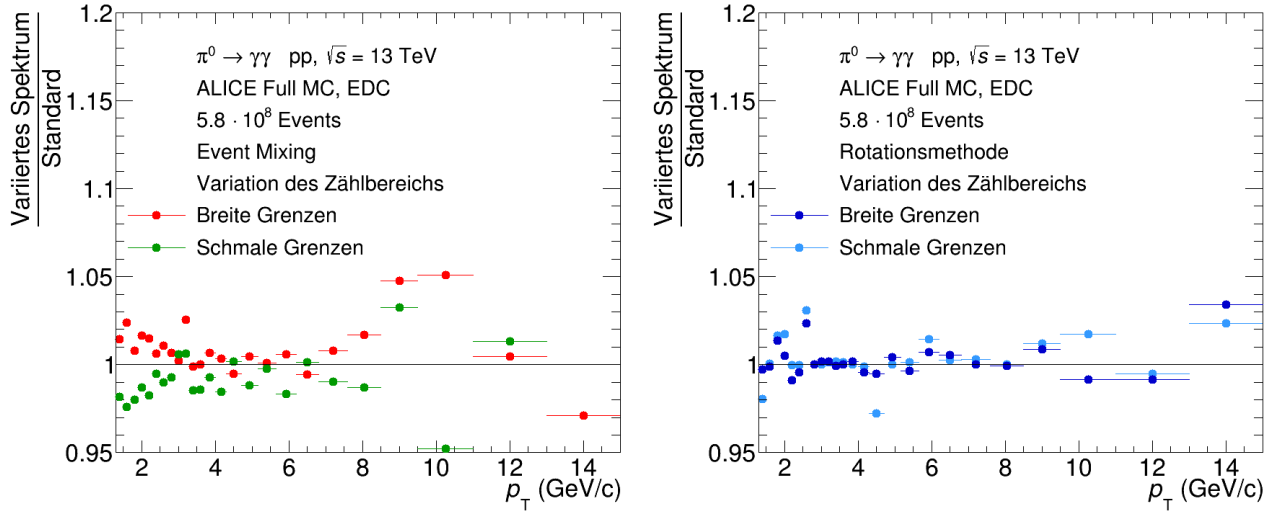


Abbildung 4.16: Relative systematische Abweichung aufgrund der Variation des Zählbereichs des *Event-Mixing* p_T -Spektrums (links) und des Rotationsspektrums (rechts).

gleichem, werden für die Rotationsmethode und *Event-Mixing* die gleichen Variationen verwendet. In Abbildung 4.15 sind die relativen Abweichungen durch die Variation des Parametrisierungsbereichs der beiden Methoden gezeigt. Typische Abweichungen der *Event-Mixing* p_T -Spektren liegen im Bereich von 1% und bei der Rotationsmethode bei ca. 0.5%. Besonders in mittleren bis hohen p_T -Bereichen sind die systematischen Unsicherheiten des *Event-Mixing* p_T -Spektrums größer.

Die Abbildung 4.16 zeigt analog die relativen Abweichungen der p_T -Spektren nach der Variation des Zählbereichs. Genauso wie bei der Variation des Parametrisierungsbereichs ergeben sich hier in der *Event-Mixing*-Methode doppelt so große Abweichungen wie in der Rotationsmethode. Außerdem zeigen die Datenpunkte im Spektrum der Rotationsmethode kleinere Abweichungen ab einem Transversalimpuls von $p_T \gtrsim 3$ GeV/c verglichen mit der *Event-Mixing*-Methode. Lediglich bei kleineren Transversalimpulsen als $p_T \lesssim 3$ GeV/c sind die Abweichungen ähnlich groß.

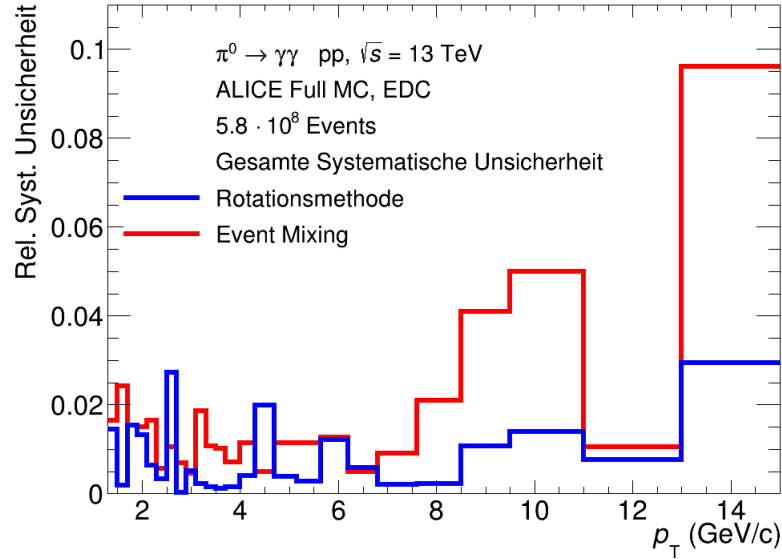


Abbildung 4.17: Gesamte systematische Unsicherheit der p_T -Spektren.

Zur Berechnung der gesamten systematischen Unsicherheit σ werden die n einzelnen Unsicherheiten $\sigma_{i,k}$ einer Variationsart i quadratisch gemittelt:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\Delta\sigma_{i,k})^2} \quad (14)$$

Die gesamte systematische Unsicherheit eines p_T -Bereichs ergibt sich aus der quadratischen Summe der m Unsicherheiten einer Variationsart σ_i :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^m (\sigma_i)^2} \quad (15)$$

Wie in Abbildung 4.17 zu sehen, zeigt das p_T -Spektrum der Rotationsmethode in fast jedem p_T -Bereich eine geringere gesamte systematische Unsicherheit auf als das *Event-Mixing* p_T -Spektrum. Der Unterschied der systematischen Unsicherheiten der Methoden zwischen $p_T \lesssim 3 \text{ GeV}/c$ und $p_T \gtrsim 4.5 \text{ GeV}/c$ ist besonders groß. Dies ist ebenfalls für $p_T > 7 \text{ GeV}/c$

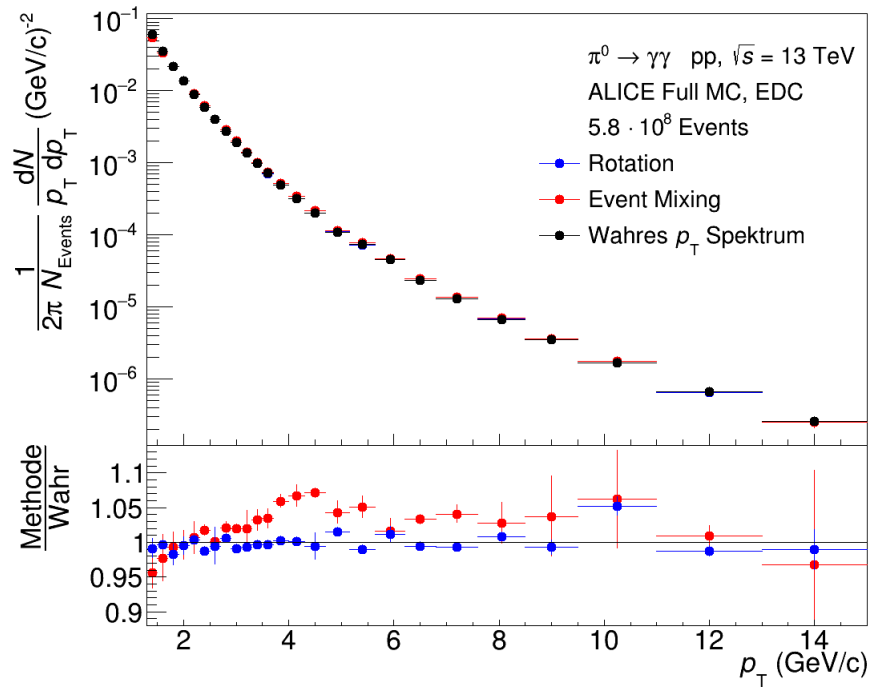


Abbildung 4.18: Korrigiertes p_T -Spektrum (oben) und Verhältnis aus rekonstruiertem Spektrum und wahrem Spektrum (unten) mit systematischen Unsicherheiten.

zu beobachten. Lediglich bei $p_T = 12 \text{ GeV}/c$ weisen die p_T -Spektren der beiden Methoden ähnliche systematische Unsicherheiten auf, die aufgrund der erhöhten p_T -Intervallbreite besonders klein ausfallen. Die Rotationsmethode ist also im Bezug auf die Signalextraktion stabiler.

Abbildung 4.18 zeigt die korrigierten p_T -Spektren der beiden Analysemethoden mit systematischen Unsicherheiten. Außerdem ist in der unteren Hälfte der Abbildung das Verhältnis zur mithilfe der MC-Simulation generierten (im Folgenden als wahr bezeichnet) p_T -Verteilung aufgetragen. Die Abweichungen der gemessenen p_T -Spektren sind in der Rotationsmethode sichtbar kleiner, als in der *Event-Mixing*-Methode. Sie liegen durchschnittlich bei 2%, wobei Abweichungen des *Event-Mixing* p_T -Spektrums ca. 4% betragen. Zwischen $p_T \approx 3.5 \text{ GeV}/c$ und $p_T \approx 5.5 \text{ GeV}/c$ zeigt das *Event-Mixing* p_T -Spektrum besonders große Abweichungen

vom wahren p_T -Spektrum von bis zu 7%. In diesem p_T -Bereich reproduziert das Spektrum der Rotationsmethode das wahre Spektrum im Rahmen der systematischen Unsicherheit. Die Spektren beider Methoden weisen bei $p_T = 12 \text{ GeV}/c$ kleine Abweichungen auf, was konsistent mit den systematischen Unsicherheiten in Abbildung 4.17 ist. Verglichen mit dem p_T -Spektrum des *Event-Mixing* bleiben die Abweichungen des p_T -Spektrums der Rotationsmethode vom wahren Spektrum auch in höheren p_T -Bereichen klein. Die systematischen Unsicherheiten der Rotationsmethode sind also kleiner als die Unsicherheiten des *Event-Mixing*. Daher können neutrale Pionen in pp-Kollisionen mit der Rotationsmethode genauer gemessen werden, als mit der *Event-Mixing*-Methode.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Daten einer MC-Simulation von pp-Kollisionen im ALICE-Detektor analysiert. Im Rahmen der Analyse werden neutrale Pionen als Funktion von p_T mit einer neuen Methode sowie der Standardmethode gemessen. Das Ziel der Analyse ist, die Rotationsmethode (die neue Methode) mit dem *Event-Mixing* (der Standardmethode) zu vergleichen. Die Pionen werden über die Rekonstruktion ihrer Zerfallsphotonen mithilfe des EMCAL gemessen. Die invariante Masse und der Transversalimpuls der π^0 -Kandidaten werden über Viererimpulserhaltung berechnet. Hierbei ergibt sich das *Same-Event*-Spektrum, das aus Untergrund und Signal besteht. Zur Bestimmung der Anzahl der π^0 pro p_T -Intervall wird innerhalb jedes Intervalls der Untergrund mithilfe der Rotationsmethode und dem *Event-Mixing* abgeschätzt. Wie durch ihren Namen suggeriert, werden hierfür in der *Event-Mixing*-Methode Photonen verschiedener *Events* paarweise miteinander kombiniert. In der Rotationsmethode hingegen wird der Untergrund bestimmt, indem die Photonen eines *Events* um den gemeinsamen Impulsvektor rotiert werden, wobei die bestehende Korrelation zwischen zwei Zerfallsphotonen gebrochen wird. Es wird untersucht, mit welchem Rotationswinkel die Rotationsmethode den wahren Untergrund am besten beschreiben kann. Dieser optimale Rotationswinkel hängt vom Transversalimpuls ab, wobei ein Winkel von 90° für alle Transversalimpulse eine Güte aufweist, die nahe der Güte des Optimums liegt. Des Weiteren wird eine mögliche Abwandlung der Rotationsmethode untersucht, die Zerfallsmethode. Mithilfe der Zerfallsmethode kann der Untergrund bis $p_T \lesssim 3 \text{ GeV}/c$ genauer beschrieben werden als mithilfe der Rotationsmethode. Für $6 \text{ GeV}/c \gtrsim p_T \gtrsim 3 \text{ GeV}/c$ liefert die Rotationsmethode jedoch eine bessere Abschätzung des Untergrunds. Bei höheren p_T weisen beide Methoden die gleiche Güte auf. Die Zerfallsmethode bietet also besonders für Analysen bei kleinen Transversalimpulsen eine Alternative zur Rotationsmethode.

Die Anzahl der gemessenen π^0 wird mithilfe der Rotationsmethode sowie dem *Event-Mixing*

als Funktion von p_T bestimmt. Aus diesen rohen p_T -Spektren wird die Anzahl der produzierten π^0 berechnet. Hierfür wird das rohe Spektrum korrigiert, wobei sich die Korrekturfaktoren aus dem Produkt der Rekonstruktionseffizienz und der Detektorakzeptanz ergeben. Die korrigierten p_T -Spektren werden mit dem wahren Spektrum verglichen, wobei sich herausstellt, dass die Rotationsmethode kleinere Abweichungen vom wahren Spektrum aufweist. Dies wird davon bestätigt, dass das p_T -Spektrum der *Event-Mixing* Methode etwa doppelt so große systematische Unsicherheiten aufzeigt, wie das Spektrum der Rotationsmethode. Die Rotationsmethode ermöglicht demnach eine genauere Messung neutraler Pionen, weshalb sie also eine überlegene Alternative zum *Event-Mixing* darstellt.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching herzlich dafür bedanken, mich in seine Gruppe aufgenommen und mir die Gelegenheit gegeben zu haben, diese Arbeit zu schreiben. Des Weiteren stand mir Prof. Büsching jederzeit zur Verfügung, Fragen jeglicher Art im Detail zu beantworten.

Außerdem möchte ich mich besonders bei Fabian Pliquett bedanken, der mich vor allem in der Einarbeitungsphase intensiv unterstützt hat. Mithilfe der vielen Gespräche und Diskussionen mit Fabian habe ich früh die Relevanz von Gründlichkeit und Sorgfalt im wissenschaftlichen Arbeiten verstanden, wovon ich nicht nur im Rahmen dieser Arbeit profitiert habe, sondern sicherlich auch in zukünftigen Projekten profitieren werde.

Mein weiterer Dank gilt Marvin Hemmer, der mir bei Fragen und Problemen in der Analyse sowie beim Programmieren immer weiterhelfen konnte. Marvins Anmerkungen und Hilfestellungen haben mir das Arbeiten auch in der unfreiwilligen Home-Office Phase deutlich erleichtert.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Joshua König für das geduldige Beantworten vieler Fragen.

Schließlich möchte ich mich bei der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe bedanken, die mir eine warme Aufnahme und zahlreiche schöne Momente bereitet hat.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, W. Rodejohann. „Teilchen und Kerne“, 9. Auflage.
- [2] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group) (2018)
- [3] H. Büsching. „Kerne und Teilchen 1 - Die Quarkstruktur der Materie“, Vorlesungsskript (Version 14.02.2020)
- [4] J. Greensite. „An introduction to the confinement problem“. (2011)
- [5] B. Hong. „Nuclear Matter Under Extreme Conditions: from Quark-Gluon Plasma to Neutron Stars.“ J. Korean Phys. Soc. 72, 1515–1522 (2018)
- [6] Webadresse: <https://cds.cern.ch/record/2025215>
- [7] Webadresse: [https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment#/media/File:2012-Aug-02-ALICE_3D_v0_with_Text_\(1\)_2.jpg](https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment#/media/File:2012-Aug-02-ALICE_3D_v0_with_Text_(1)_2.jpg)
- [8] P. Cortese et al. „ALICE electromagnetic calorimeter technical design report“ (2008).
- [9] D. Blau et al. „Performance of the ALICE electromagnetic calorimeters in LHC Runs 1 and 2 and upgrade projects“
- [10] A Fantoni and the ALICE collaboration 2011 J. Phys.: Conf. Ser.293 012043
- [11] J. König „Messung neutraler Mesonen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem ALICE-EMCal“. (2019)
- [12] https://en.wikipedia.org/wiki/Kolmogorov%E2%80%93Smirnov_test#Two-sample_Kolmogorov%E2%80%93Smirnov_test

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, 07.08.2020

Anton Goertz