

**Systematische Studie der Peakextraktion
neutraler Pionen in pp-Kollisionen bei
 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ mit Hilfe von Templates**

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Marvin Hemmer

am Institut für Kernphysik

dem Fachbereich Physik

der Goethe Universität Frankfurt am Main

Februar 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	2
1.2	Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma	3
1.3	Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma	5
2	Experimenteller Aufbau	6
2.1	ALICE	7
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter EMCal	9
2.2.1	Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal	10
3	Analyse	13
3.1	Datenauswahl	13
3.1.1	Datensatz	13
3.1.2	Clusterauswahlkriterien	13
3.2	Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds	13
3.3	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen	16
3.3.1	Abschätzung des korrelierten Untergrunds	16
3.4	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates	16
3.4.1	Template des Signals	16
3.4.2	Template des korrelierten Untergrunds	16
3.4.3	Parametrisierungsmethode	16
3.4.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals	16
4	Korrigierter Yield	16
4.1	Korrekturen	16
4.2	Systematische Unsicherheit	16
5	Zusammenfassung und Ausblick	16

Einleitung

1 Theoretische Grundlagen

Theorien dienen nicht nur zur Beschreibung physikalischer Phänomene, sondern helfen auch das bekannte Wissen zu strukturieren. In der Elementarteilchenphysik ist die gängigste Theorie das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchenphysik, auf welches im Folgenden näher eingegangen wird.

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik unterteilt die sogenannten Elementarteilchen in zwei Gruppen, die sogenannten Quarks und die sogenannten Leptonen. Als Elementarteilchen werden alle Teilchen bezeichnet, die nicht weiter teilbar sind. Beide Gruppe beinhalten nach aktuellem Wissensstand jeweils sechs Teilchen, die sechs Quarks, *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) und *top* (t) und die sechs Leptonen, Elektron (e), Elektron-Neutrino (ν_e), Myon (μ), Myon-Neutrino (ν_μ), Tau (τ) und Tau-Neutrino (ν_τ). In Tabelle 1 sind die Elementarteilchen bezüglich ihrer sogenannten Generation und ihrer elektrischen Ladung sortiert aufgelistet. Die Aufteilung in die Generationen erfolgt nach der Masse der Elementarteilchen, so besteht die erste Generation aus den leichtesten Elementarteilchen, die dritte Generation hingegen aus den schwersten Elementarteilchen. Die Generationen der Leptonen und Quarks sind dabei unabhängig voneinander. Zu jedem Elementarteilchen existiert ein entsprechendes Antiteilchen, mit entgegengesetzten Ladungen.

Generation	I	II	III	el. Ladung [e]
Quarks	up (u)	charm (c)	top (t)	+2/3
	down (d)	strange (s)	bottom (b)	-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: Elementarteilchen geordnet nach ihrer Generation und ihrer elektrische Ladung

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik wird allgemein zwischen drei Ladungen unterschieden, der elektrische Ladung, der starke Ladung und der schwache Ladung. Jede dieser Ladungen lässt sich einer sogenannten Wechselwirkung zuordnen. Die drei Wechselwirkungen innerhalb des Standardmodells sind die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung

und die schwache Wechselwirkung. Durch das Tragen einer Ladung wird ein Teilchen durch die entsprechende Wechselwirkung beeinflusst. Die Kraft, die ein geladenes Teilchen auf ein anderes, gleichartig geladenes Teilchen ausübt resultiert aus der passenden Wechselwirkungen. Ein Teilchen kann dabei auch mehrere der drei unterschiedlichen Ladungen tragen und somit an mehreren Wechselwirkungen teilnehmen. Aus Wechselwirkungen resultieren, neben der Kraft von einem Teilchen auf ein anders Teilchen, aber auch Zerfälle oder Annihilationen von Teilchen.

Kräfte zwischen zwei Teilchen werden durch das Austauschen von einem sogenannten Austauscheteilchen vermittelt. Zu den bekannten Austauscheteilchen gehören das Photon (γ), das Gluon (g), das Z-Boson und die W-Bosonen (Z^0 & W^\pm). Tabelle 2 zeigt die Zuordnung der Austauscheteilchen zu ihrer entsprechende Wechselwirkung. Im folgenden Abschnitt wird genauer auf Quarks, Gluonen und die Ladung der starken Wechselwirkung eingegangen.

Wechselwirkung	elektromagnetisch	stark	schwach
Austauschteilchen	Photon (γ)	Gluon (g)	W^\pm , Z^0 - Bosonen

Tabelle 2: Austauscheteilchen der entsprechende Wechselwirkung zugeordnet

1.2 Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma

Die Ladung der starken Wechselwirkung wird allgemein als Farbladung bezeichnet. Farbladung hat drei mögliche “Werte”: rot, blau und grün. Dabei spielt der “Wert“ der Farbladung für die Stärke der starken Wechselwirkung keine Rolle. Zusätzlich zu den drei Farbladungen gibt es auch drei Antifarben. Die drei Antifarben sind entsprechend antirot, antiblau und antigrün. Die Kombination der drei (Anti)Farben, oder die Kombination Farbe mit passender Antifarbe ergibt weiß, angelehnt an die Farblehre. Weiße Teilchen entsprechen nach außen hin farbneutralen Teilchen, auch wenn sie aus farbgeladenen Teilchen aufgebaut sind. Es sei angemerkt, dass die Farbladung keine Information über die tatsächliche Farbe der Teilchen enthält. Quarks, Antiquarks und Gluonen tragen jeweils Farbladung, wodurch sie an der starken Wechselwirkung teilnehmen können. Unter anderem bindet die starke Wechselwirkung Quarks, Antiquarks und Gluonen zu anderen Teilchen. Teilchen einer solchen Bindung werden Hadronen genannt. Hadronen werden wiederum in sogenannte Baryonen (qqq) und sogenannte Mesonen ($q\bar{q}$) und entsprechende Antiteilchen unterteilt. Die Gluonen sorgen als virtuelle Teilchen für einen ständigen Farbaustausch innerhalb von Hadronen, während Hadronen selbst immer farbneutral sind. In der Natur kommen nur farbneutrale Teilchen vor, es

gibt keine freie Farbladung. Dieses Phänomen wird als das sogenannte *Confinement* bezeichnet. Um das *Confinement* besser verstehen zu können muss man sich die Kraft, beziehungsweise das Potential, der starken Wechselwirkung genauer ansehen.

Die Kraft, die auf farbgeladene Teilchen wirkt, folgt aus einem Potential $V(r)$. Dieses $V(r)$ besitzt einen anziehenden Teil und einen abstoßenden Teil. Der anziehende Teil weist dabei eine Proportionalität zum Abstand r zweier farbgeladener Teilchen auf, während der abstoßende Teil eine Antiproportionalität zu r aufweist. Der abstoßende Teil ist zusätzlich proportional zur sogenannten Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s . Es gilt:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1)$$

Für große r wird der anziehende Teil also immer stärker. Will man also zwei farbgeladene Teilchen wie etwa ein Quark-Antiquark-Paar von einander trennen, so müsste man immer mehr Energie aufwenden, je weiter man die Teilchen von einander entfernt. Ab einem bestimmten Punkt wird die benötigte Energie so groß, dass sie ausreicht ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Diese Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares findet immer statt sobald sie möglich ist. Deshalb sind Quarks und Gluonen nicht direkt einzeln messbar, was die Untersuchung von Quarks, Gluonen und der starken Wechselwirkung erschwert. Um zu erklären, wie die starke Wechselwirkung, Quarks und Gluonen trotzdem untersucht werden können muss man sich α_s genauer anschauen.

Anders als die Bezeichnung vermuten lässt ist die Kopplungskonstante nicht konstant. Stattdessen hängt α_s vom sogenannten Impulsübertrag Q zwischen zwei Teilchen ab. Abbildung 1 zeigt den Verlauf von α_s in Abhängigkeit von Q . Der Impulsübertrag Q hängt dabei selbst über die De-Broglie-Wellenlänge mit dem Abstand r zusammen. Es gilt $Q = \frac{h}{\lambda}$, wobei λ die räumliche Auflösung beschreibt. Für eine genau Auflösung, also für sehr kleine r muss entsprechend Q groß sein. α_s hängt also antiproportional von r ab. Aufgrund dieser Abhängigkeit von α_s bezüglich Q beziehungsweise r nennt man α_s auch *running* α_s . Den Zustand für sehr kleine α_s nennt man asymptotische Freiheit, da sich innerhalb dieses Zustands Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können. Um so einen Zustand erzeugen zu können braucht man eine hohe Dichte von Quarks und Gluonen oder eine hohe Temperatur. Eine verbreitete theoretische Beschreibung eines Mediums in diesem heißen und dichten Zustand ist das sogenannte Quark-Gluon-Plasma, kurz QGP.

Ein solcher heißer und dichter Zustand entsteht kurz nach der Kollision von zwei hochenergetischen

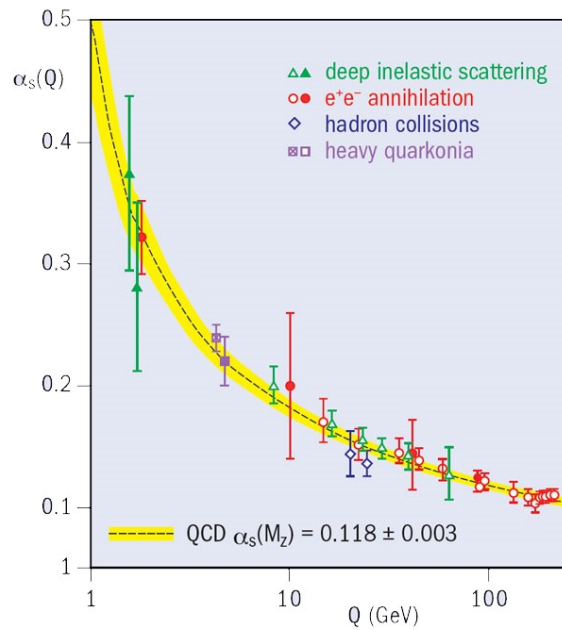


Abbildung 1: Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s in Abhängigkeit des Impulsübertrags Q . Eingezeichnet befinden sich Messpunkte unterschiedlicher Experimente, sowie in gelb eine theoretische Rechnung. [Fri12]

Atomkernen. Quarks und Gluonen, die aus diesem Medium kommen, müssen, während der sogenannten Hadronisierung, wieder zu Hadronen werden. Diese Hadronen können zerfallen, insofern sie keine stabilen Teilchen sind. Es kann auch zu ganzen Zerfallsketten kommen, bis die Endteilchen nicht mehr zerfallen. Je nach dem, wie schnell Teilchen zerfallen, können entweder diese oder ihre Zerfallsprodukte gemessen werden und liefern indirekt Aufschluss auf Eigenschaften des heißen und dichten Mediums.

1.3 Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma

Das neutrale Pion (π^0) ist ein Meson und besteht also aus einem Quark-Antiquark-Paar. Genauer lässt sich das π^0 als eine Überlagerung zweier quantenmechanischer Zustände beschreiben:

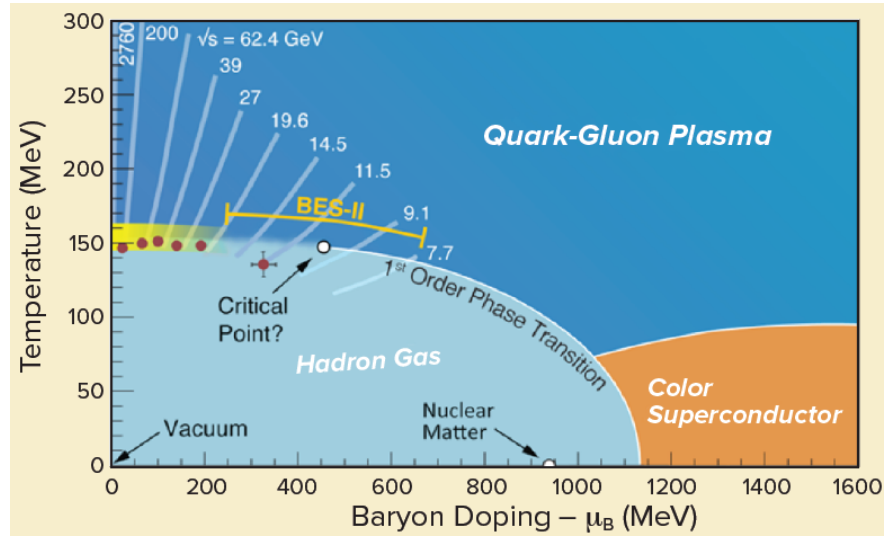


Abbildung 2: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Baryonendichte μ_B und der Temperatur T . [Cri16]

2 Experimenteller Aufbau

Bei der Erforschung des heißen und dichten Mediums beziehungsweise der Suche nach dem QGP spielt das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie eine wichtige Rolle. Abbildung 2 skizziert ein Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Baryonendichte μ_B und der Temperatur T . Bei geringer Baryonendichte und niedriger Temperatur, wie etwa Raumtemperatur, sind alle Quarks und Gluonen in Hadronen gebunden. Erhöht man die Temperatur, oder beide Größen, stark wird ein Übergang in das QGP erwartet, in welchem sich die Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können. Außerdem muss die Energiedichte groß genug sein um ein QGP erzeugen zu können, weshalb davon ausgegangen wird, dass sich dieses nur bei Kernkollisionen ausbilden kann. Proton-Proton-Kollisionen werden als Referenzmessungen benutzt.

In der Abbildung sind zusätzlich verschiedene Schwerpunktsenergien \sqrt{s} eingezeichnet. Die Schwerpunktsenergie eines Kollisionsexperiments gibt an, wie viel Energie dem System bei der Kollision zur Verfügung steht. Entsprechend hängt \sqrt{s} von der Energie der kollidierende Teilchen oder Kerne ab. Für Kollisionsexperimente zweier identischer Teilchen oder Kerne mit gleicher Energie E gilt:

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

Unterschiedliche \sqrt{s} liefern also Daten aus unterschiedlichen Bereichen des Phasendiagramms. Um die Bereiche des Phasendiagramms innerhalb des QGP und dem Übergang zwischen quasi freien

zu gebundenen Quarks und Gluonen untersuchen zu können, werden also Kollisionen mit ausreichenden Schwerpunktsenergieen benötigt.

Um die benötigten Schwerpunktsenergieen erreichen zu können, müssen die Teilchen beziehungsweise Kerne auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Die Beschleunigung geschieht in Beschleunigerringen, wo Teilchen oder Kerne durch Dipolmagnete auf einer Kreisbahn gehalten und durch elektrische Felder beschleunigt werden. Der LHC, der weltweit größte Beschleunigerring, gehört zu CERN und erreicht aktuell Schwerpunktsenergieen bis $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Im LHC Ring befinden sich vier Punkte an denen Kollisionen stattfinden. An diesen vier befinden sich umfangreiche Detektorkomplexe, wie etwa des ALICE Experiments. Im folgenden Abschnitt wird das ALICE Experiment genauer beschrieben.

2.1 ALICE

Das ALICE Experiment wurde speziell zur Untersuchung des Quark-Gluonen-Plasmas konzipiert und gebaut. Um die Ansprüche dafür besonders gut erfüllen zu können besteht das ALICE Experiment aus einer Vielzahl unterschiedlicher Detektoren. Abbildung 3 zeigt schematisch einen

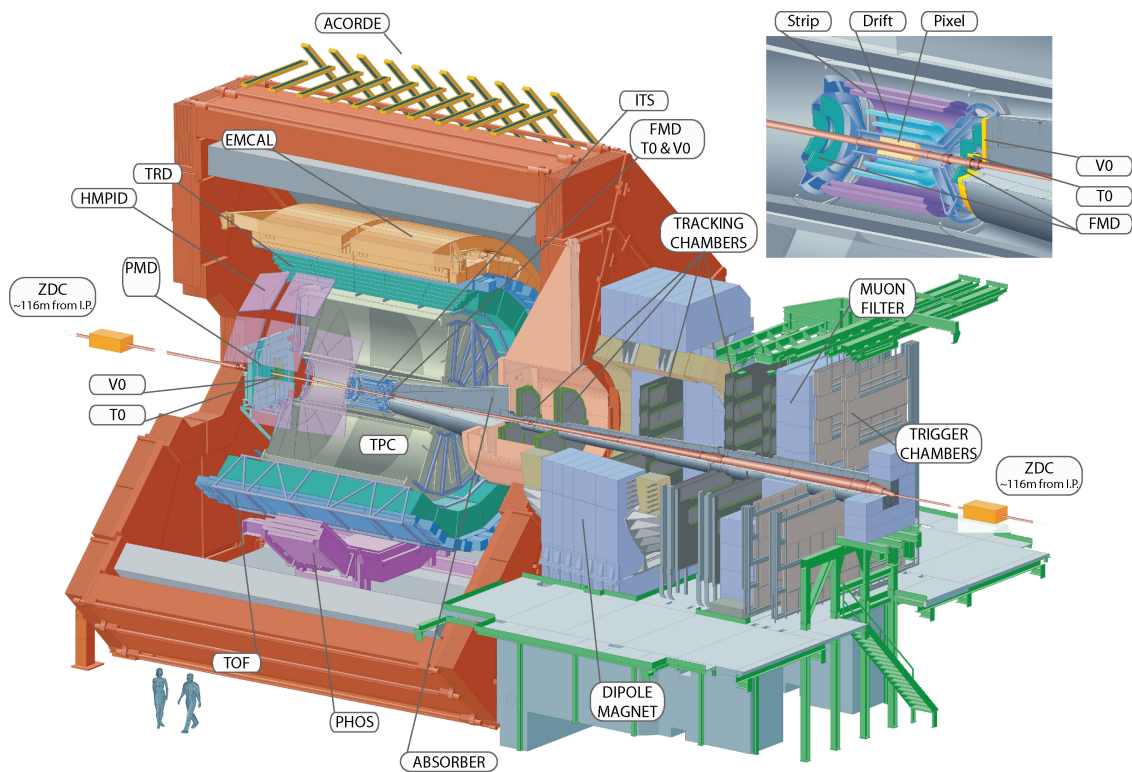


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Querschnitts des ALICE Experiments. [Wik18]

Querschnitt des ALICE Experiments. Der zylinderförmige Aufbau um das Kollisionszentrum ist

typisch für Kollisionsexperimente.

Um die zentralen Detektoren befindet sich ein großer roter Solenoid-Magnet, der ein Magnetfeld von 0,5 T erzeugt, wodurch geladene Teilchen auf gekrümmte Flugbahnen gelenkt werden. Mit Hilfe der Radien können einige der geladenen Teilchen identifiziert werden. Im Folgenden werden die für diese Analyse wichtigsten Detektoren kurz eingeführt.

Inner Tracking System

Das Inner Tracking System, kurz ITS, befindet sich im innersten des ALICE Experiments und besteht aus sechs Schichten. Von innen nach außen sind die Schichten zwei Silicon Pixel Detectors, kurz SPD, zwei Silicon Drift Detectors, kurz SDD, und zwei Silicon Strip Detectors, kurz SSD. Das ITS wird hauptsächlich zur Ortsbestimmung des sogenannten primären Vertex benutzt. Der primäre Vertex ist die Abschätzung des Kollisionspunktes.

Time Projection Chamber

Die Time Projection Chamber, kurz TPC, umschließt das ITS und dient als zylinderförmiger Detektor der Spurrekonstruktion. Die TPC ist mit Gas gefüllt und hat an beiden Enden jeweils eine Hochspannungselektrode, wodurch zwei gegensätzliche elektrische Felder im inneren der TPC vorliegen. Fliegen geladene Teilchen durch die TPC, so ionisieren die geladenen Teilchen das Gas. Das ionisierte Gas wiederum wird durch das elektrische Feld in Richtung der Endplatten beschleunigt, an denen sich auch Ausleseelektronik befindet. Durch die Bahnkrümmung, sowie der Dichte der Gasionisation von den geladenen Teilchen können die geladenen Teilchen identifiziert werden. [A⁺10]

V0-Detektoren

Die sogenannte V0-Detektoren bestehen aus zwei einzelnen Detektoren, welche sich jeweils an einem Ende des ITS um die Strahlenachse befinden. Messen beide V0 Detektoren eine bestimmte Mindestanzahl an Teilchen, so wird die Aufzeichnung einer Kollision (engl. *Event*) gestartet. Solche Anforderungen werden allgemein als *trigger* bezeichnet, diese Anforderung, dass die V0-Detektoren eine Mindestanzahl an Teilchen detektieren müssen, nennt man entsprechend *minimum-bias trigger*.

T0-Detektoren

Genauso wie die V0-Detektoren bestehen die T0-Detektoren auch aus zwei einzelnen Detektoren, welche sich ebenfalls an den Enden der ITS befinden. Bei den T0-Detektoren handelt es sich um präzise Zeitdetektoren, die der genauen Bestimmung des Kollisionszeitpunkts dienen.

Elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter, kurz EMCal, befindet sich am äußersten Rand des zentralen Detektorkomplexes. Aufgrund der Wichtigkeit des EMCals für diese Analyse wird das EMCal im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

2.2 Elektromagnetische Kalorimeter EMCal

Der Hauptdetektor dieser Analyse ist das EMCal. In einem Abstand von 4,5m vom primären Vertex deckt das EMCal einen Azimuthalwinkelbereich von $\phi = 107^\circ$ und einen Rapiditätsbreich von $|\eta| \leq 0,7$ ab. Aufgrund von Detektormaterial und Trägerstrukturen zwischen dem primären Vertex und dem EMCal können Teilchen abgelenkt werden oder Photonen in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Die Konvertierung von Photonen ist besonders zu beachten, da in dieser Analyse π^0 , welche in zwei Photonen zerfallen, rekonstruiert werden.

Das EMCal besteht aus zwölf sogenannten Supermodulen, zehn normal große und zwei Eindrittel große. Ein normal großes Supermodul unterteilt sich in 24 sogenannte Streifenmodule, welche wiederum aus 12 Modulen zusammengesetzt sind. Jedes Modul beinhaltet 4 Zellen, womit das EMCal aus insgesamt 12288 Zellen besteht. Die Zellen sind für das Detektieren und Messen der Energie von hauptsächlich Photonen, Elektronen und Positronen verantwortlich. Dafür besteht eine einzelne Zelle aus abwechselnd 77 Szintillatoren- und 76 Bleischichten. In den Bleischichten entstehen sogenannten elektromagnetische Schauer, indem eintreffende Photonen durch Paarerzeugung in ein Elektron und ein Positron zerfallen, welche wiederum durch Bremsstrahlung weitere Photonen abstrahlen. Die Szintillatoren wandeln die hochenergetischen Photonen in ein messbares Lichtsignal. Alle Szintillatorschichten einer Zelle sind über ein Glasfaserkabel mit einem Photomultiplier verbunden. Der Photomultiplier wandelt das Lichtsignal in ein elektrisches Signal, welches proportional zu gespeicherten Energie der Zelle ist.

Jeder elektromagnetischer Schauer besitzt eine gewisse Ausdehnung, welche über den sogenannten Molière-Radius R_M definiert ist. Der Molière-Radius gibt den Radius passend zu einem Zylinder an, in welchem 90% der gesamten Energie eines Schauers vom Detektor absorbiert wurde. Für das EMCal beträgt der Molière-Radius $R_M = 3,7cm$, womit sich eine Kreisfläche von ca. $43cm^2$ ergibt. Die einzelnen Zellen des EMCal hingegen haben eine quadratische Fläche von $36cm^2$. Der Schauer eines einzelnen Teilchens erstreckt sich also über mehrere Zellen, weshalb mehrere Zellen durch eine Algorithmus zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst werden. Algorithmen zur Rekonstruktion von *Clustern* heißen *Clusterizer*. In der hier vorliegenden Analyse wird der sogenannte

v2-Clusterizer verwendet. Dieser sucht zunächst nach der Zelle mit der größten deponierten Energie, welche noch keinem *Cluster* angehört und eine gewisse Schwellenenergie besitzt. Von dieser Startzelle ausgehend werden die Nachbarzellen abgesucht und zum *Cluster* hinzugefügt, wenn sie eine gewisse Mindestenergie überschreiten und ebenfalls keinem weiteren *Cluster* zugeordnet sind. Diese Suche nach Nachbarzellen geschieht dabei iterativ solange, bis keine Nachbarzellen die nötigen Kriterien erfüllen um dem *Cluster* hinzugefügt zu werden. Anschließend wird eine neue Startzelle für ein neues *Cluster* gesucht und der Prozess beginnt von vorne.

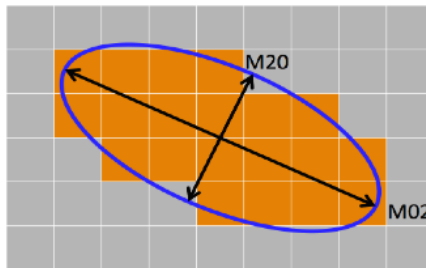


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Die Ellipsenhalbachsen M20 und M02 definieren eine Ellipse, welche alle orange markierten Zellen, die zu einem *Cluster* gehören, umfasst. [Masterarbeit Adrian oder bearbeiten]

Abbildung 4 zeigt eine schematische Darstellung eines *Clusters*. Alle orange eingefärbten Zellen gehören dabei zu einem *Cluster*. Die eingezeichnete Ellipse, beziehungsweise ihre Halbachsen M02 und M20, helfen dabei das *Cluster* zu parametrisieren. Die Form eines *Clusters* und damit die Größe von M02 und M20 unterscheidet sich abhängig davon, ob das *Cluster* durch ein Hadron entstanden ist oder nicht. Dadurch kann M02 benutzt werden um *Cluster* welche nicht durch Hadronen entstanden sind zu identifizieren. Die Teilchen die zu diesen *Clustern* gehören werden im Weiteren als Photonenkandidaten bezeichnet. Für M02 gilt:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \left(\sum_i E_i x_i y_i \right)^2} \quad (3)$$

Wobei E_i für die Energie einer Zelle und x_i und y_i für die relative Position einer Zelle zur Startzelle steht.

2.2.1 Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal

Ein π^0 zerfällt zu $(98,823 \pm 0,034)\%$ nach einer mittleren Weglänge von $c\tau = 25,5\text{nm}$ [T+18] in zwei Photonen. Als sogenannte primäre π^0 werden solche π^0 bezeichnet die in direkt Nukleon-

Nukleon Kollisionen produziert werden. Da der Abstand vom primären Vertex zum EMCal relativ gesehen sehr groß ist im Vergleich zur mittleren Weglänge des π^0 , wird angenommen, dass primäre π^0 im primären Vertex zerfallen. Der primäre Vertex wird mit Hilfe des ITS bestimmt, während Informationen über Ort und Energie von Photonenkandidaten von Messungen des EMCals kommen. Mit diesen Informationen können primäre π^0 rekonstruiert werden.

Um die invariante Masse m_{inv} zu berechnen, sind die Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ der beiden Photonenkandidaten, sowie der Zerfallswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ erforderlich.

Die Zahlen in den Indizes beziehen sich dabei auf die Nummerierung der beiden Photonen. Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen. Für diese gilt:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))} \quad (4)$$

Außerdem kann die Aufteilung des Impulses der Photonenkandidaten bestimmt werden, die wiederum notwendig ist, um den Transversalimpuls p_T des π^0 zu Berechnen. Es gilt:

$$p_{T\pi^0} = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2} \quad (5)$$

Aus dem im kommenden Abschnitt 3.1.1 gewählten Datensatz werden alle möglichen Kombinationen von zwei Photonenkandidaten aus der gleichen Kollision benutzt, um m_{inv} nach Gleichung 4 zu berechnen. Diese Methode wird auch als *same event* bezeichnet. Außerdem wird p_{T,π^0} nach Gleichung 5 berechnet um aus den m_{inv} und p_{T,π^0} Wertepaaren eine invariante Massenverteilung zu erhalten. In Abbildung 5a ist eine solche invariante Massenverteilung des Datensatzes zu sehen. In dieser Verteilung sticht eine Häufung der Datenpunkte bei $m_{\text{inv}} \approx 0,135\text{GeV}/c^2$ heraus. Abbildung 5b zeigt die invariante Massenverteilung bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen miteinander kombiniert werden. Diese Methode wird als *mixed event* bezeichnet.

Um π^0 s in einzelnen p_T -Intervallen zählen zu können wird die Verteilung in entsprechende Abständen auf die Y-Achse projiziert. Die Intervalle werden so gewählt, dass sie möglichst klein sind, während die statistischen Unsicherheiten nicht zu groß werden. Abbildung 6 zeigt eine Verteilungen der invarianten Masse, die aus Signal, sowie sogenanntem korrelierten und unkorrelierten Untergrund besteht. Trotz der Untergründe ist ein deutlicher Peak im Bereich der Pionenmasse von

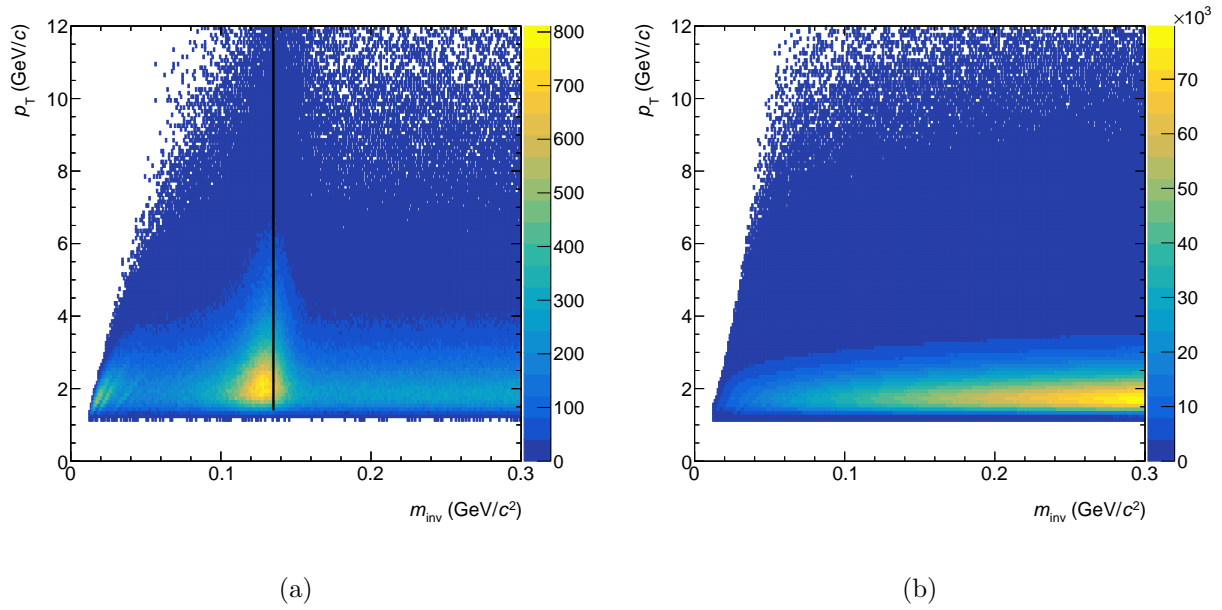


Abbildung 5:

(a): p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die schwarze Linie liegt bei $m_{inv} = 0,135 \text{ GeV}/c^2$, was der π^0 Masse entspricht, wo eine deutliche Peakstruktur zu Erkennen ist.

(b): p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus unterschiedlichen Kollision.

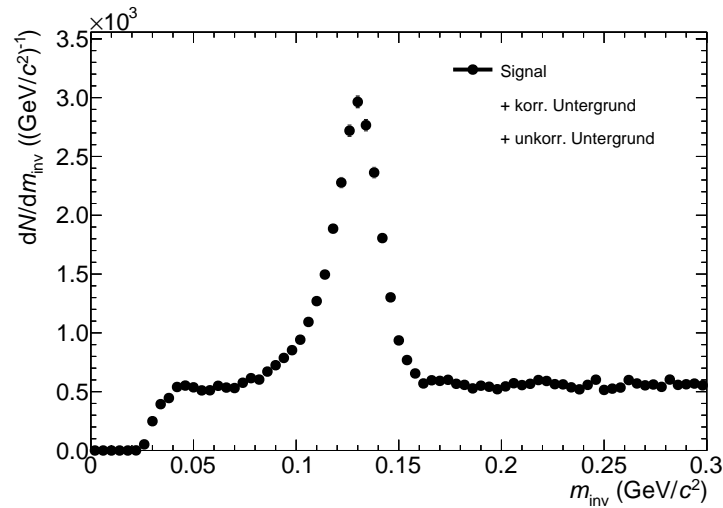


Abbildung 6: Projektion von Abbildung 5a im p_T -Intervall (3.2 - 3.4) (GeV/c). Es ist ein deutlicher Peak um $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei $m_{inv} < m_{\pi^0}$ kann Signal vorliegen, das aus konvertierten Photonen besteht, weshalb eine Aussage über die Form, bzw. den Untergrund dort schwer möglich ist.

ca. $135\text{MeV}/c^2$ zu erkennen. Die Bestimmung der beiden Untergründe, vor allem des korrelierten Untergrunds, ist eine wichtige Aufgabe in der Analyse von neutralen Pionen. Das Parametrisieren einer Funktion hat sich als gängige Methode zur Bestimmung des korrelierten Untergrunds entwickelt und wird im folgenden als Standardmethode bezeichnet. In dieser Arbeit wird der korrelierte Untergrund sowie das reine π^0 -Signal mit Hilfe von sogenannten *Monte Carlo Templates* bestimmt. Die Ergebnisse der Analyse mit Hilfe von Monte Carlo Templates, sowie mit der Standardmethode werden miteinander verglichen, um eine Aussage über den möglichen Nutzen von Analysen mit Hilfe von Monte Carlo Templates treffen zu können. Im folgenden Abschnitt wird sowohl die Standardmethode kurz, als auch die Methode mit Hilfe von Monte Carlo Templates näher erläutert.

3 Analyse

3.1 Datenauswahl

3.1.1 Datensatz

3.1.2 Clusterauswahlkriterien

3.2 Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds

Durch das kombinieren aller Photonenkandidaten, wie es in Abschnitt 2.2.1 gezeigt wurde, ist ein großer Anteil der rekonstruierten Massen aus nicht korreliert Paaren. Das heißt, dass die beiden Photonenkandidaten nicht zusammenhängen über beispielsweise einen Zerfall. Um diesen unkorrelierten Untergrund abzuschätzen werden im sogenannten Eventmixing Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Events zusammen kombiniert, da so sicher keine Verbindung zwischen den beiden Photonenkandidaten besteht. Abbildung 7 zeigt das Ergebnis des Eventmixings für einen gewählten p_T -Bereich.

Abbildung 7 zeigt die invariante Massenverteilung für *mixed events* in einem ausgewählten p_T -Bereich.. Diese Verteilung weist keinen Peak auf und hat eine größere Anzahl Einträge, als die Verteilung aus dem selben Events. Aufgrund der größere Anzahl Einträge muss die *mixed event* Verteilung an die der *same events* skaliert werden. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außer-

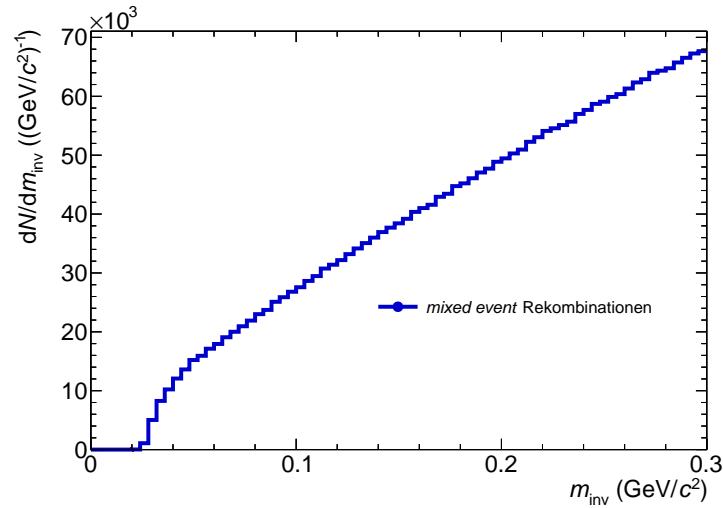


Abbildung 7: Kombinationen von Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen, die keine Korrelationen zueinander haben, weshalb auch kein Peak im Bereich der π^0 -Masse zu sehen ist. Dies dient als Grundlage zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds.

halb des π^0 -Peaks und es ergibt sich für den Skalierungsfaktor:

$$\alpha = \frac{\sum_{i \neq j} \sum_n m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(n)} \right)}{\sum_{i,j} \sum_{n \neq m} m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(m)} \right)} \quad (6)$$

Die oberen Indizes stehen hierbei für das Event, aus dem ein Photon kommt.

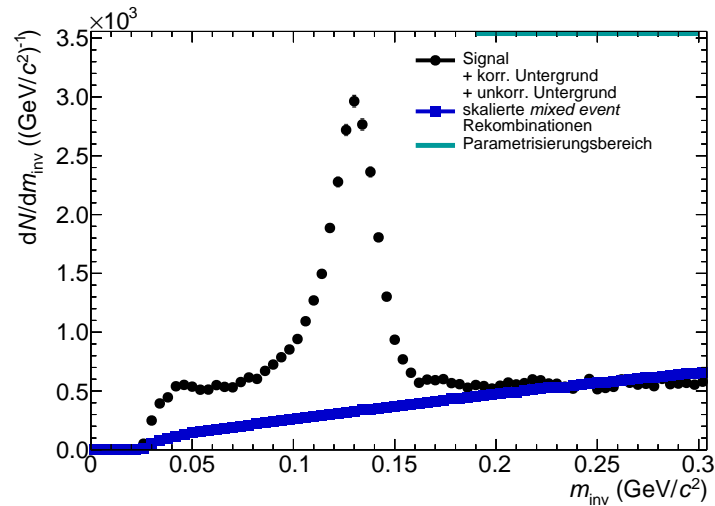


Abbildung 8: Nach Gleichung 6 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung 7 als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten wie in Abbildung 6.

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 8 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal inklusiver

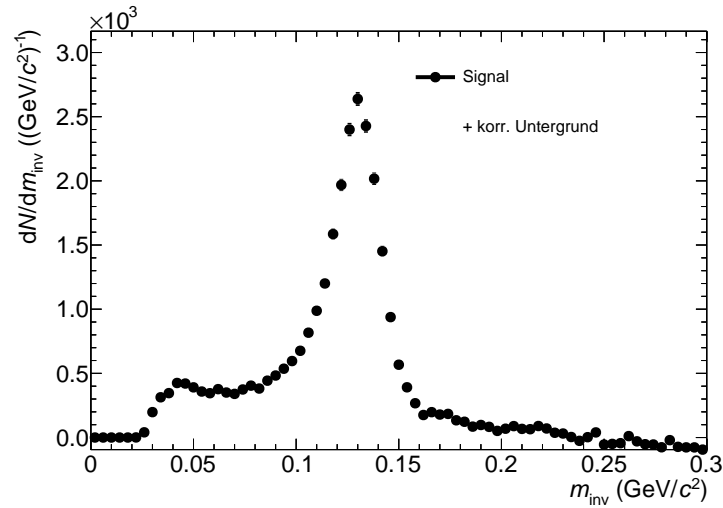


Abbildung 9: Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds.

beider Untergründe eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte korrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Da es sich hierbei nur um eine Abschätzung handelt kann daran ausgemacht werden, dass um $m_{\text{inv}} = 0,3(\text{GeV}/c)$ der unkorrelierte Untergrund größer ist, als das Signal mit beiden Untergrundkomponenten, was bedeutet, dass nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds das Signal mit korreliertem Untergrund dort negativ wäre, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

Abbildung 9 zeigt das Signal mit korreliertem Untergrund, nachdem also der unkorrelierte Untergrund abgezogen wurde. Die Abschätzung des korrelierten Untergrunds wird in den folgenden Abschnitten für die beiden zuvor erwähnte Methoden durchgeführt.

3.3 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen

3.3.1 Abschätzung des korrelierten Untergrunds

3.4 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates

3.4.1 Template des Signals

3.4.2 Template des korrelierten Untergrunds

3.4.3 Parametrisierungsmethode

3.4.4 Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals

4 Korrigierter Yield

4.1 Korrekturen

4.2 Systematische Unsicherheit

5 Zusammenfassung und Ausblick

Literatur

- [A⁺10] J. Alme et al. The alice tpc, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. <https://arxiv.org/abs/1001.1950>, Januar 2010. Letzter Zugriff am 05.01.2019.
- [Cri16] Renato Critelli. Strongly coupled non-abelian plasmas in a magnetic field. <https://arxiv.org/abs/1609.03104>, September 2016. Letzter Zugriff am 30.12.2018.
- [Fri12] Harald Fritzsch. The history of qcd. *CERN COURIER*, 2012.
- [T⁺18] M. Tanabashi et al. Mesons summary tables. http://pdg.lbl.gov/2018/tables/contents_tables_mesons.html, Januar 2018. Letzter Zugriff am 06.01.2019.
- [Wik18] Wikipedia. Alice experiment. https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment, Dezember 2018. Letzter Zugriff am 02.01.2019.