

Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Messung neutraler Mesonen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit den
ALICE Detektoren EMCal und PHOS bei kleinem p_T

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Dani Ateyeh

am

26. April 2022

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
Zweitgutachter: Adrian Mechler

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretischer Hintergrund	4
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	4
2.2	Die starke Wechselwirkung	6
2.3	Das QCD-Phasendiagramm	8
2.4	Hochenergetische Teilchenkollisionen	11
3	Experimenteller Aufbau	12
3.1	ALICE	14
3.2	Der EMCal-Detektor	15
3.3	Der PHOS-Detektor	18
4	Analyse	20
4.1	Auswahl der Daten	20
4.2	Auswahl der Cluster	21
4.3	Teilchenrekonstruktion	23
4.4	Signalextraktion	24
4.5	Variation der Cluster	27
4.6	Lorentz invariantes p_T -Spektrum	33
5	Zusammenfassung	38
	Anhang	39
	Literaturverzeichnis	48
	Danksagung	51
	Eigenständigkeitserklärung	52

1 Einleitung

Das Interesse der Menschen, herauszufinden, aus welcher Materie diese Welt besteht und die physikalischen Phänomene zu beschreiben, hat nie aufgehört. Ein Grund dafür ist, dass die für den Menschen bekannten Materien, also Festkörper, Gas oder Flüssigkeit, die die ganze physikalische Welt aufbauen, eine große Vielfalt aufweisen. Für diese Materieformen wurde in der griechischen Antike von Aristoteles¹ behauptet, dass sie aus vier Elementen bestehen, nämlich dem Wasser, der Erde, der Luft und dem Feuer. Gleichzeitig wurde an eine andere Theorie geglaubt, die von Demokrit² entwickelt wurde, nämlich, dass alle Materien aus sehr kleinen und gleichen unteilbaren Teilchen bestehen. Diese kleine Einheiten wurden als Atome benannt (von altgriechisch ἄτομος „unteilbar“). Diese Behauptung wurde erst im 20. Jahrhundert durch viele Wissenschaftler und durch tausende Experimente an verschiedenen Orten der Welt bestätigt. Weiterhin hat man herausgefunden, dass die Atome aus weiteren Teilchen aufgebaut sind, nämlich aus den Elektronen und den Nukleonen, die wiederum aus Quarks und Gluonen bestehen.

Wir wissen heute, dass es insgesamt zwei Gruppen von Elementarteilchen gibt. Die eine besteht aus den Quarks und die Zweite besteht aus den Leptonen. Außerdem gibt es auch die Austauschteilchen, die die Wechselwirkung zwischen den Teilchen beschreiben. All diese Teilchen sind im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst und werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Quarks sind aufgrund des „*Confinements*“ nicht frei beobachtbar und können nur als farbneutrale hadronische Zustände beobachtet werden. Dies liegt an der starken Wechselwirkung der Quarks mit den Gluonen. Das kann allerdings bei extrem hohen Dichten und Temperaturen überwunden werden. Das bedeutet, dass Quarks und Gluonen sich quasi frei bewegen können. Diesen Zustand bezeichnet man als Quark-Gluon-Plasma (QGP) und ist ein aktuelles Thema der Forschung. Für die Untersuchung des QGP wird sowohl eine Proton-Proton als auch eine Schwerionen-Kollision durchgeführt und miteinander verglichen.

In der vorliegenden Arbeit wird nur die Proton-Proton-Kollision vorgestellt. Dafür werden neutrale Mesonen analysiert, genauer gesagt π^0 und η Mesonen, die in solchen Kollisionen produziert und durch ihren Zwei-Photonen-Zerfallskanal rekonstruiert werden. Die Messung der Photonen erfolgt mit den Detektoren EMCal und PHOS. Für die Rekonstruktion wird die invariante Masse und der Transversalimpuls der Mesonen berechnet und mit denen ein zweidimensionales Spektrum erstellt. Anschließend wird aus dem Spektrum ein Signal ex-

¹griechischer Universalgelehrter

²griechischer Philosoph und Schüler des Leukipp

trahiert. Weiterhin werden systematische Variationen von Clusterbedingungen durchgeführt und anhand derer wird versucht, eine hohe Signifikanz bzw. ein hohes Signal zu erreichen. Der Fokus dieser Variation wird auf dem low p_T Bereich der η Mesonen liegen. Zum Schluss wird die Anzahl der produzierten Mesonen vorgestellt, die vorher mit Simulationen korrigiert wird.

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell stellt alle elementaren Teilchen dar, die bisher gefunden wurden, sowie deren Austauschteilchen. Nach diesem Modell gibt es insgesamt drei Wechselwirkungsarten: die starke, die schwache, und die elektromagnetische. Die Gravitation wird hier nicht berücksichtigt, weil es keine Quantentheorie der Gravitation gibt. Man unterteilt die Teilchen in zwei Kategorien, nämlich die Quarks und die Leptonen. Zusätzlich zu diesen Teilchen gibt es auch die Austauschteilchen, die später eingeführt werden. Quarks sind Fermionen mit Spin $S = \frac{1}{2}$. Es gibt insgesamt 6 Quarks. Wie in der Abbildung 1 zu sehen ist, gibt es das up-, down-, top-, charm-, strange- und das bottom-Quark. Die up-, charm- und top-Quarks besitzen die elektrische Ladung $q = \frac{2}{3}e$ und die restlichen drei Quarks die Ladung $q = -\frac{1}{3}e$. Hier bezeichnet e die elektrische Elementarladung und hat den Wert $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C [6]. Eine weitere Ladung, die Quarks besitzen, ist die Farbladung und beschreibt das Verhalten der Quarks in der starken Wechselwirkung. Es gibt sechs verschiedene Farbladungen: rot, grün, blau für Quarks und für Anti-Quarks anti-rot, anti-grün und anti-blau. Wenn ein Quark oder ein Quarksystem eine Kombination von den drei Farben besitzt, dann ergibt sich die neutrale weiße Farbe.

Wie schon erwähnt, gibt es neben den Quarks auch die Leptonen (von griechisch λεπτός „schwach“). Das Elektron (e), das Muon (μ) und das Tauon (τ) besitzen die elektrische Ladung -1 , während ihre Neutrino-Teilchen keine elektrische Ladung besitzen. Zu den Leptonen gehören auch ihre Antiteilchen. Leptonen sind Fermionen mit Spin $S = \frac{1}{2}$ und spüren die starke Wechselwirkung nicht. Sie können dagegen schwach wechselwirken oder elektromagnetisch, wenn sie eine Ladung haben.

Die Wechselwirkung all dieser Teilchen erfolgt mit den sogenannten Austauschteilchen oder Eichbosonen. Jede Wechselwirkung besitzt solche Teilchen. Die starke Wechselwirkung wird zum Beispiel mit Hilfe der Gluonen vermittelt. Gluonen (g) sind masselos, besitzen keine elektrische Ladung und tragen Farbladung. Es gibt insgesamt acht verschiedene Gluonen. Im Vergleich zu anderen Austauschteilchen können Gluonen auch mit anderen Gluonen oder mit sich selbst wechselwirken. In der elektromagnetischen Wechselwirkung erfolgt die Vermittlung durch das Photon (γ), indem es an die elektrische Ladung eines Teilchens koppelt. Auch Photonen sind masselos und elektrisch neutral, tragen aber keine Farbladung. Zwei weitere Austauschteilchen, die Massen haben und der schwachen Wechselwirkung unterliegen, sind die W^\pm und Z^0 Bosonen. Die drei Teilchen besitzen ein Spin $S = 1$. W^\pm haben entgegenge-

quantenmechanischen Zuständen $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ entsteht. Genauer gesagt, gilt [7]:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle] \quad (2.1)$$

Der Vorfaktor in der Gleichung ist nur ein Normierungsfaktor, damit das Quadrat dieses Zustandes, also das Quadrat der Wellenfunktion, eins ergibt. Eine Eigenschaft, die solche Mesonen besitzen, ist, dass sie unter Vertauschung der Quarkteilchen wieder in das gleiche Meson übergeht. Das heißt, dass das Antiteilchen des π^0 Mesons das Teilchen selbst ist. Das π^0 besitzt eine Masse von $134.97 \text{ MeV}/c^2$ [8] und zählt zu den leichtesten Mesonen. Mittels der elektromagnetischen Kraft zerfällt das π^0 mit einer Wahrscheinlichkeit von 98.79% in zwei Photonen (2γ). Außerdem liegt die mittlere Lebensdauer des Mesons bei $\tau = 8.5 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ [7].

Ein weiteres Meson, das auch in dieser Arbeit analysiert wird, ist das η Meson. Im Vergleich zum π^0 , das aus u-, d-Quarks und ihre Antiquarks besteht, enthält das η Meson zusätzlich noch das s-Quark und sein Antiquark. Es wird auch hier der Teilchenzustand durch eine quantenmechanische Überlagerung der Zustände beschrieben.

$$|\eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} [|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2 |s\bar{s}\rangle] \quad (2.2)$$

Seine mittlere Lebensdauer beträgt $\tau = 5.5 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ [7] und mit einer Masse von $547.86 \text{ MeV}/c^2$ [9] gehört es auch zu den leichten Mesonen. Außerdem zerfallen η Mesonen mit einer Wahrscheinlichkeit von 39% in zwei Photonen. Im nächsten Abschnitt wird die starke Wechselwirkung ausführlicher diskutiert.

2.2 Die starke Wechselwirkung

Im Vergleich zu Teilchen, die elektrische Ladung besitzen und frei beobachtet werden können, wurden bis heute keine freien Quarks und Gluonen beobachtet. Der Grund dafür ist, dass Quarks und Gluonen stark wechselwirken und Farbe tragen. Dieses Phänomen bezeichnet man als *Confinement*. Weiterhin gibt es, wie in der Elektrodynamik, Farbfeldlinien, die sogenannten „*Strings*“, die die Teilchen zusammenhalten. Diese verhalten sich im Gegensatz zur elektrischen Feldlinien, die offener werden mit größer werdendem Abstand, wie ein Gummiband, d.h. wenn man versucht die Teilchen auseinanderzuziehen, werden die Farbfeldlinien enger, da die Gluonen selbst wechselwirken.

In kleinen Abständen zwischen zwei Quarks, also bei großem Impulsübertrag Q und kleiner

Kopplungskonstante α_s , eine Konstante, die die Stärke der Wechselwirkung zweier Teilchen beschreibt, ist die starke Wechselwirkung so geschwächt, dass die Quarks fast frei sind. Man spricht in diesem Fall von der *asymptotischen Freiheit*. Wenn der Abstand aber immer größer wird, also wenn der Impulsübertrag Q kleiner und die Kopplungskonstante α_s größer wird, braucht man immer mehr Kraft, um die Quarks auseinander zu ziehen. Ist die Kraft so groß, dass man denkt, man hätte das Quark-Antiquark Paar auseinander gezogen, so entstehen aus diesem Paar zwei neue Quark-Antiquark Paare. In der Abbildung 2 sieht man nochmal anschaulicher die Entstehung der neuen Paare. Mathematisch lässt sich das Potential der Kraft wie folgt berechnen:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (2.3)$$

Dabei ist r der Abstand der wechselwirkenden Teilchen und k eine Konstante, die sogenannte „*String-Spannung*“, mit $k \approx 1$ GeV/fm. Der erste Term beschreibt die Wechselwirkung bei kleinen und der zweite Term bei großen Abständen. Es ist festzustellen, dass bei sehr großen Abständen ($r \rightarrow \infty$) das Potential eine lineare Form nimmt und bei sehr kleinen ($r \rightarrow 0$) unendlich klein.

In der starken Wechselwirkung hängt die Kopplungskonstante α_s , im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung, wo sie einen konstanten Wert nimmt, stark vom Impulsübertrag Q ab. Mit Hilfe störungstheoretischer Rechnungen kann man zeigen, dass die Kopplungskonstante in der starken Wechselwirkung folgende Form annimmt:

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (2.4)$$

Λ_{QCD} ist ein freier Parameter, der experimentell bestimmt werden kann. Er beträgt ungefähr 250 MeV/c². Außerdem bezeichnet n_f die Anzahl der beteiligten Quarkflavors. Allerdings wurde in der störungstheoretische Berechnung die Annahmen getroffen, dass $\alpha_s \ll 1$ bzw. $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ gilt. In der Formel erkennt man, wie oben beschrieben, die Q Abhängigkeit der Kopplungskonstante. Damit wird die Kopplungskonstante bei großen Impulsüberträgen bzw. sehr kleinen Abständen verschwindend klein und die Quarks sind dann quasi frei. In der Abbildung 3 kann man die experimentellen Daten verschiedener Experimente und die theoretischen Berechnungen der Kopplungskonstante als Funktion des Impulsübertrags Q sehen. Mit steigendem Impulsübertrag Q wird die Kopplungskonstante α_s kleiner, deswegen beobachtet man dort die asymptotische Freiheit. Man erkennt auch, dass es experimentell schwierig ist, die Kopplungskonstante bei sehr kleinen Impulsüberträgen zu untersuchen, da

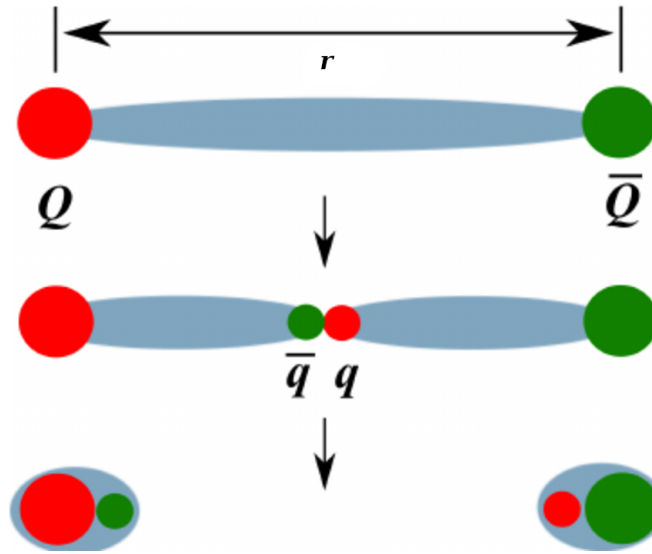


Abbildung 2: Grafische Darstellung des *String-Breakings*. Wenn man in einem Quark-Antiquark-Paar das Potential stark erhöht, so hat es eine lineare Form und man kann die Teilchen nicht befreien. Am Ende entstehen zwei neue Quark-Antiquark-Paare [2].

sie aufgrund des Confinements unendlich groß wird mit groß werdendem Abstand bzw. klein werdendem Q . Im nächsten Abschnitt wird der Einfluss des Confinements und der asymptotischen Freiheit auf den Materiezustand genauer betrachtet.

2.3 Das QCD-Phasendiagramm

Ein weiteres Ziel der Forscher und Forscherinnen ist es, herauszufinden, was das QGP³ ausmacht und welche Eigenschaften es hat. Man glaubt, dass im frühen Universum für eine sehr kurze Zeit nach dem Urknall ein QGP erzeugt wurde. Man glaubt heute auch, dass in Kernen von Neutronensternen ein QGP existiert. Im Vergleich zur Elektrodynamik, wo ein Gas aus freien Elektronen, ionisierten und neutralen Atomen ein Plasma produziert, ist ein QGP auch ein Plasma, das aus Quarks und Gluonen besteht, bei denen das Confinement aufgrund der im Abschnitt 2.2 beschriebenen asymptotischen Freiheit schon aufgehoben ist. Das QGP entsteht, wenn die Materie entweder extrem hohe Energien oder hohe Dichten besitzt, das im Folgenden genauer betrachtet wird.

In der Thermodynamik gibt es für jede Materie ein Phasendiagramm, indem die Aggregatzustände der Materie in einem Diagramm in Abhängigkeit von der Temperatur (T), dem

³Quark Gluon Plasma

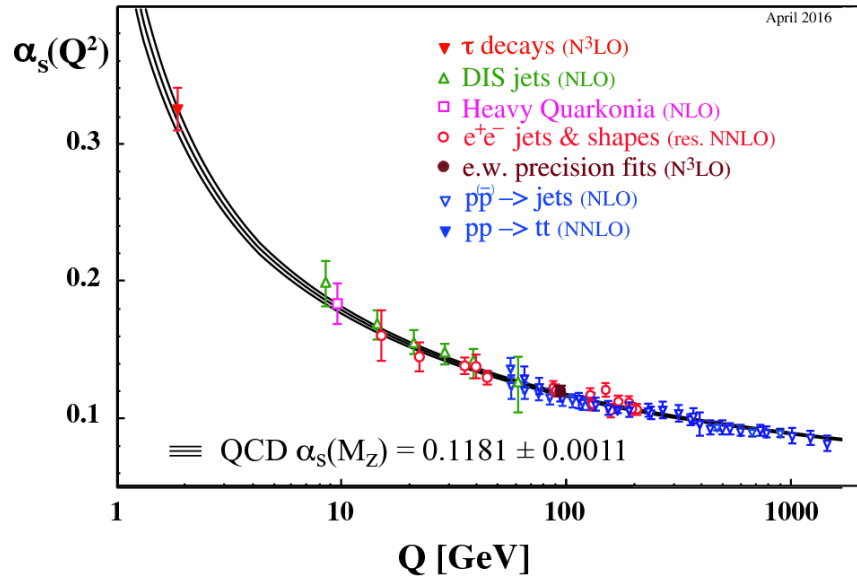


Abbildung 3: Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q für verschiedene Experimente [3].

Druck (p) und dem Volumen (V) aufgetragen wird. In der QCD ⁴, also die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, existiert auch ein Phasendiagramm, das sogenannte QCD-Phasendiagramm, indem die Materie in Abhängigkeit der Temperatur und der Netto-Baryonendichte (μ_B) aufgetragen wird, da für relativistische Systeme die Teilchenzahl nicht erhalten ist. Die Netto-Baryonendichte μ_B beschreibt die Bilanz zwischen den Baryonen und den Antibaryonen. Das bedeutet, dass man bei $\mu_B = 0$ ein Gleichgewicht hat. Normale Materie befindet sich bei $\mu_B = 1$. Ein solches Diagramm kann man in der Abbildung 4 auf der folgenden Seite sehen. Wie man sieht, teilt sich das Diagramm in zwei Bereichen, nämlich in das Hadronengas und in das QGP. Außerdem gibt es auch den Bereich der Farb-Supraleitung, der allerdings nur theoretisch erwartet wird. Bei kleinen Temperaturen und Baryonendichten befindet sich die Materie in einem gebundenen Zustand, dem hadronischen Zustand. Wird aber die Temperatur bzw. die Baryonendichte erhöht, so befindet sich die Materie im QGP Zustand.

Es gibt zwei Möglichkeiten vom Hadronengas in das QGP überzugehen. Die erste Methode ist, bei kleinen Temperaturen die Netto-Baryonendichte μ_B zu erhöhen, während bei der zweiten Methode die Dichte μ_B möglichst klein gehalten wird und dafür die Temperatur erhöht wird. Der RHIC⁵ und der LHC⁶ beispielsweise betreiben Kollisionen bei möglichst

⁴Quantenchromodynamik

⁵Relativistic Heavy Ion Collider

⁶Large Hadron Collider

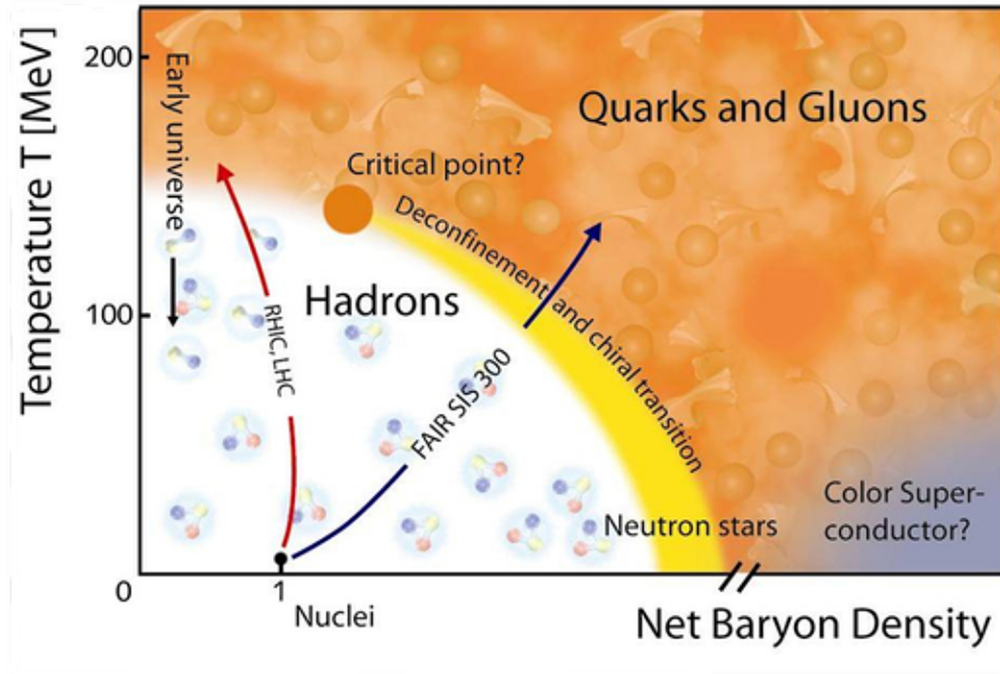


Abbildung 4: Das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung als Funktion der Temperatur und der netto Baryondichte [4].

kleinen Baryondichten, indem die Temperatur erhöht wird, während der FAIR⁷ ein QGP mit groß werdender Baryondichte erzeugt. In der ersten experimentellen Methode spricht man von einem *Crossover* und in der zweiten von einem Übergang erster Ordnung. Beide Übergangsarten werden vom kritischen Punkt getrennt, dessen genaue Position noch unklar ist und ein aktuelles Thema der Forschung ist.

⁷Facility for Antiproton and Ion Research

2.4 Hochenergetische Teilchenkollisionen

Da aufgrund des Confinements keine freien farbgeladenen Teilchen mit kleinen Energien existieren, müssen sie bei sehr hohen Energien studiert werden. Dafür werden Teilchen wie Protonen und Atomkerne mit sehr hohen Impulsen kollidiert. Bei diesen Kollisionen werden nicht die Protonen bzw. die Atomkerne selbst kollidiert, sondern ihre Konstituenten, nämlich die Partonen. Da in dieser Arbeit nur Proton-Proton-Kollisionen betrachtet werden, werden sie ausführlicher erklärt.

Harte Kollisionen sind mit einem großen Impulsübertrag verbunden. Bei harten Parton-Parton-Kollisionen entstehen entweder Partonen oder Photonen, die einen großen Transversalimpuls haben. Photonen entstehen entweder durch Quark-Gluon-Compton-Streuungen oder durch Quark-Antiquark-Annihilierungen und werden als direkte Photonen bezeichnet, da sie keine Zerfallsphotonen sind. Bei der Compton-Streuung wird ein Gluon und ein Quark produziert, während bei der Quark-Antiquark-Annihilierung ein Gluon und ein Photon freigesetzt wird. Gluonen können außerdem zu einem Quark-Antiquark-Paar umgewandelt werden, das als Fragmentation bezeichnet wird [5]. Aus diesen Paaren entstehen Hadronen, die, mit Ausnahme der Protonen und Nukleonen, instabil sind und in weiteren Teilchen zerfallen. Die Energie der Zerfallsteilchen und der direkten Photonen können von Detektoren gemessen werden und Informationen über die Prozesse der Fragmentation, der Hadronisierung und der Anfangskollisionen, die zurück auf die starke Wechselwirkung gehen, liefern.

Für die Untersuchung des QGP werden allerdings nicht nur Proton-Proton-Kollisionen analysiert, sondern auch Schwerionen-Kollisionen. In Schwerionen-Kollisionen wird ein QGP erwartet und die Proton-Proton-Kollisionen sind eine Referenzmessung dafür. In der Referenzmessung werden die Kollisionen miteinander verglichen werden. Der Vergleich geschieht mit der Bildung des Verhältnisses von Teilchen-Spektren der beiden Kollisionen, das als *Nuclear Modification Factor* R_{AA} bezeichnet wird. Für die Messung werden große Beschleuniger Anlagen verwendet, um die Kollisionen durchzuführen. Für die vorliegende Arbeit wird im ALICE-Experiment (siehe Kapitel 3.1) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV das QGP untersucht. Da der experimentelle Aufbau nicht erlaubt, bei einer solchen Schwerpunktsenergie Schwerionen-Kollisionen durchzuführen, wird in dieser Arbeit nur die Proton-Proton-Kollision betrachtet. Es werden neutrale Mesonen π^0 und η im low p_T -Bereich analysiert, die in zwei Photonen zerfallen. Zunächst aber wird im nächsten Kapitel der experimentelle Aufbau bzw. die verwendeten Detektoren beschrieben.

3 Experimenteller Aufbau

Die Daten dieser Arbeit stammen vom ALICE⁸ Experiment am Cern-LHC, ein Teilchenbeschleuniger im schweizerischen Genf. Das Cern ist die weltweit größte Forschungsanlage zur Untersuchung der Elementarteilchen [11]. Einen genaueren Überblick über die Struktur des LHCs kann man in der Abbildung 5 sehen.

Am LHC werden Protonen (p) oder Blei-Kerne (Pb) aufeinander geschossen. Doch bevor die Teilchen zur Kollision gebracht werden, müssen sie zuerst beschleunigt werden. Dies gelingt mithilfe von speziellen Magnetfeldern, die durch supraleitende Dipolmagneten generiert werden, denn der LHC hat einen ringförmigen Aufbau und deshalb kann das Wissen aus der Elektrodynamik ausgenutzt werden, um die Teilchen in diesem Bereich zu beschleunigen. Wenn die entsprechende Energie der Teilchen erreicht ist, gelangen die Teilchen dann in den LHC als gebündelte Strahlen mit entgegengesetzten Richtungen in zwei parallelen Röhren, wo sie dann weiter beschleunigt werden. In den Röhren herrscht ein ultrahohes Vakuum, damit die Teilchen der Umgebungsluft nicht mit den beschleunigten Teilchen interagieren und schließlich die Untersuchung beeinflusst. Ist auch hier die gewollte Energie erreicht, dann können die Teilchen zur Kollision gebracht werden. Dadurch, dass die Teilchen aufeinander geschossen werden, handelt es sich dann um ein Collider-Experiment und die Energie im Schwerpunktsystem ist in diesem Fall doppelt so groß wie die Energie der einzelnen Teilchen, also $\sqrt{s} = 2E$. Die bislang am LHC erreichte Schwerpunktsenergie liegt für Protonen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV [12] und für Blei-Kerne bei $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

Der LHC besteht außerdem aus vier Kollisionspunkten. In jedem dieser Kollisionspunkte ist ein Detektorsystem aufgebaut, nämlich ATLAS⁹, CMS¹⁰, LHCb¹¹ und ALICE. Jedes Detektor-System führt unterschiedliche Experimente durch. Das ATLAS und das CMS zum Beispiel untersuchen die Physik und die Eigenschaften des Standardmodells. Dort wurde 2012 das Higgs-Boson entdeckt [13]. Am LHCb dagegen untersucht man unter anderem den Unterschied von Materie und Antimaterie, indem man die b-Quarks untersucht [14]. Das ALICE-Experiment wird in den nächsten Unterkapiteln ausführlicher erklärt, denn es ist die Grundlage dieser Arbeit.

⁸**A** Large Ion Collider Experiment

⁹**A** Toroidal LHC Apparatu**S**

¹⁰**C**ompact-**M**uon-**S**olenoid

¹¹**L**arge **H**adron Collider beauty

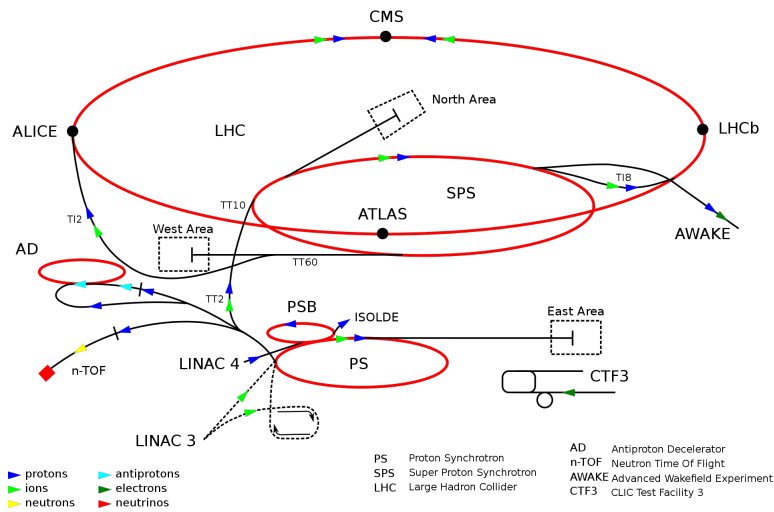


Abbildung 5: Aufbau des LHC-Beschleunigers. Am großen roten Ring sieht man die vier Experimente, CMS, ATLAS, LHCb und ALICE. [10].

THE ALICE DETECTOR

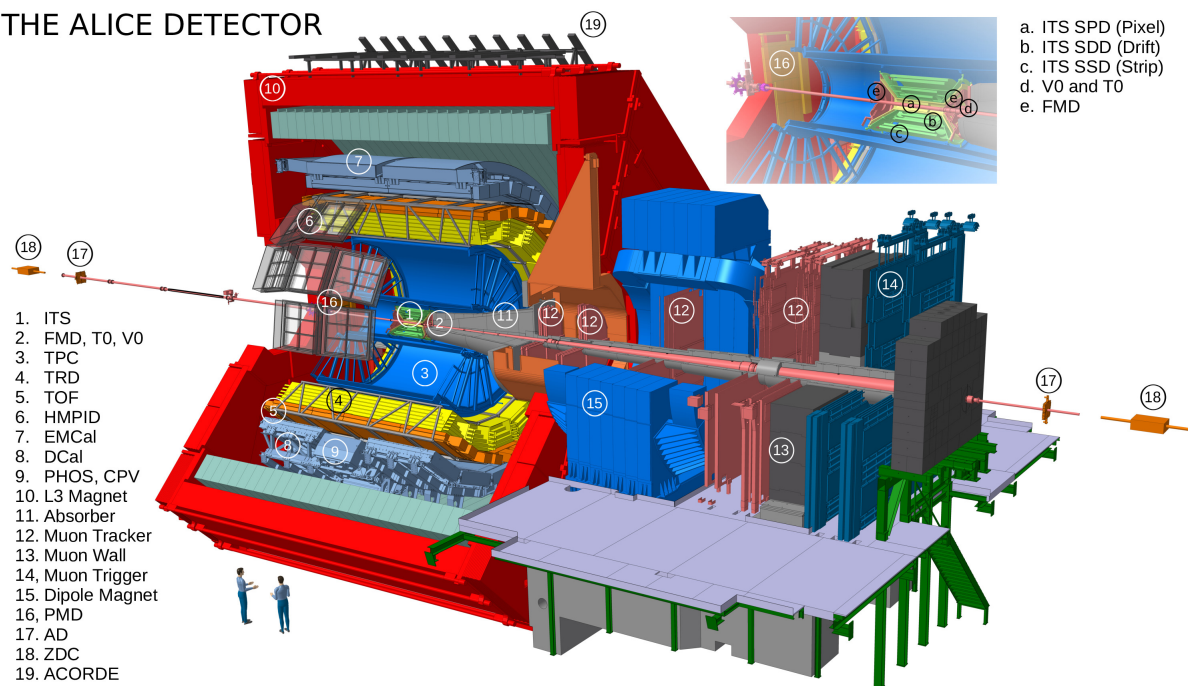


Abbildung 6: Aufbau des ALICE Experiments im RUN2 [15].

3.1 ALICE

Wie schon oben kurz eingeführt wurde, ist das ALICE-Experiment ein Schwerionendetektorsystem, das sich auf Schwerionenkollisionen und die Untersuchung des QGP konzentriert. Es befindet sich ungefähr 60 Meter unter der Erde und hat die Maße ($26\text{ m} \times 16\text{ m} \times 16\text{ m}$) [16]. Das System beschäftigt sich mit der Untersuchung des QGP bei hohen Temperaturen. In der Abbildung 6 kann man die verschiedenen Detektorbauteile sehen. Dieser Aufbau bezieht sich auf den RUN 2, der im Jahr 2015 in Betrieb genommen wurde.

Im Zentrum des Detektors liegt der Kollisionspunkt. Wenn der Teilchenstrahl kollidiert, werden verschiedene Teilchen produziert, die sich durch die einzelnen Detektorschichten fortbewegen. Um den Kollisionspunkt befindet sich das ITS (**I**nner **T**racking **S**ystem), das als Hauptziel die Ortsbestimmung des Kollisionspunkts hat. Das ITS besteht aus sechs zylinderförmig angeordneten Siliziumdetektoren und kann auch zur Rekonstruktion von geladenen Teilchen mit kleinen Impulsen verwendet werden.

Anschließend ist die TPC (**T**ime **P**rojection **C**hamber) um das ITS montiert. Die TPC beinhaltet ein Gasgemisch, das durch die in der Kollision entstandenen geladenen Teilchen ionisiert wird. Dabei hinterlassen sie eine Spur, die zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen genutzt werden kann. Bei Ionisierung des Gases werden Elektronen aus den Atomhüllen des Gases freigesetzt und anschließend durch ein angelegtes elektrisches Feld zu den Seiten beschleunigt. Weiter radial außen und benachbart zur TPC liegt der TRD¹², dessen Hauptfunktion ist es, die Elektronen und Hadronen zu unterscheiden. Er besteht aus 540 Subdetektoren, die ringförmig und in sechs Schichten in radialer Richtung um die TPC angeordnet sind. Wie der Name schon sagt, misst der Detektor die Übergangstrahlung, die geladene Teilchen beim Übergang von der einen Schicht zur anderen verlieren. Als Nächstes kommen die elektromagnetischen Kalorimeter EMCal, DCal und PHOS. Doch zwischen denen und dem TRD gibt es den TOF¹³ Detektor. Mit ihm lässt sich die Flugzeit der Teilchen bestimmen, indem beim Eindringen in den Detektor und beim Verlassen des Detektors zwei Szintillatoren aktiviert werden. Die Funktion eines Szintillators wird im nächsten Abschnitt erklärt. Eine wichtige Anwendung des Detektors ist außerdem die Unterscheidung von Teilchen, die den gleichen Impuls haben, allerdings eine unterschiedliche Masse.

Das elektromagnetische Kalorimeter und das Photon-Spektrometer umgeben, wie bereits erwähnt, den TOF Detektor. Diese werden in den nächsten Abschnitten genauer betrachtet.

¹²**T**ransition **R**adiation **D**etektor

¹³**T**ime **O**f **F**light

3.2 Der EMCal-Detektor

Generell dient ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Messung der Energie eines einzelnen Teilchens, z. B. eines Elektrons, eines Photons. Das EMCal¹⁴ ist ein solches Kalorimeter und besteht insgesamt aus 12 Supermodulen. In der Abbildung 7 links sieht man ein dreidimensionales Bild des Kalorimeters. Aufgrund des engen Raumes im ALICE System wurden zehn Supermodule mit der vollen Größe und zwei Supermodule mit einem Drittel der gesamten Größe eingebaut, was aber die Detektion der Teilchen nicht beeinflusst. Ein Supermodul der vollen Größe besteht insgesamt aus 288 Modulen und jedes Modul besteht jeweils aus vier Zellen. Das Supermodul mit der ein Drittel Größe besteht dagegen aus 192 Modulen, allerdings ändert sich die Anzahl der Zellen pro Modul nicht, deshalb besteht auch hier jedes Modul aus vier Zellen [17].

Eine Zelle funktioniert nach dem Prinzip des Sampling-Kalorimeters (oder Sandwich Kalorimeters). Ein Sampling-Kalorimeter besteht aus einer Abwechslung von Absorbern (EMCal: Pb) und Detektoren, die aus einem Szintillatormaterial bestehen. Insgesamt ist eine Zelle mit 76 Schichten Pb-Absorbern und 77 Szintillatormaterial aufgebaut. Photonen, die auf eine Zelle einfallen, lösen im Absorber Elektronen und Positronen auf. Diese werden entweder vom Material abgebremst und senden eine in Form von Photonen ausgelöste Bremsstrahlung aus oder lösen weitere Elektronen aus den Atomhüllen des Materials auf. Es entsteht eine Kaskade aus Photonen, Elektronen und Positronen. Die Wechselwirkung mit dem Material sorgt auch dafür, dass die Photonen mit der Zeit Energie verlieren und die Wahrscheinlichkeit, dass sie weitere Elektronen oder Positronen auslösen, sinkt. Die drei Teilchen, also die Photonen, die Elektronen und die Positronen, fliegen anschließend durch das Szintillatormaterial und lösen dort Photonen aus, die sogenannte Szintillationsphotonen. Diese Photonen werden dann durch Lichtleiter zu Photomultipliern weitergeleitet, wo sie auch aufgefangen werden. Dort wird dann die Energie der Photonen gemessen. Mithilfe dieser Energien kann man dann die Energie des Teilchens, das auf die Zelle eingefallen ist, berechnen [20]. Ein Überblick über den Aufbau der Lichtleiter und der Multiplier kann man in der Abbildung 8 sehen.

Die Größe der Teilchenschauer kann sich über mehrere Zellen erstrecken, d.h. die Energie kann in mehreren Zellen deponiert sein. Mithilfe des Molière-Radius kann die Größe einer Zelle bestimmt werden. Um die Energie der eintreffenden Teilchen zu messen, werden die Zellen, in denen die Energie deponiert wurde, in sogenannten *Cluster* zusammengefasst. *Cluster* unterscheiden sich je nach Energie voneinander und deshalb variiert ihre Größe. Cluster

¹⁴Electro Magnetic Calorimeter

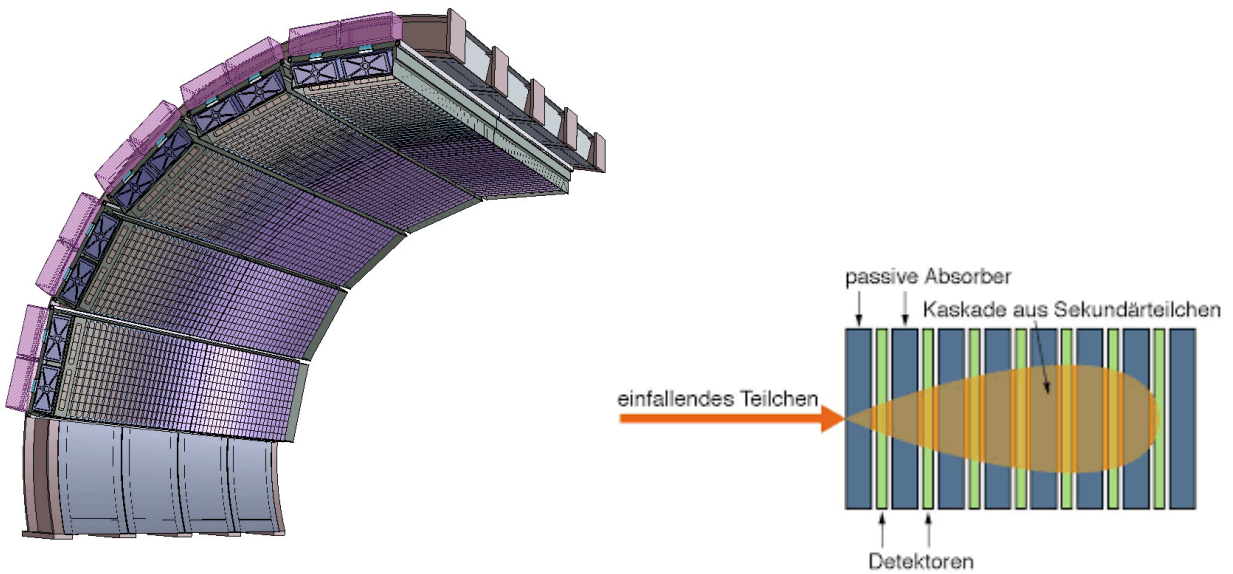


Abbildung 7: Aufbau des EMCal-Detektors (links) und des darin eingebauten Sampling Detektors (rechts) [18] [19].



Abbildung 8: Aufbau der im EMCal aufgebauten Lichtleiter und Photomultiplier[21].

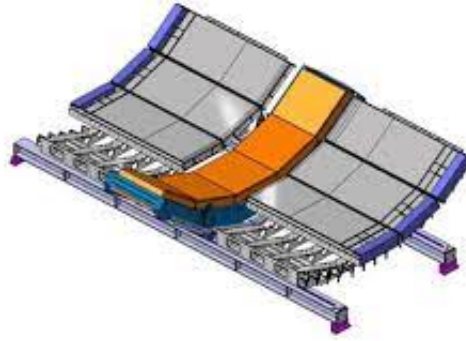


Abbildung 9: Aufbau der DCal und PHOS Detektoren. Im grauen Bereich befindet sich der DCal Detektor und im orangenen der PHOS [22].

werden außerdem mithilfe von *Clusterizern* rekonstruiert, indem zuerst die Zellen mit den größten Energien festgelegt werden und dann benachbarte Zellen mit kleineren Energien mitgenommen werden. Benachbarte Zellen müssen eine Mindestenergie erfüllen und zu keinem anderen *Cluster* gehören. In der vorliegenden Arbeit wird ein v_2 -*Clusterizer* verwendet.

Der DCal¹⁵-Detektor wurde 2009 als Nachtrag zum EMCal eingebaut [23], damit man Dijet Kollisionen untersuchen kann, also die Untersuchung der back-to-back Korrelation, die man mit dem EMCal allein nicht messen kann. Technisch ist der Detektor identisch zum EMCal aufgebaut. Allerdings besteht er im Vergleich zum EMCal nur aus sechs Supermodulen der zwei drittel Größe und aus zwei Supermodulen der ein Drittel Größe. Die Supermodule sind zum PHOS Detektor benachbart, auf dem im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird. In der Abbildung 9 sieht man den Aufbau des DCal Detektors. Die äußeren grauen Platten stellen den DCal Detektor dar. Der orangene Teil in der Mitte ist der PHOS-Detektor. In der folgenden Tabelle 1 sind die geometrischen Akzeptanzbereiche sowohl des EMCals als auch des DCals aufgetragen. In den nächsten Abschnitten wird die Zusammensetzung des EMCals und des DCals als EMCal bezeichnet.

Detektor	Pseudorapidität	Azimutaler Winkel
EMCal	$ \eta < 0.7$	$\Delta\phi = 107^\circ$
DCal	$0.2 < \eta < 0.7$	$\Delta\phi = 60^\circ$
	$ \eta < 0.7$	$\Delta\phi = 7^\circ$

Tabelle 1: Geometrische Akzeptanz des EMCal- und DCal-Detektors.

¹⁵Dijet Calorimeter

3.3 Der PHOS-Detektor

Mithilfe des PHOS¹⁶ Detektors kann die Energie und der Auftreffpunkt eines Photons, eines Elektrons sowie eines Positrons bestimmt werden, denn er hat eine sehr gute Orts- und Energieauflösung. Das PHOS befindet sich im Abstand von 460 cm vom Kollisionspunkt und hat eine Raumwinkelabdeckung von $|\eta| < 0.12$ und $\Delta\phi < 70^\circ$. Es ist in vier Module unterteilt und jedes Modul besteht aus (64×56) Zellen, die wiederum eine Größe von $(22 \times 22 \times 180)$ cm³ haben. Die Zellen sind aus drei Teilen aufgebaut. Zuerst kommt der Kristall, der an der Seite des Kollisionspunkts liegt und aus Blei-Wolframat ($PbWO_4$) besteht. Im Vergleich zum EMCal, wo die Zellen aus den Pb-Absorbern und das Szintillatormaterial bestehen, übernimmt der Kristall beide Rollen. Das heißt, trifft ein Photon das Kristall, so konvertiert es in ein e^-e^+ Paar. Diese können jeweils wieder durch Bremsstrahlung in zwei neue Photonen konvertieren. Die neuen Photonen haben jetzt eine geringere Energie als das erste Photon, das die Zelle getroffen hat. Wenn dieses Vorgehen sich wiederholt, dann entsteht ein Photonenschauer. Diese Konvertierungskette hört erst dann auf, wenn die Teilchen keinen Energieverlust durch Bremsstrahlung aufweisen. Allerdings können sie das Material der Zelle ($PbWO_4$) ionisieren [24]. An dem Kristall ist eine Avalanche-Photodiode angeklebt, die die Energie der eintreffenden Teilchen misst.

Damit eine gute Messung erreicht werden kann, müssen die Zellen gekühlt werden. Dies geschieht durch ein spezielles Kühl- und Thermostabilisierungssystem. Dafür wird der Detektor in zwei isolierten Bereichen geteilt, den kühlen und den warmen. Die Streifeneinheiten (*Strip units*), die zwei Reihen bilden mit jeweils acht Zellen, sind auf den Montangepunkten befestigt. Die Kristallstreifen befinden auf den kalten Bereich und die Ausleseelektronik auf den warmen Bereich. Anschaulicher sind die Bauteile in der Abbildung 10 zu sehen [26]. Wie im Abschnitt 3.2 beschrieben, wird auch das PHOS in *Cluster* unterteilt, d. h. jeder *Cluster* enthält eine Zelle mit der größten deponierten Energie und andere benachbarte, die mit einem bestimmten Algorithmus gewählt werden.

¹⁶PHOton Spectrometer

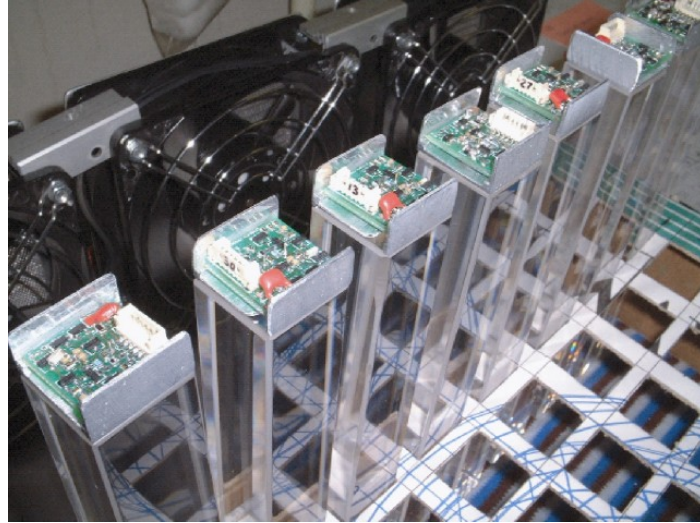


Abbildung 10: Baueile des PHOS-Detektors. Auf der unteren Seite sind $PbWO_4$ Kristalle eingebaut und darauf die Ausleselektronik, genauer gesagt die Avalanche-Photodiode. Hinter den Kristallen ist auch das Kühlsystem eingebaut.[25].

4 Analyse

In der vorliegenden Arbeit werden π^0 und η Mesonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV mit den Detektoren EMCal und PHOS gemessen. Dafür werden die Mesonen zuerst anhand ihres Zwei-Photonen-Zerfallskanals rekonstruiert über die invarianten Masse und anschließend eine Signalextraktion vorgenommen. Die Rekonstruktion der Mesonen wird über die invariante Masse mit der *Same-Event*-Methode gemacht und der entstandene Untergrund wird mit der *Mixed-Event*-Methode beschrieben. Anschließend wird ein Signal extrahiert und der Untergrund abgezogen. Doch davor werden zunächst Clusterbedingungen gesetzt. Diese werden variiert, damit das Signal möglichst signifikant ist. Mit dem extrahierten Signal wird am Ende die Anzahl der produzierten Teilchen gemessen. Der Fokus dieser Arbeit wird der low p_T Bereich sein. Es wird versucht, η Mesonen zu messen, da mit den bisherigen Methoden nicht erreicht werden konnte. Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, woher die Datensätze stammen und wie die Events bzw. Cluster selektiert wurden.

4.1 Auswahl der Daten

Generell werden die Daten aus dem ALICE-Experiment in Jahren, Perioden und *runs* kategorisiert. Das Jahr bezeichnet das Datum der Messung der jeweilige Daten und wird mit den letzten zwei Ziffern des Jahres gekennzeichnet. Die Daten werden in der Form LHC[Jahr] benannt. Die vorliegende Arbeit basiert auf den Daten mit den Angaben LHC16, LHC17 und LHC18.

Bevor man mit der eigentlichen Analyse beginnt, müssen die Daten mit einigen Bedingungen gefiltert werden. Wenn man eine Messung im ALICE-System durchführt, werden, wie im Kapitel 3.1 beschrieben, Kollisionen mit Teilchen mehrmals wiederholt. Da nicht alle Proton-Proton-Kollisionen inelastisch sind, müssen sie aussortiert werden. Dafür wird ein Auslöser verwendet, der sogenannte *Trigger*. Die selektierten Kollisionen (Events) müssen entsprechende Bedingungen erfüllen. Damit kann eine zufriedenstellende Messung gemacht werden. Für die vorliegende Arbeit wurden die Events mit dem *Minimum Bias*¹⁷ Trigger (INT7) ausgewählt. Der *Minimum Bias* Trigger sorgt dafür, dass sein Einfluss auf die Eigenschaften der Kollision minimal ist. Deshalb repräsentieren die aufgenommenen Daten die Gesamtheit der inelastischen Kollisionen. Der *Minimum Bias* Trigger verwendet die V_0 -Detektoren, die in Abbildung 6 zu sehen sind. Es gibt zwei V_0 -Detektoren, der V_0 -A und der V_0 -C. Beide sind an den Seiten des Kollisionpunktes installiert. Erst wenn beide Detektoren ausgelöst

¹⁷deutsch minimaler Einfluss

werden, werden die Daten gesammelt.

Eine weitere Bedingung, die bei der Selektion der Daten wichtig ist, ist die Bildung eines Kollisionpunkts (Vertex). Da die Kollisionen nicht exakt im Mittelpunkt ($z_{vertex} = 0 \text{ cm}$) des ALICE Experiments stattfinden, werden nahe an diesem Punkt entstandene Kollisionen betrachtet. Deshalb werden für diese Analyse Events selektiert, deren Vertex einen longitudinalen Abstand kleiner als 10 cm vom Zentrum entfernt ist.

Die selektierten Events werden weiter gefiltert. Dafür werden Clusterbedingungen gestellt, die im nächsten Abschnitt erklärt werden.

4.2 Auswahl der Cluster

Wie bereits im Abschnitt 4.1 erwähnt, werden die Events getriggert. Dies geschieht online, also während der Datennahme. Hinzu kommt eine offline Selektion von Daten, also während des Analysierens. Um den Untergrund zu unterdrücken und das elektronische Rauschen zu minimieren, werden Clusterbedingungen gestellt. In der vorliegenden Arbeit wird die Energie und der Aufnahmezeitpunkt der Cluster beschränkt und gleich genauer betrachtet. In der Tabelle 2 sind die Clusterbedingungen aufgetragen, die in der Analyse verwendet wurden. Die Wahl dieser Werte wird in den nächsten Abschnitten erklärt.

Parameter	PHOS-Cut	EMCal-Cut
Minimale Clusterenergie	$E_{\text{Cluster}} > 0.3 \text{ GeV}$	$E_{\text{Cluster}} > 0.5 \text{ GeV}$
Zeitpunkt	$-50 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < 50 \text{ ns}$	$-20 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < 25 \text{ ns}$
Minimale Anzahl Zellen	$N_{\text{Cell}} > 2$	$N_{\text{Cell}} > 0$
M_{02}	$0.1 < M_{02} < 100$	$0.1 < M_{02} < 0.7$
Track-Matching	$-0.035 < \Delta\eta < 0.01$ $-0.085 \text{ rad} < \Delta\phi < 0.015 \text{ rad}$	$-0.04 < \Delta\eta < 0.01$ $-0.09 \text{ rad} < \Delta\phi < 0.015 \text{ rad}$

Tabelle 2: Cluster Bedingungen die gestellt wurden, um eine große Signifikanz zu bekommen.

Minimale Cluster-Energie

Mit der minimale Cluster-Energie wird versucht, elektronisches Rauschen, das die Messung beeinflusst, zu minimieren. Außerdem können unerwünschte Teilchen, wie zum Beispiel Hadronen, die das Kalorimeter durchqueren und ihre Energie aufgrund der Wechselwirkung mit dem Material in den Zellen deponieren, zu falschen Ergebnissen liefern. Die Energie dieser Teilchen liegt meistens bei sehr kleinen Energien. Deshalb stellt man diese Bedingung, um sie

zu entfernen. Für das EMCal wurde eine Cluster-Energie von $E_{Cluster}^{EMCal} > 0.5$ GeV gefordert und für PHOS $E_{Cluster}^{PHOS} > 0.3$ GeV.

Aufnahmezeitpunkt

Wenn man nach einer Kollision eine weitere Kollision messen möchte, muss man aufpassen, dass die durch die erste Kollision entstandenen Teilchen nicht die zweite beeinflussen. Das ALICE-Experiment führt in Proton-Proton-Kollisionen alle 25 ns Kollisionen durch, indem die Teilchen in Form von Paketen (*bunches*) zum Kollidieren gebracht werden, also zu einem *bunch crossing*. Leider kommt es nicht bei jedem *bunch-crossing* zu einer Kollision. Werden die Teilchen nicht von den Triggerbedingungen aussortiert, so erreichen sie die Detektoren und führen zu einem Ergebnis, das als *Pileup* bezeichnet wird. Deshalb werden die Teilchen in einem bestimmten zeitlichen Abstand aufgenommen. Damit können Teilchen vor und nach der eigentlichen Kollision ausgeschlossen werden. Dadurch, dass der EMCal-Detektor eine sehr gute Zeitaufösung besitzt, wurde für ihn in dieser Analyse ein Aufnahmezeitpunkt im Bereich $-20 \text{ ns} < t_{Cluster}^{EMCal} < 25 \text{ ns}$ gewählt. Für den PHOS-Detektor wurde versucht, anhand von Variationen herauszufinden, ob ein größerer bzw. kleinerer Zeitabstand zu weniger *Pileup* führt. Es wird im Abschnitt 4.5, dass der Bereich $-50 \text{ ns} < t_{Cluster}^{PHOS} < 50 \text{ ns}$ gut passt.

Minimale Anzahl der Zellen

Um zu verhindern, dass gebildete Cluster mit nur einer Zelle stetiges Rauschen zeigen, wird für die Anzahl der Zellen ein Minimum gesetzt. Dadurch, dass der EMCal im Vergleich zum PHOS mehr Zellen besitzt, werden bei der Clusterbildung mehr Zellen betrachtet. Für die vorliegende Analyse bildet das PHOS Cluster mit mindestens drei Zellen und das EMCal mit mindestens einer Zelle.

Cluster-Form

Im Abschnitt 3.2 wurde der Begriff *Clusterizer* kurz erwähnt und beschrieben. Aus Photonen rekonstruierte Cluster haben im Allgemeinen eine elliptische Form und zeigen eine ähnliche Länge der Halbachse. Diese Form lässt sich von anderen gebildeten Clustern anderer Teilchen unterscheiden. Deshalb wird ein Formparameter verwendet, der sogenannte M_{02} Parameter, dessen Gleichung wie folgt aussieht:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i + y_i) + \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i E_i (x_i + y_i)^2 + \sum_i E_i x_i y_i} \quad (4.1)$$

Hier bezeichnet i die i -te Zelle des Clusters, x_i, y_i die Position der Zelle und E_i die Energie der Zelle. Der Wert M_{02} entspricht der langen Halbachse der Ellipse. Cluster, die keinen ähnlichen Wert wie dem M_{02} der Photonen-Cluster aufweisen, werden aussortiert. Für die vorliegende Arbeit wurde für den PHOS Detektor ein Wert im Bereich $0.1 < M_{02} < 100$ und für den EMCal Detektor ein Wert im Bereich $0.1 < M_{02} < 0.7$.

Track-Matching

Wenn Elektronen, Positronen und andere elektrisch geladene Teilchen die Kalorimeter erreichen, können diese ihre Energie in den Zellen deponieren und damit zum Untergrund beitragen, da für diese Analyse nur Photonen verwendet werden. Um diese Teilchen von dieser Analyse auszuschließen, wird ihre elektrische Ladung ausgenutzt, denn Photonen besitzen keine Ladung. Dafür werden Spur-Detektoren verwendet, wie das ITS und die TPC. Ist die Spur gemessen, so kann anhand dieser ihr Auftreffort im Kalorimeter berechnet werden. Diesem Auftreffort nahe liegende Cluster können anschließend heraus gefiltert werden. In der Tabelle 2 sieht man die Werte der gewählten Bereiche für das Track-Matching für die beiden Detektoren.

Im nächsten Abschnitt folgt die Rekonstruktion der Mesonen anhand ihrer Zerfallskanäle und durch ihrer invarianten Masse. Anschließend folgt die Erstellung eines p_T -Massenspektrum.

4.3 Teilchenrekonstruktion

Wie im Kapitel 2.1 schon beschrieben wurde, zerfallen π^0 Mesonen mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 98.79% und η Mesonen mit einer Wahrscheinlichkeit von 39% in zwei Photonen (2γ). In der vorliegenden Analyse werden diese Zerfallskanäle verwendet, um die Mesonen zu rekonstruieren. Für die Rekonstruktion der Mesonen wird die Clusterenergie der Zerfallsphtonen gemessen. Mit der gemessenen Energie der Photonen kann man die invariante Masse der Mesonen berechnen.

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma 1\gamma 2}))} \quad (4.2)$$

Hier bezeichnet $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ die Energie der Photonen und $\theta_{\gamma 1\gamma 2}$ den Winkel zwischen den beiden. Da in dieser Arbeit zwei verschiedene Detektoren verwendet werden, wird ein Photon aus dem EMCal Detektor und ein Photon aus dem PHOS Detektor zusammen kombiniert. Da in einer Kollision, also in einem *Event*, sehr viele Photonen produziert werden, kann es

bei der Rekonstruktion der Mesonen vorkommen, dass Photonen aus verschiedenen Mutterteilchen kombiniert werden. Bei der Rekonstruktion aus der gleichen Kollision (*Same Events*) werden nicht nur wahre Mesonen rekonstruiert, also Mesonen mit der richtigen invarianten Masse des Mesons, sondern auch Mesonen mit einer abweichenden invarianten Masse. Diese zählen zum kombinatorischen Untergrund. Der kombinatorische Untergrund steckt auch innerhalb des invarianten Massebereichs des Mesons, denn auch wenn Photonen aus verschiedenen Zerfällen kombiniert werden, kann die invariante Masse ihrer Paarung dennoch in der Nähe der gesuchten Mesonen liegen. Dies macht eine Beschreibung dieses kombinatorischen Untergrundes notwendig.

Um den Untergrund trotzdem bestimmen zu können, wird versucht, folgende Technik vorzunehmen. Statt alle Cluster-Kombinationen aus den *Same Events* zu bilden, werden Kombinationen aus verschiedenen Kollisionen (*Mixed Events*) durchgeführt, damit man den Untergrund bestimmen kann. Genauer gesagt, wird ein Photon aus dem EMCal eines Events mit einem Photon aus dem PHOS aus einem anderen Event kombiniert. Damit stellt man sicher, dass es nicht zur Bildung von Mesonen mit der richtigen invarianten Masse kommen kann. Aus den beiden Kombinationsmethoden erhält man einerseits die invariante Masse des Mesons und andererseits seinen Transversalimpuls p_T . Die beiden Größen werden in ein zweidimensionales Histogramm aufgetragen und am Ende erhält man ein p_T - $M_{\gamma\gamma}$ -Spektrum. Dies wird sowohl für die *Same-Event*-Methode als auch für die *Mixed-Event*-Methode gemacht. Abbildung 11 zeigt die beiden Spektren. Die linke Abbildung zeigt das Spektrum aus der *Same-Event*-Methode und die rechte aus der *Mixed-Event*-Methode. In der linken Abbildung erkennt man bei $M_{\gamma\gamma} \approx 0.14 \text{ GeV}/c^2$ eine kleine Schwelle, die dem π^0 Meson entspricht. Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie aus den beiden Spektren das Signal extrahiert wird und wie der Untergrund aus der *Same-Event*-Methode abgezogen wird.

4.4 Signalextraktion

Nachdem aus den Clustern die Energie der Photonen gemessen wurde und daraus das p_T - $M_{\gamma\gamma}$ -Spektrum sowohl für die *Same* als auch für die *Mixed Events* der Mesonen erstellt wurden, bleibt es, das Signal aus den beiden zu extrahieren. Dafür teilt man in jedem p_T - $M_{\gamma\gamma}$ -Spektrum die p_T -Achse in kleine Intervalle, die als p_T -Bins bezeichnet werden, und trägt somit die Häufigkeit der rekonstruierten Kombinationen in Abhängigkeit ihrer invarianten Masse auf. Das Auftragen der Häufigkeiten mit der *Same-Event*-Methode zeigt eine Resonanz um die invariante Masse des rekonstruierten Mesons. In Abbildung 12 sieht man eine entsprechende Signalextraktion im Bereich $0.8 < p_T < 0.9 \text{ GeV}/c$ für das π^0 Meson (links)

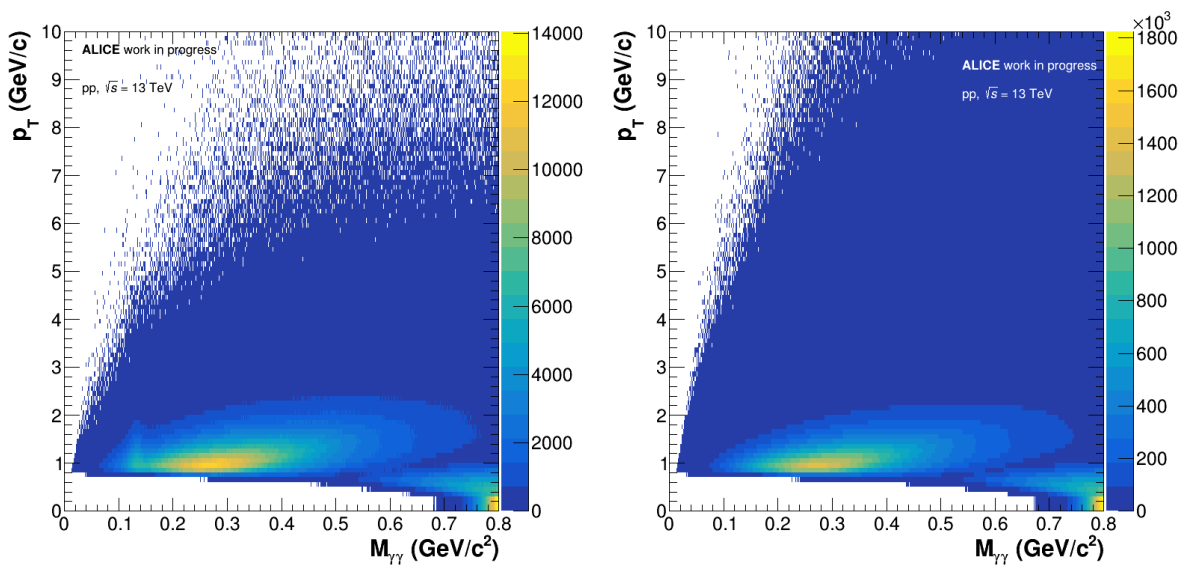


Abbildung 11: Die linke Abbildung zeigt die Rekonstruktion mit der *Same-Event*-Methode und die rechte mit der *Mixed-Event*-Methode. Deshalb sieht man ausschließlich im linken Bild einen kleinen Peak bei der π^0 Masse.

und im Bereich $2.0 < p_T < 2.2$ GeV/c für das η Meson (rechts). Die restlichen p_T -Bereiche der Signalextraktion kann man im Anhang finden. Die Grafik zeigt die Signalextraktion sowohl aus den same Events als auch aus den mixed Events. Wenn man Abbildung 12 betrachtet, erkennt man eine Resonanz um die π^0 und η Masse, die als Peak bezeichnet wird.

Im Vergleich zur *Same-Event*-Methode, wo nur Cluster-Paare aus dem gleichen Event kombiniert werden, werden in der *Mixed-Event*-Methode mehrere Events miteinander kombiniert. Dadurch erhöht sich die Anzahl der Cluster-Paare und es führt zu einem höherem Untergrund. Deshalb müssen sie entsprechend skaliert werden, damit der Untergrund bei den same Events abgezogen werden kann. Die Skalierung erfolgt in dem Bereich, wo es keine Resonanz gibt. Für das π^0 Meson wurde der Untergrund aus den Mixed-Events im Bereich $0.065 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.235 \text{ GeV}/c^2$ und für das η Meson im Bereich $0.415 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.685 \text{ GeV}/c^2$ skaliert. Dafür werden die mixed Events in den entsprechenden Bereichen mit einem Polynom erster Ordnung skaliert. Das Polynom stammt aus der Parametrisierung des Verhältnisses der Einträgen der same Events zu den Einträgen der mixed Events.

$$\alpha = \frac{\sum \text{same Events}}{\sum \text{mixed Events}} \quad (4.3)$$

Wenn die mixed Events skaliert worden sind, werden sie von den same Events abgezogen und

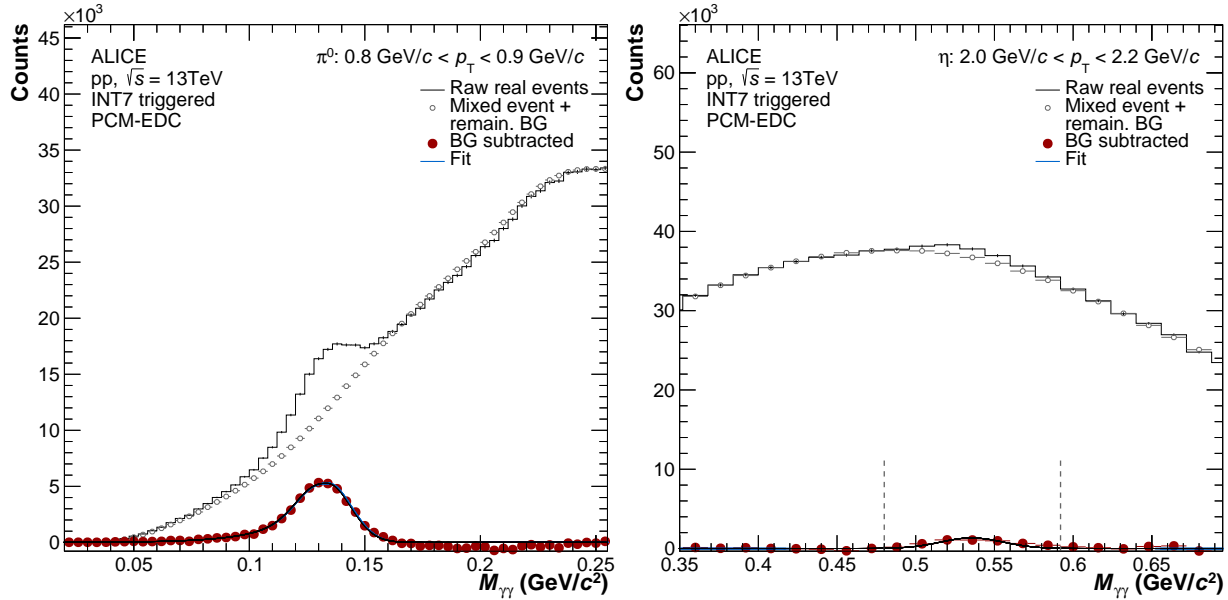


Abbildung 12: Signalextraktion des π^0 (links) und des η (rechts) Teilchens mit den ausgewählten Clusterbedingungen. Die horizontale Achse bezeichnet die Masse und die vertikale die Anzahl der rekonstruierten Teilchen. In roten Punkten wird das Ergebnis nach Subtraktion des Untergrunds aus den *Same Events* gezeigt. Die blaue Linie bezeichnen die Parametrisierung des Signals.

daraus ergibt sich das eigentliche Signal, das man in den roten Punkten in der Abbildung 12 sieht. Das extrahierte Signal wird mit folgender Formel parametrisiert.

$$y = A[G + T] \quad (4.4)$$

$$G = e^{-\left(\frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\text{Meson}}}{\sigma}\right)^2} \quad (4.5)$$

$$T = e^{\frac{M_{\gamma\gamma}}{\alpha}} \cdot (1 - G) \cdot \Theta(M_{\text{Meson}} - M_{\gamma\gamma}) \quad (4.6)$$

Hier bezeichnet y die Parametrisierungsfunktion, A die Amplitude der Gauß-Funktion G , die der Höhe des Signals an der Meson Masse entspricht. T bezeichnet die *Tail*-Komponente. Außerdem sind σ die Standardabweichung der Gauß-Parametrisierung und α ein Parameter, der so gewählt wird, dass die Parametrisierung die Daten optimal beschreibt. Außerdem bezeichnet M_{Meson} den Mittelwert der invarianten Masse des Mesons und $M_{\gamma\gamma}$ die Masse an der Parametrisierungsposition. Noch dazu kommen die Heavyside-Funktion Θ , die dafür sorgt, dass nur der linke Teil des Signals um die invarianten Masse mit der *Tail*-Komponente parametrisiert wird. Das Ergebnis der Parametrisierung wird für die Berechnung der Signifikanz und des Verhältnisses des Signals zum Untergrund verwendet, die im nächsten Abschnitt

eingeführt werden. Im nächsten Abschnitt wird die Variation der Cluster beschrieben, um ein hohes Signal zu Untergrund Verhältnis zu erreichen.

4.5 Variation der Cluster

Damit ein hohes Signal erreicht werden kann, werden die Clusterbedingungen, die im Abschnitt 4.2 beschrieben wurden, variiert. Dafür werden sowohl die Clusterenergien als auch der Aufnahmezeitpunkt variiert. Eine gute Referenz, um zu überprüfen, ob man ein hohes Signal nachgewiesen hat, ist die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund. Die Vorgehensweise der Variation ist folgende: man wählt einen *Cut*, sowohl für Cluster-Energie als auch für den Aufnahmezeitpunkt. Anschließend vergleicht man diesen *Cut* mit anderen *Cut*-Variationen. Ziel ist es, die Variation mit dem hohen Signal und dem geringsten Untergrund zu finden. Die Signifikanz ist definiert als der Quotient aus dem Signal und der Wurzel der Summe des Signals und des Untergrunds in der entsprechenden Signalumgebung.

$$\text{Signifikanz} = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Signal} + \text{Untergrund}}} \quad (4.7)$$

Eine weitere Vergleichsmethode ist das Verhältnis des Signals zum Untergrund.

$$S/B = \frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}} \quad (4.8)$$

Für die vorliegende Arbeit wurden verschiedene Variationen betrachtet. In der Tabelle 3 sind die Variationen aufgetragen. Einige von denen werden hier sowohl für die π^0 Mesonen als auch für die η Mesonen präsentiert. Für sie wurde der Aufnahmezeitpunkt bei $-50 < t_{\text{Cluster}}^{\text{PHOS}} < 50 \text{ ns}$, die PHOS-Clusterenergie bei $E_{\text{Cluster}}^{\text{PHOS}} > 0.3 \text{ GeV}$ und die EMCal-Clusterenergie bei $E_{\text{Cluster}}^{\text{EMCal}} > 0.5 \text{ GeV}$ festgelegt und mit anderen Cluster-Bedingungen verglichen. Der Aufnahmezeitpunkt des EMCal-Detektors wird nicht variiert, weil er eine sehr gute Zeitauflösung besitzt. Sein Zeitpunkt liegt bei $-20 < t_{\text{Cluster}}^{\text{EMCal}} < 25 \text{ ns}$. In der Legende jeder Grafik erkennt man, um welches Meson es sich handelt. Leider konnte man sich an die Vergleiche der η Mesonen nicht orientieren, denn die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund haben Schwankungen gezeigt, die den Vergleich verhindert haben.

Variation	PHOS-Aufnahmezeitpunkt (ns)	PHOS-Clusterenergie (GeV)	EMCal-Clusterenergie (GeV)
1	$-30 < t_{Cluster} < 30$	$E > 0.3$	$E > 0.5$
2	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.3$	$E > 0.5$
3	$-30 < t_{Cluster} < 30$	$E > 0.2$	$E > 0.5$
4	$-30 < t_{Cluster} < 30$	$E > 0.1$	$E > 0.7$
5	$-100 < t_{Cluster} < 100$	$E > 0.3$	$E > 0.5$
6	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.1$	$E > 0.5$
7	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.2$	$E > 0.5$
8	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.1$	$E > 0.7$
9	$-30 < t_{Cluster} < 30$	$E > 0.3$	$E > 0.7$
10	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.2$	$E > 0.7$
11	$-50 < t_{Cluster} < 50$	$E > 0.3$	$E > 0.7$

Tabelle 3: Verschiedene Cluster-Variationen, die für die Analyse betrachtet wurden.

Deshalb vergleicht man nur das π^0 und anhand dieses wird geguckt, ob bei der Signalextraktion sowohl bei η als auch beim π^0 im low p_T -Bereich gut funktioniert hat. Außerdem wird der Vergleich nur beim π^0 gemacht, da es sich bei beiden Mesonen um Teilchen handelt, die aus zwei Photonen rekonstruiert wurden, obwohl die Mesonen selbst eine andere Masse besitzen. In den nächsten Abschnitten werden die Vergleiche der *Cut*-Variationen des π^0 erklärt. Die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund des η Mesons kann man im Anhang finden.

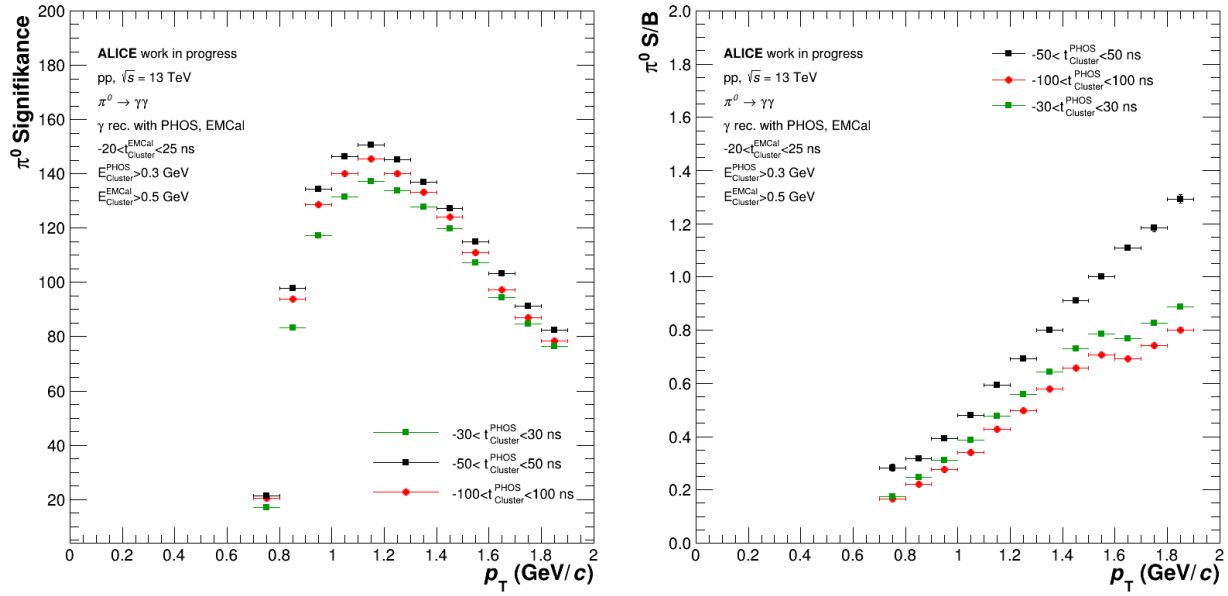


Abbildung 13: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation des Aufnahmezeitpunkts bei festgelegter Clusterenergie. Festgewählter *Cut* zeigt bessere Ergebnisse.

Variation des Aufnahmezeitpunkts

In der Abbildung 13 sieht man die Variation des Aufnahmezeitpunkts des PHOS Detektors, während die restlichen Cuts unverändert bleiben. Auf der einen Seite wird der Zeitabstand erhöht und auf der anderen verkleinert. Beide Abbildungen zeigen, dass der festgelegte *Cut* sowohl eine bessere Signifikanz als auch ein besseres Verhältnis des Signals zum Untergrund besitzt. Außerdem sieht man, dass eine weitere Erhöhung des Aufnahmezeitpunkts zu mehr Untergrund führen kann, denn mit der Erhöhung kommt es zum *Pileup* und die Signale werden aus verschiedenen Events überlappen, d.h. man lässt mehr falsch rekonstruierte Mesonen durch. Man erkennt auch, dass mit klein werdendem Transversalimpuls das Signal kleiner wird. Dies liegt daran, dass mit klein werdendem Transversalimpuls der Öffnungswinkel der Photonen, die für die Rekonstruktion der Mesonen verwendet wurden, größer wird. Deshalb werden sie von den Detektoren nicht aufgenommen. Den Effekt sieht man auch, wenn man den Zeitabstand verkleinert. Durch den kleinen Zeitabstand, werden weniger Mesonen betrachtet, d. h. man misst ein kleineres Signal.

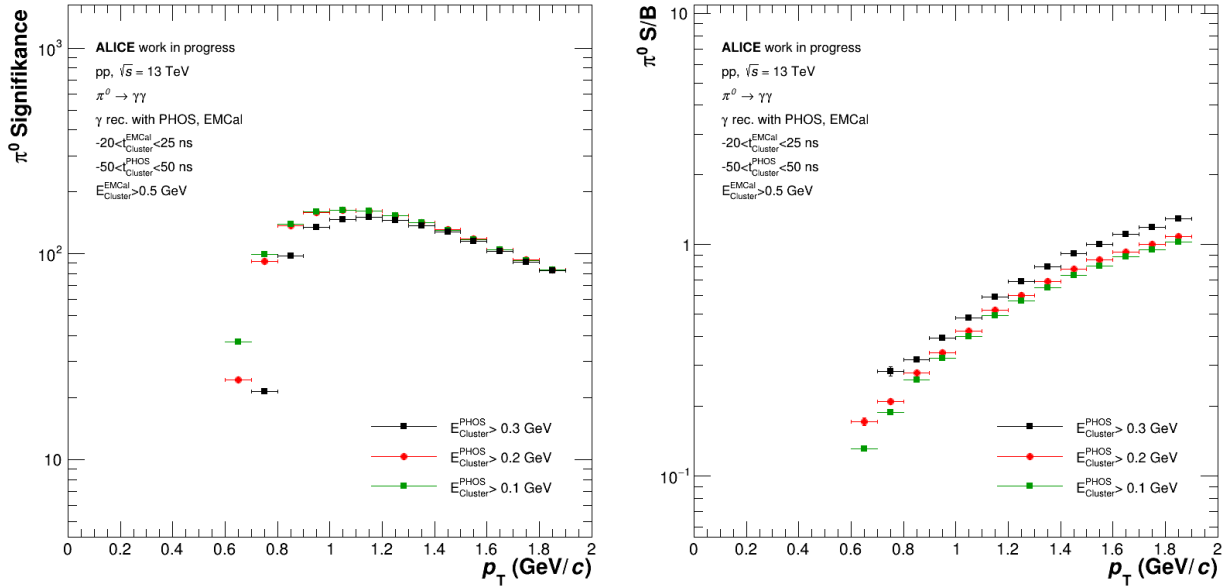


Abbildung 14: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des PHOS-Detektors. Variationen zeigen eine bessere Signifikanz als die festgelegten Bedingungen, allerdings ein schlechteres Verhältnis des Signals und des Untergrunds.

Variation der PHOS-Clusterenergie

In den Abbildungen 14 sieht man die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund bei Variation der PHOS-Clusterenergie als Abhängigkeit des Transversalimpulses, während der Rest der *Cuts* festgehalten wird. Man stellt fest, dass die Signifikanz des festgewählten *Cuts* kleiner ist als die des variierten für $p_T < 1 \text{ GeV}/c$, wenn man die Energie des Detektors erhöht, während der Bereich $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$ unverändert bleibt. Allerdings zeigt das Verhältnis des Signal zum Untergrund das Gegenteil, das heißt, dass variierte *Cuts* mehr Untergrund zeigen. Wenn man die Clusterenergie heruntersetzt, werden nicht nur wahre Mesonen durchgelassen, sondern auch Teilchen, die zum Untergrund beitragen. Außerdem, wenn man die Signalextraktion des η in den Variationen betrachtet (Abbildungen 25, 26, 27), stellt man fest, dass beim festgelegten *Cut* die Signalextraktion gründlicher gemacht wurde, während man bei den anderen Variationen kein Signal mehr erkennen kann. Deshalb wählt man den *Cut* aus, der mehr Signal zeigt.

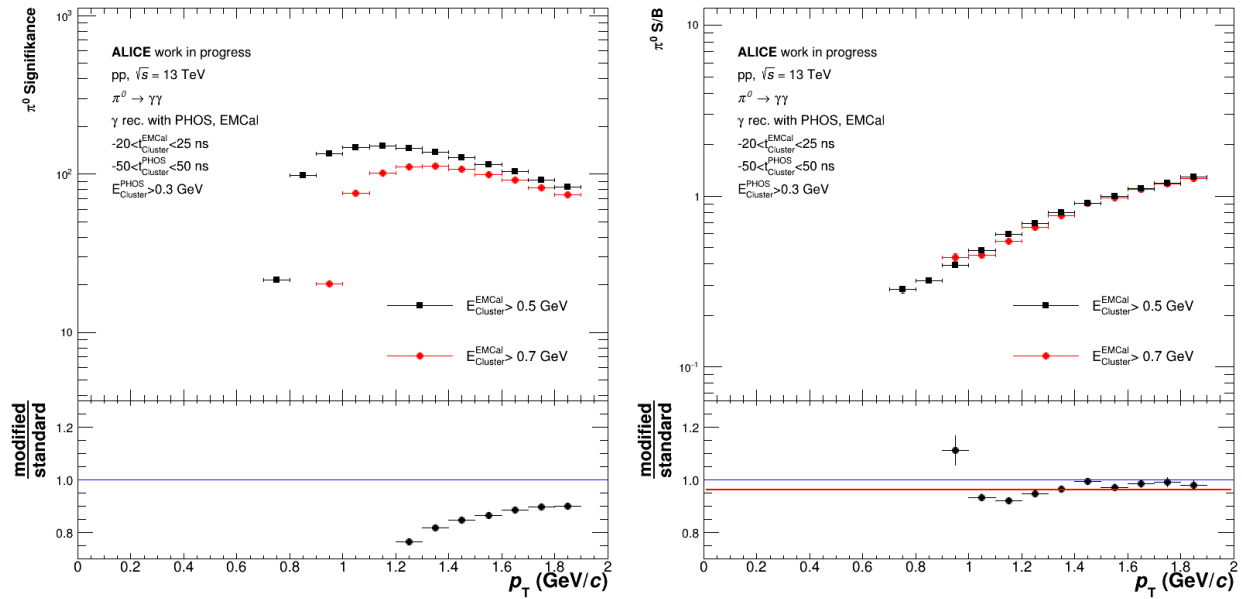


Abbildung 15: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des EMCal-Detektors. Im unteren Block wird das Verhältnis der beiden oberen Cuts gebildet. Die blaue Linie gilt als Vergleich des Verhältnisses und liegt bei der 1. Die rote Linie ist die Parametrisierung der Datenpunkten. Festgelegte Bedingungen liefern eine bessere Signifikanz.

Variation der EMCal-Clusterenergie

In den Abbildungen 15 sieht man die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund bei Variation der EMCal-Clusterenergie, wenn man den Aufnahmezeitpunkt der Detektoren und die PHOS-Clusterenergie festhält. Im unteren Block der Abbildungen wird der Unterschied der Datenpunkte der *Cut*-Variationen gezeigt. Während das Verhältnis des Signals zum Untergrund für beide *Cuts* ungefähr gleich ist, zeigt die Signifikanz des festgewählten *Cuts* ein besseres Ergebnis. Wenn man die minimale Clusterenergie erhöht, werden weniger Teilchen getriggert und somit auch Photonen. Außerdem zeigt das Verhältnis des Signals zum Untergrund, dass Signal und Untergrund gleichermaßen wegschnitten werden. Man könnte für diesen *Cut*-Vergleich zwar die EMCal-Clusterenergie herabsetzen, aber das EMCal ist ein Kalorimeter mit einer nicht sehr guten Energieauflösung. Hätte man es gemacht, so würde mehr Elektronik Rauschen die Messung beeinträchtigen.

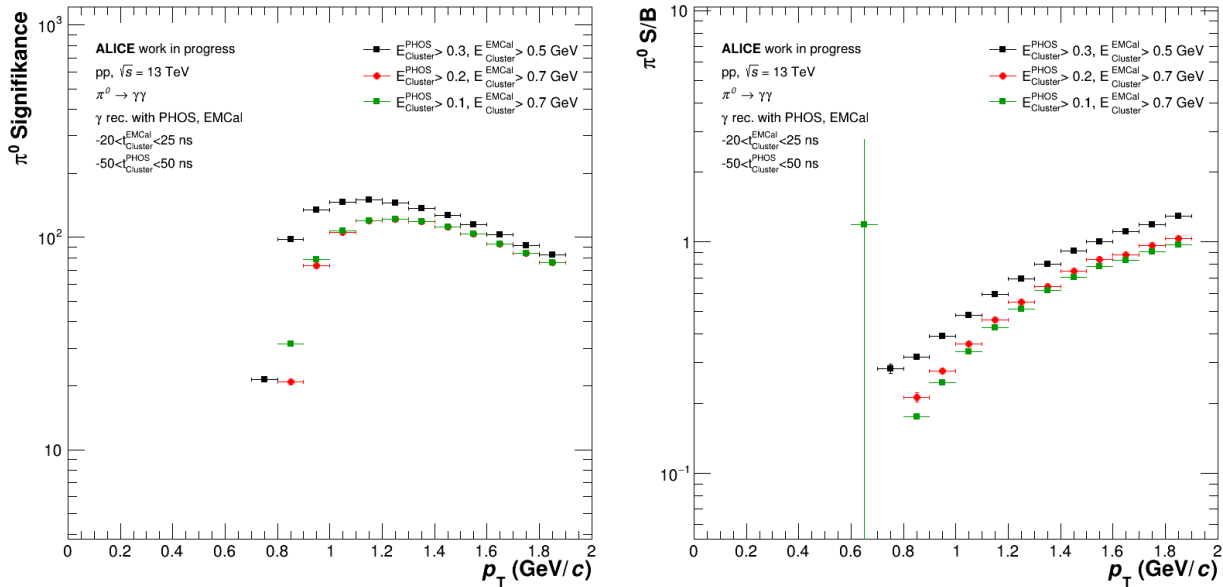


Abbildung 16: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des EMCAL- und PHOS-Detektors. Daten aus den variierten Bedingungen zeigen schlechtere Signifikanz und Verhältnis des Signals zum Untergrund.

Variation der PHOS- und der EMCAL-Clusterenergie

In den Abbildungen 16 sieht man die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund, wenn die Clusterenergie beider Detektoren variiert wird und der Aufnahmezeitpunkt festgehalten wird. Wenn man die Abbildung 16 und die Variation der Clusterenergien der einzelnen Detektoren vergleicht, stellt man fest, dass die Variation beider Clusterenergien zur Summe der jeweiligen Ergebnisse führt. Das heißt, dass der festgewählte *Cut* sowohl eine bessere Signifikanz als auch ein besseres Verhältnis des Signals und des Untergrunds für das π^0 liefert.

Nachdem nun die Clusterbedingungen variiert wurden, kommt man zu dem Schluss, dass der festgewählte *Cut*, der am Anfang des Abschnitts 4.5 beschrieben wurde, bessere Ergebnisse geliefert hat. Damit kann man anschließend arbeiten und den invarianten Yield der beiden Mesonen berechnen, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Die *Cut*-Variationen der η Mesonen werden im Anhang präsentiert. Bei kleinen Transversalimpulsen zeigen sie statistische Fluktuationen. Dies liegt an dem großen Untergrund bei ihrer Rekonstruktion.

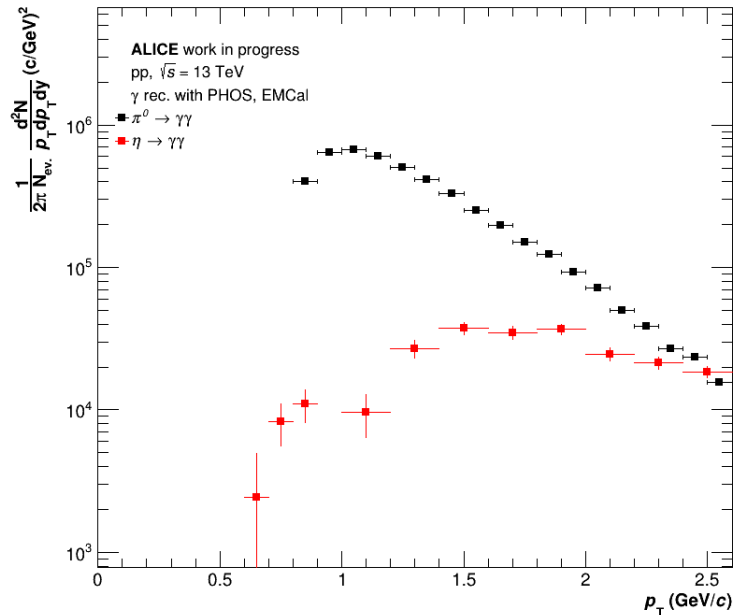
4.6 Lorentz invariantes p_T -Spektrum

Nachdem das Signal extrahiert und das Ergebnis aus der Cluster-Variation gewählt wurde, kann nun die Anzahl der produzierten Mesonen in einem p_T -Spektrum dargestellt werden, die als Yield bezeichnet wird. Die Vorgehensweise ist wie folgt: Man wählt das Signal eines p_T -Intervalls und summiert die Teilchen innerhalb eines Massenbereichs um den Erwartungswert der invarianten Masse des Mesons auf. Für das π^0 fängt die Summation bei $M_{\pi^0} - 0.04 \text{ GeV}/c^2$ und endet bei $M_{\pi^0} + 0.025 \text{ GeV}/c^2$, wobei M_{π^0} der Erwartungswert der invarianten Masse des π^0 ist. Für das η fängt die Summation bei $M_{\eta} - 0.05 \text{ GeV}/c^2$ und endet bei $M_{\eta} + 0.05 \text{ GeV}/c^2$, wobei M_{η} der Erwartungswert der invarianten Masse des η . Die Anzahl der produzierten Teilchen wird außerdem auf die Anzahl der Kollisionen (N_{events}) und der Größe der p_T -Intervalle normiert. Das Ergebnis dieser Normierung heißt rohes Spektrum (*Raw Yield*). Damit das rohe Spektrum unter Lorentz Transformation invariant bleibt, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\text{Rohes Spektrum} = \frac{1}{2\pi N_{event}} \frac{d^2 N_{Meson,rec}}{p_T dp_T dy} \quad (4.9)$$

Dabei ist $N_{Meson,rec}$ die Anzahl der rekonstruierten Mesonen, dp_T der Bereich des für die Aufsummierung der Mesonen verwendete Transversalimpuls und dy ihr Rapiditätsbereich. Für die vorliegende Arbeit wurde für PHOS ein Rapiditätsbereich von $dy = 1.6$ und für das EMCal ein Bereich von $dy = 1.6$ verwendet. Um eine physikalische Aussage zu treffen, muss das rohe Spektrum abschließend mit verschiedenen Korrekturen korrigiert werden.

Aufgrund des beschränkten Detektorraumbereichs, können nicht alle Mesonen aufgenommen werden. Aus dem zwei Photonenzерfall der Mesonen werden manchmal nicht beide Photonen die Detektoren eintreffen, weshalb es zur Bildung von Untergrund aus falsch kombinierten Cluster kommt. Um das Problem zu lösen, wird anhand von einer Monte-Carlo-Simulation das Experiment mit den gleichen geometrischen Bedingungen simuliert und versucht, die Anzahl der produzierten Teilchen zu bestimmen, um das Spektrum zu korrigieren. Deshalb ist die geometrische Akzeptanz ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon auf den Detektor auftrifft. Sie ist definiert als das Verhältnis der geometrisch akzeptierten Mesonen ($N_{akzeptierte}$), wenn also beide Photonen, die aus einem Zerfall entstanden sind, im Detektor landen, zu den insgesamt produzierten Mesonen ($N_{produzierte}$). Die produzierten Mesonen entsprechen der gesamten Anzahl der mit Monte-Carlo generierten Mesonen. Die Korrektur

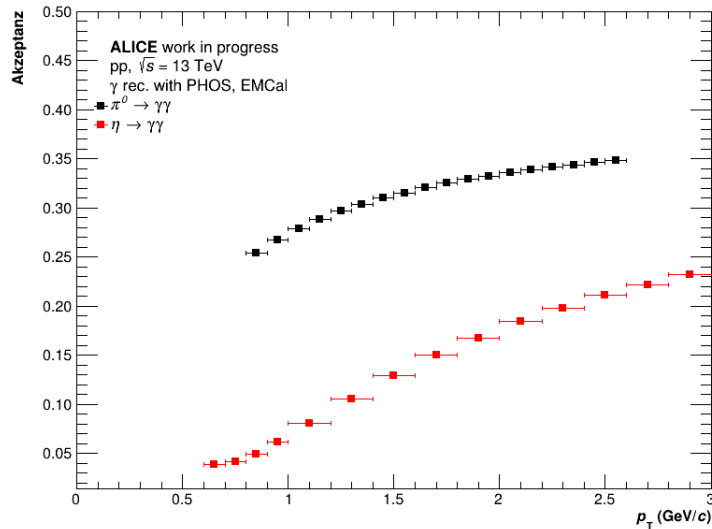
Abbildung 17: Unkorrigiertes p_T Spektrum von η und π^0 .

mit der Akzeptanz wird für jedes p_T -Intervall angewendet.

$$A = \frac{N_{akzeptierte}}{N_{produzierte}} \quad (4.10)$$

Abbildung 18 (links) zeigt die geometrische Akzeptanz für das π^0 und η . Mit höherem p_T steigt die Akzeptanz, denn der Öffnungswinkel zwischen den zerfallenden Photonen wird kleiner und daher wird es wahrscheinlicher, dass sie den Detektor treffen. Im low p_T Bereich, d. h. im Bereich $0 < p_T < 3\text{GeV}/c$ ist es wahrscheinlicher, dass Photonen im EMCal Detektor landen und nicht im DCal. Die Abbildung zeigt außerdem nur Bereiche, in dem die Signalextraktion gemacht wurde. Deshalb beschreibt sie nicht den gesamten geometrischen Akzeptanzbereich der Detektoren.

Eine weitere Korrektur, die durchgeführt werden sollte, ist die Korrektur der mit Clustern rekonstruierten Teilchen. Bei der Bildung der Cluster werden durch *Cuts* manche Mesonen ausgeschlossen. Durch den Energie-*Cut* zum Beispiel kann es dazu kommen, dass gebildete Cluster keine ausreichende Energie besitzen, damit sie akzeptiert werden. Ein weiterer Grund ist der Öffnungswinkel aus dem Zerfall, denn wenn er zu klein ist, kann es vorkommen, dass die beiden Photonen zu einem Cluster gebildet werden. Anschließend muss auch berücksichtigt werden, dass bei der Summation der Mesonen aus dem Signal nicht alle Mesonen summiert werden, da man einen intuitiven Bereich gewählt hat. All diese Effekte werden mit der Re-

Abbildung 18: Geometrische Akzeptanz des π^0 und η .

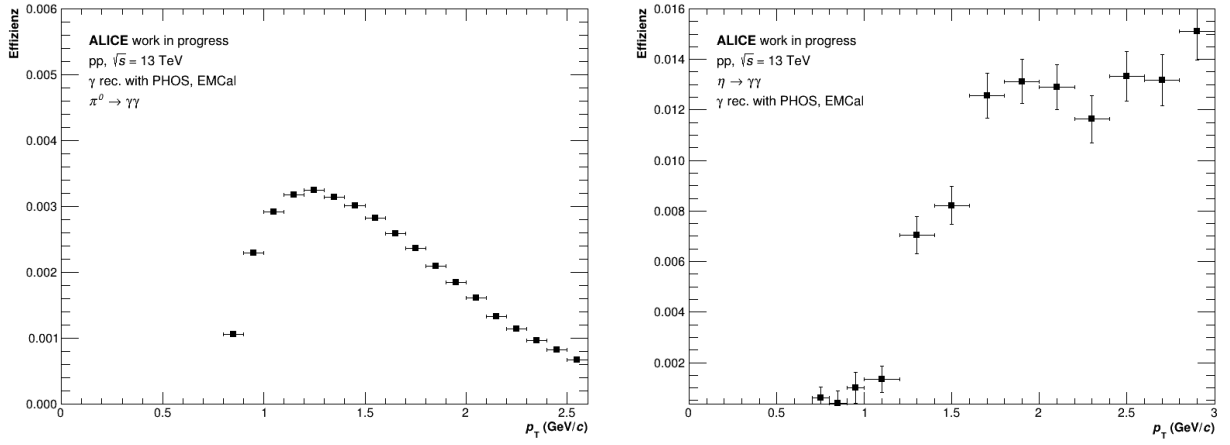
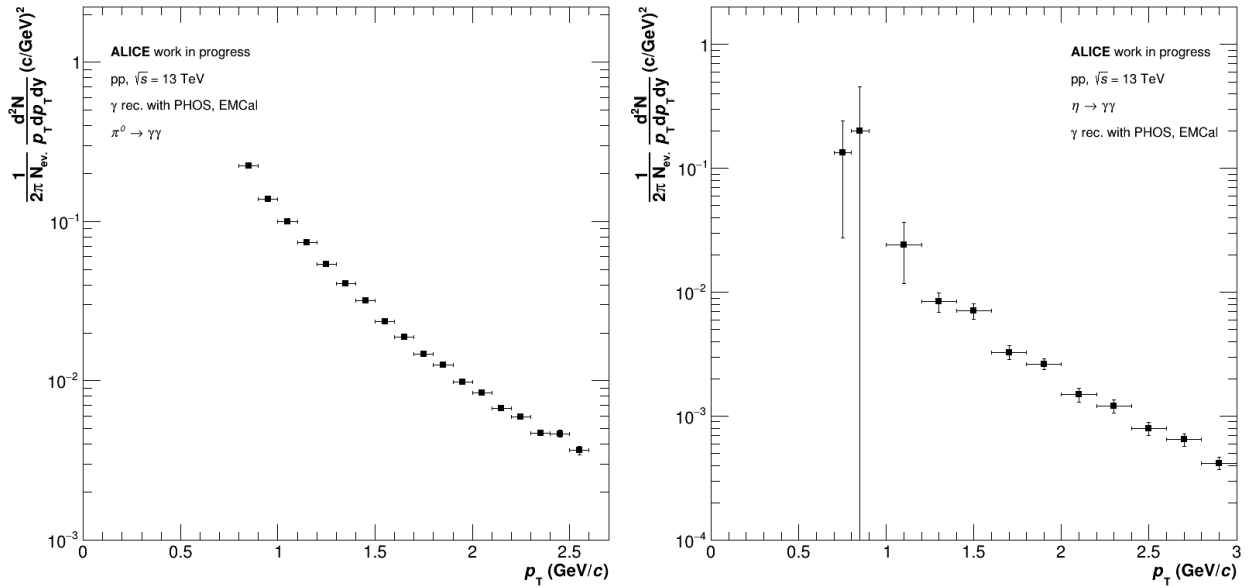
konstruktionseffizienz aus MC-Simulationen korrigiert. Sie ist definiert als das Verhältnis der rekonstruierten Mesonen ($N_{rekonstruiert}$) zu den akzeptierten Mesonen ($N_{akzeptierte}$).

$$\epsilon = \frac{N_{rekonstruiert}}{N_{akzeptierte}} \quad (4.11)$$

In der Abbildung 19 sieht man die Rekonstruktionsffizienz aus der MC-Simulation des π^0 (links) und des η (rechts) Mesons. Beim π^0 steigt die Effizienz mit steigendem p_T zuerst an, denn gleichzeitig steigt auch die Energie der Photonen. Ab einem Wert von $p_T \approx 1.1$ GeV/c sinkt die Effizienz, weil der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen kleiner wird und deshalb werden die Cluster der beiden Photonen zu einem zusammengefasst. Den gleichen Effekt erkennt man auch beim η Meson. Man sieht allerdings, dass sie in diesem Bereich nur steigt, es aber wird erwartet, dass sie bei höherem p_T ein Maximum erreicht und wieder sinkt. Das rohe Spektrum wird mit beiden Korrekturfaktoren angepasst und es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$korrigiertes\ Spektrum = \frac{1}{2\pi N_{event}} \frac{1}{\epsilon A} \frac{d^2 N_{Meson,rec}}{p_T dp_T dy} \quad (4.12)$$

In der Abbildung 20 sieht man das lorentz-invariante korrigierte Spektrum für das π^0 und η . Die horizontalen Linien auf den Datenpunkten bezeichnen die Größe der p_T -Intervalle. Die vertikalen Linien auf den Datenpunkten zeigen die statistische Unsicherheit, die bei der Rekonstruktion und Signalextraktion der Mesonen entstanden ist. Auch hier sieht man, dass

Abbildung 19: Rekonstruktionseffizienz des π^0 (links) und η (rechts).Abbildung 20: Lorentz-invariantes korrigiertes Spektrum des π^0 Mesons.

mit großem p_T die Anzahl der akzeptierten Mesonen sinkt. Sie ist vergleichsweise hoch, jedoch lassen sie sich aufgrund des Verschmelzens der Cluster nicht mehr rekonstruieren und daher gibt es einen Effizienzverlust. Das wurde korrigiert aber insgesamt fällt das Spektrum für größer werdende p_T ab. Beim η Meson erkennt man bei $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ dass die Unsicherheiten viel größer sind. Deshalb wird anhand dieses Spektrum gezeigt, dass die Methode insgesamt nicht sehr gut geeignet ist, wenn man in kleineren p_T messen möchte.

5 Zusammenfassung

Bislang wurde im ALICE-Experiment eine π^0 und η Analyse bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 13$ TeV mit verschiedenen und einzelnen Kalorimetern durchgeführt. Diese Messung kann noch erweitert werden. Für die vorliegende Arbeit wurde die Kombination aller Kalorimeter betrachtet. Genauer gesagt, wurden die Kalorimeter EMCal, DCal und PHOS verwendet. Die EMCal und DCal Detektoren wurden als ein Detektor betrachtet, weshalb beide als EMCal bezeichnet wurden. Die Daten dieser Arbeit stammen aus den Jahren 2016, 2017 und 2018. Hier wurden sowohl Daten als auch Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Die Daten wurden mit Photonen anhand der an den Kalorimetern gemessenen Energie rekonstruiert. Hier wurde der zwei Photonen Zerfallskanal der Mesonen für die Rekonstruktion der invarianten Masse verwendet. Für die Rekonstruktion der invarianten Masse der Mesonen wurden Kombinationen aus *Same Events* verwendet. Der Teil des entstandenen Untergrunds wurde mit der *Mixed-Event*-Methode bestimmt. Anschließend wurde die berechnete invariante Masse gegen des Transversalimpulses der Mesonen geplottet. Das Ergebnis der Auftragung entspricht einem Spektrum, aus dem eine Signalextraktion vorgenommen wurde. Aus dem Signal wurde der Untergrund abgezogen.

Das extrahierte Signal wurde anschließend mit einer Funktion parametrisiert, die aus einer Gauß-Funktion, einer *Tail*-Komponente besteht. Das Ergebnis der Signalextraktion war eine Folgerung einer systematischen Cut-Variation. Als *Cuts* wurden die Clusterenergie beider Detektoren und der Aufnahmezeitpunkt des PHOS-Detektors variiert. Als Maß für den Vergleich des Signals wurde die Signifikanz und das Verhältnis des Signals zum Untergrund verwendet. Die *Cut*-Variationen des η haben einige Schwankungen gezeigt. Weshalb man sich an die Ergebnisse des π^0 Mesons orientiert hat. Nachdem der optimalste *Cut* aus den verwendeten *Cuts* gewählt wurde, wurde der Lorentz-Invariante-Yield berechnet. Doch zuerst wurde der *Raw Yield* mit der Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz korrigiert.

Die Ergebnisse der π^0 Mesonen liefern sehr gute Ergebnisse. Die Ergebnisse der η Mesonen dagegen zeigen bei kleinem Transversalimpuls große statistische Unsicherheiten, dass zum hohen Untergrund zurückzuführen ist. Deshalb ist diese Messung für $p_T < 1$ GeV/ c nicht geeignet. Man könnte in Zukunft die η Mesonen mit einem Pre-Filter aus der Detektorkombination extrahieren.

Anhang

Rekonstruktion des Mesons mit Hilfe der invarianten Masse

Um die invariante Masse eines neutralen Mesons zu berechnen, nutzt man die Viererimpulse zweier Photonen aus. Ein Viererimpuls ist aus der Relativitätstheorie folgendermaßen definiert:

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}^2 = m^2 \quad (5.1)$$

Die invariante Masse des Mesons ist dann das Skalarprodukt der Viererimpulsen der beiden Photonen.

$$\begin{aligned} M_{\gamma\gamma} &= \sqrt{\begin{pmatrix} E_{\gamma 1} \\ \vec{p}_{\gamma 1} \end{pmatrix}^2 + \begin{pmatrix} E_{\gamma 2} \\ \vec{p}_{\gamma 2} \end{pmatrix}^2} \\ &= \sqrt{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2})^2} \\ &= \sqrt{E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} + \vec{p}_{\gamma 1}^2 + \vec{p}_{\gamma 2}^2 - 2\vec{p}_{\gamma 1}\vec{p}_{\gamma 2}} \\ &= \sqrt{m_{\gamma 1}^2 + m_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2p_{\gamma 1}p_{\gamma 2} \cos(\theta_{\gamma 1\gamma 2})} \\ &= \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} (1 - \cos(\theta_{\gamma 1\gamma 2}))} \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde die Information verwendet, dass Photonen keine Ruhemasse haben, also $m_\gamma = 0$ gilt. Damit folgt auch, dass die Energie der Photonen gleich ihrem Impuls ist ($E_\gamma = p_\gamma$).

Berechnung des longitudinalen und transversalen Impulses p_T

Experimentell legt man die z-Achse des kartesischen Koordinatensystems als Strahlachse. Ein Teilchenstrahl mit dem Impuls \vec{p} fliegt durch den Beschleuniger. Der Impulsvektor kann in zwei Komponenten zerlegt werden, in eine Longitudinale (p_L) und in eine Transversale (p_T).

$$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z) \quad (5.2)$$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (5.3)$$

$$p_L = p_z \quad (5.4)$$

Der longitudinale und transversale Impuls hängen mit folgender Beziehung zusammen:

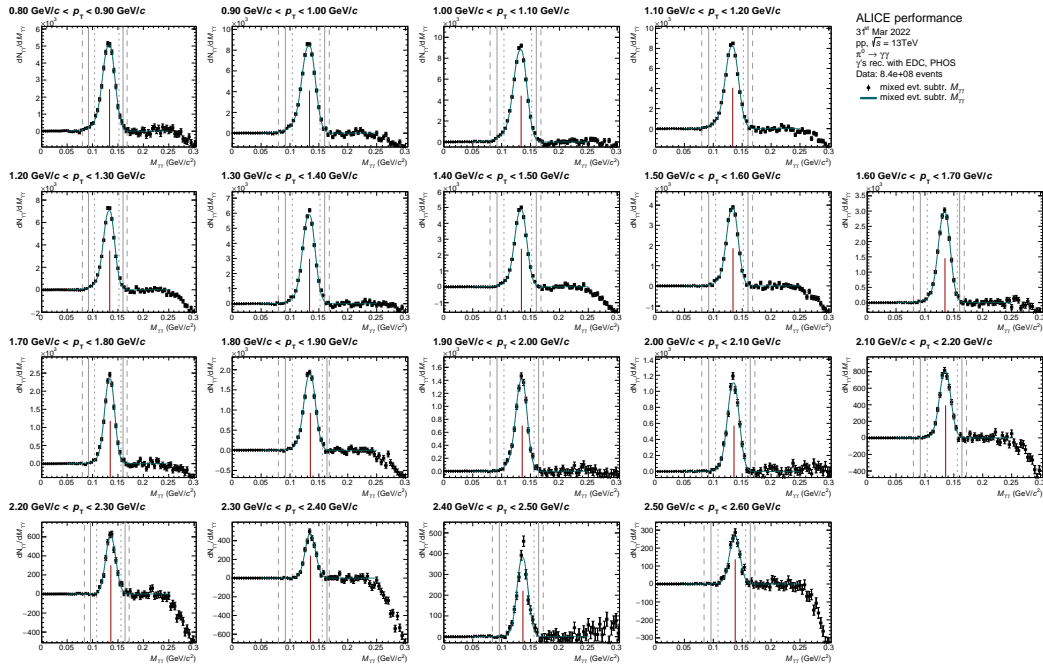
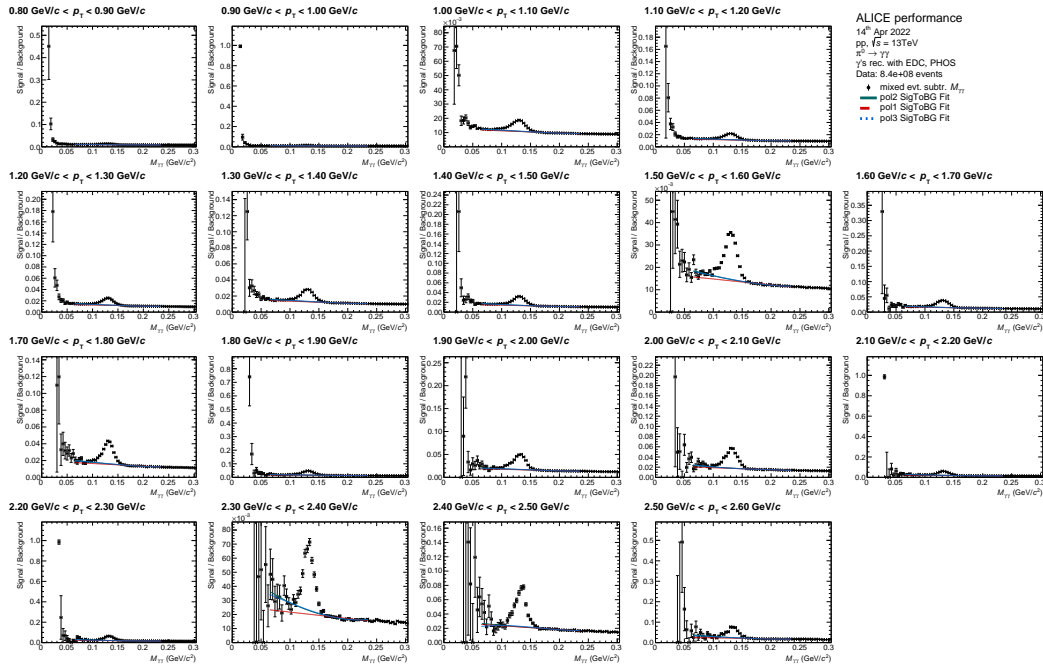
$$|\vec{p}| = \sqrt{p_L^2 + p_T^2} \quad (5.5)$$

Berechnung der Rapidität

Eine weitere Beschreibung des longitudinalen Impulses ist die Rapidität (y). Im Vergleich zum longitudinalen Impuls, der nicht lorentz-invariant ist, verhält sich die Rapidität unter solchen Situationen additiv. Sie ist wie folgt definiert:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (5.6)$$

Die Abbildungen auf den nächsten Seiten zeigen Ergebnisse und Informationen, die für die Analyse relevant sind.


 Abbildung 21: Signalextraktion von π^0 Mesonen Daten in verschiedenen p_T -Bereichen.

 Abbildung 22: Verhältnis der Einträge der *Same-* über *Mixed-*Events für π^0 und mit einem Polynom 1. Ordnung parametrisiert.

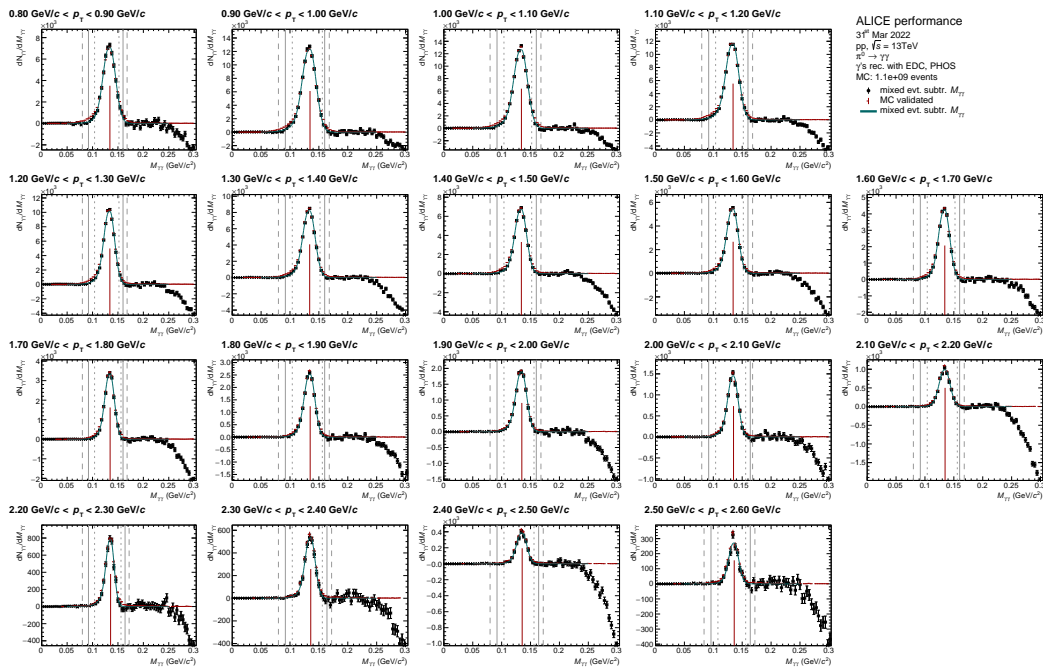


Abbildung 23: Signalextraktion von π^0 Mesonen aus MC-Simulation in verschiedenen p_T -Bereichen.

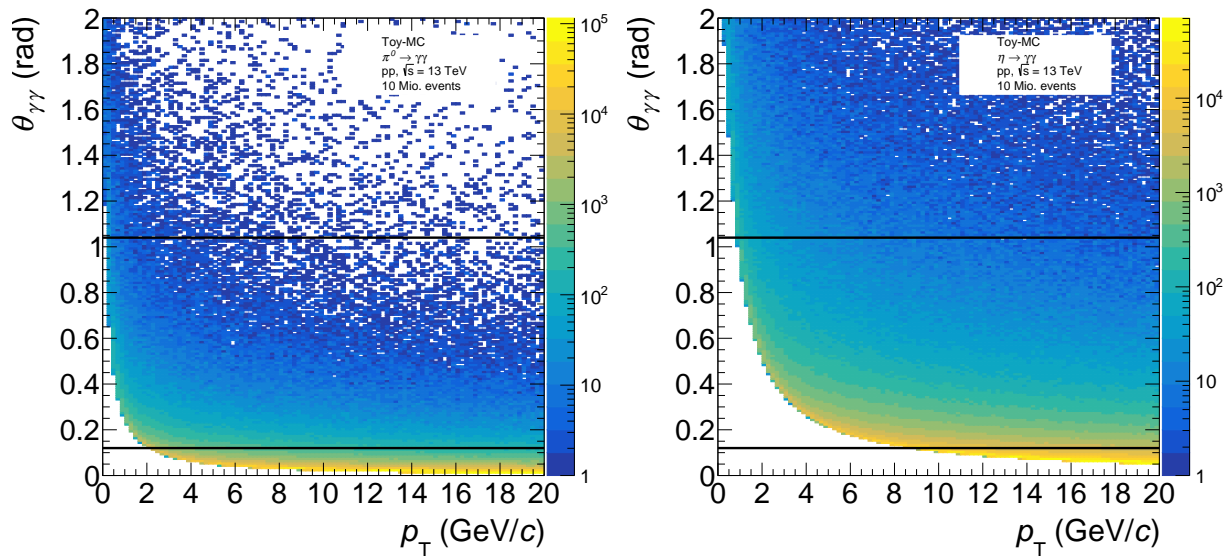


Abbildung 24: Öffnungswinkel in Abhängigkeit von p_T aus einer MC-Simulation für π^0 und η . Die schwarze horizontale Linien auf den Spektren stellen den Akzeptanzbereich der Detektoren dar.

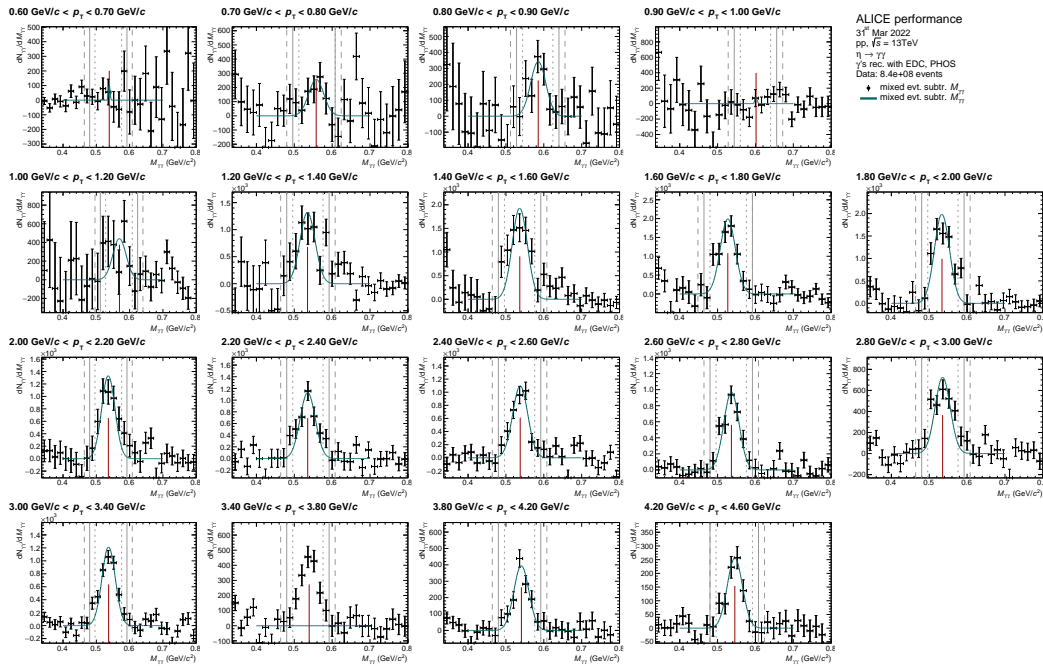


Abbildung 25: Signalextraktion von η Mesonen Daten in verschiedenen p_T -Bereichen bei einer minimalen PHOS-Clusterenergie von $0.3 \text{ GeV}/c$.

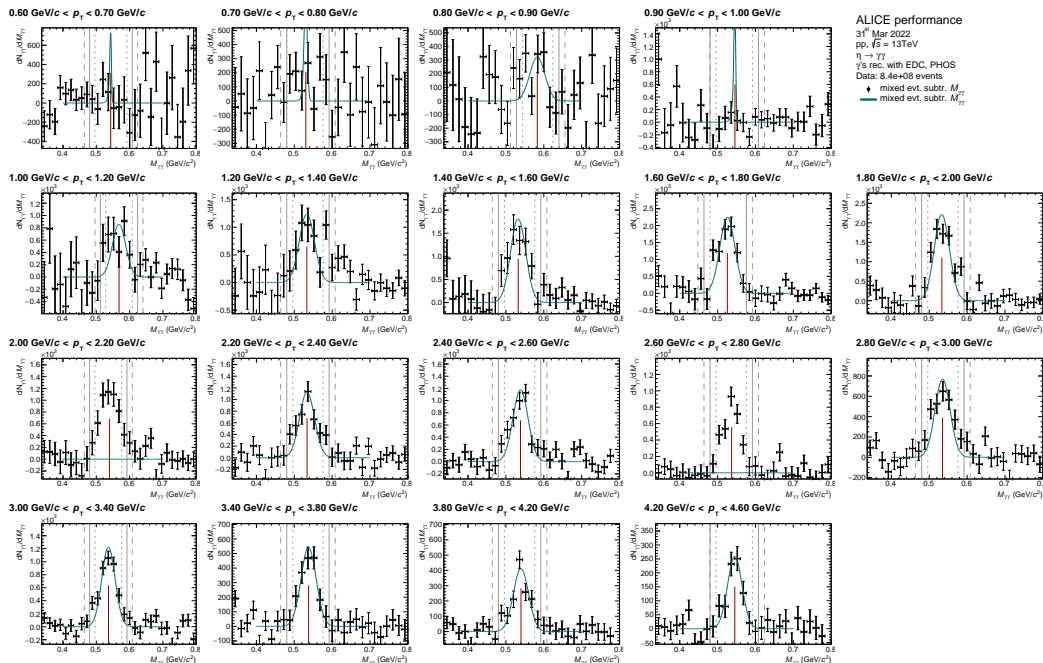


Abbildung 26: Signalextraktion von η Mesonen Daten in verschiedenen p_T -Bereichen bei einer minimalen PHOS-Clusterenergie von $0.2 \text{ GeV}/c$.

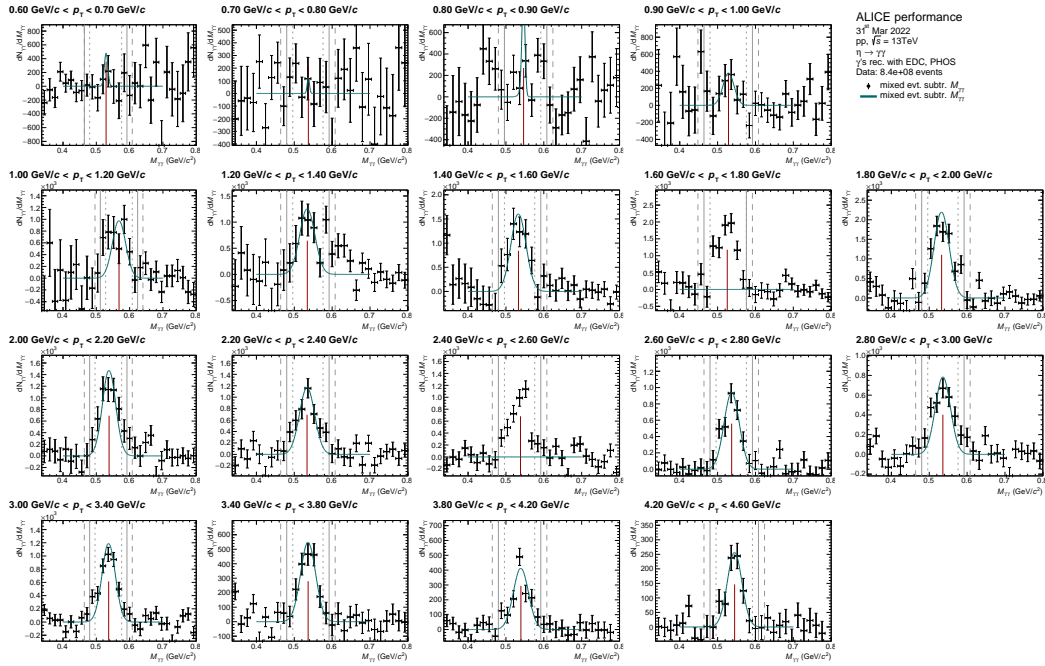


Abbildung 27: Signalextraktion von η Mesonen Daten in verschiedenen p_T -Bereichen bei einer minimalen PHOS-Clusterenergie von $0.1 \text{ GeV}/c$.

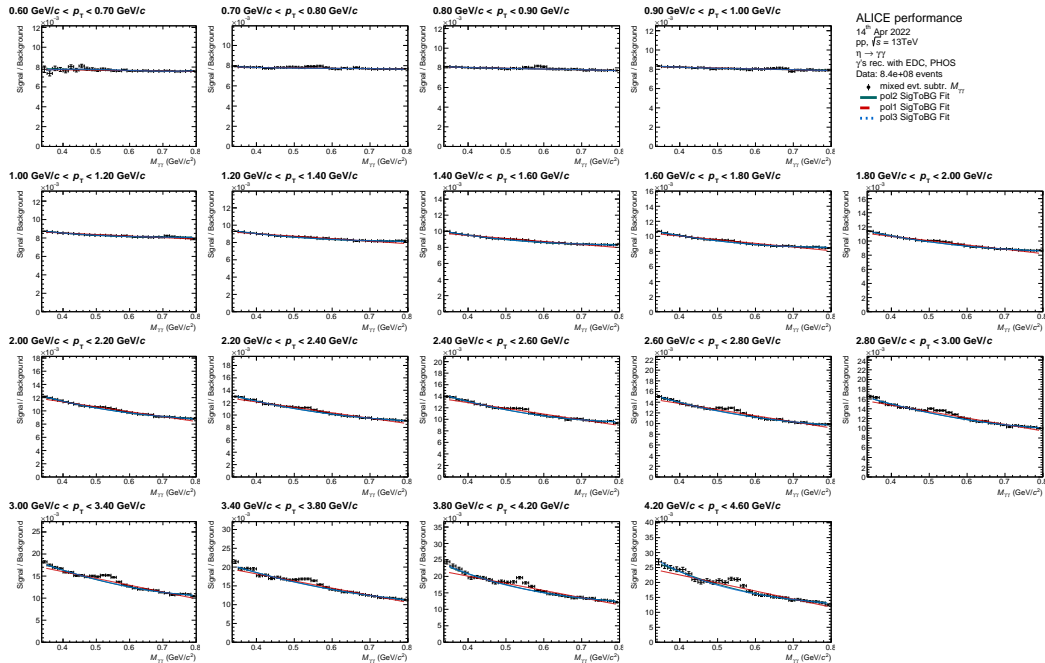


Abbildung 28: Verhältnis der Einträge der *Same-* über *Mixed-*Events für η und mit einem Polynom 1. Ordnung parametrisiert.

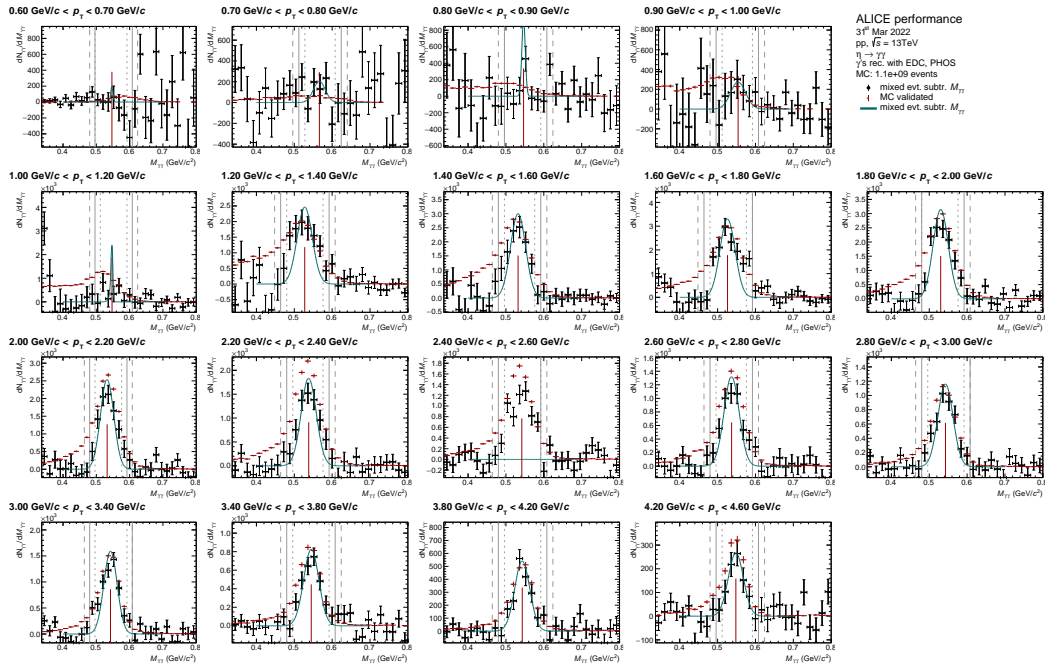


Abbildung 29: Signalextraktion von η Mesonen aus MC-Simulationen in verschiedenen p_T -Bereichen.

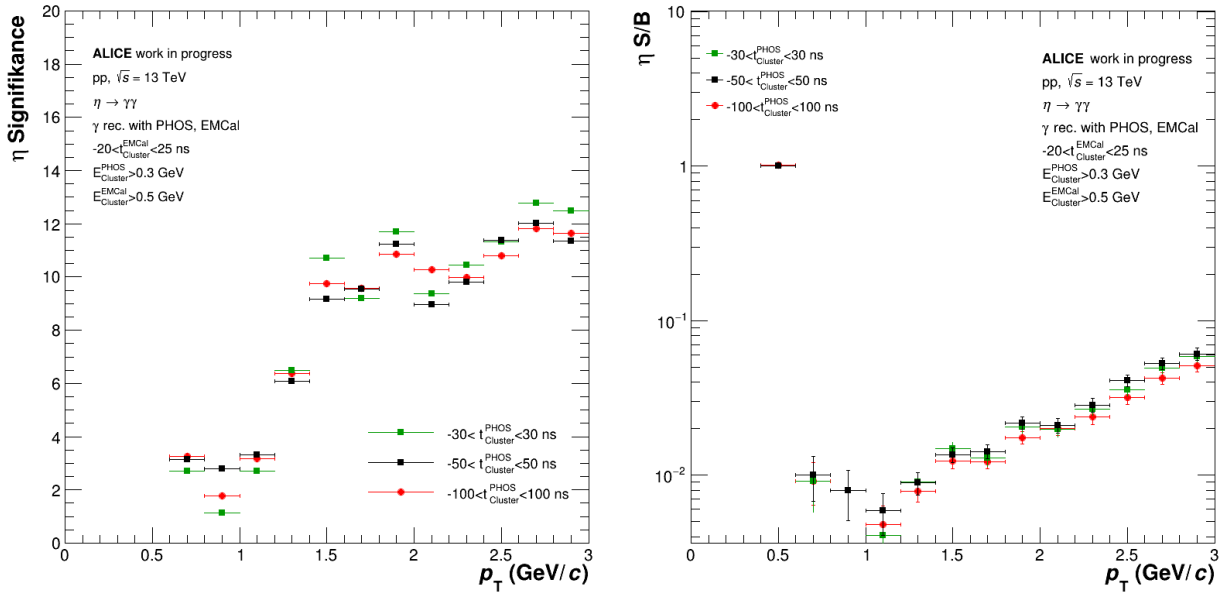


Abbildung 30: Signifikanz (links) und Singal über Untergrund (rechts) bei Variation des Aufnahmezeitpunkts bei festgelegter Clusterenergie. Im unteren Block wird das Verhältnis der beiden oberen Cuts gebildet.

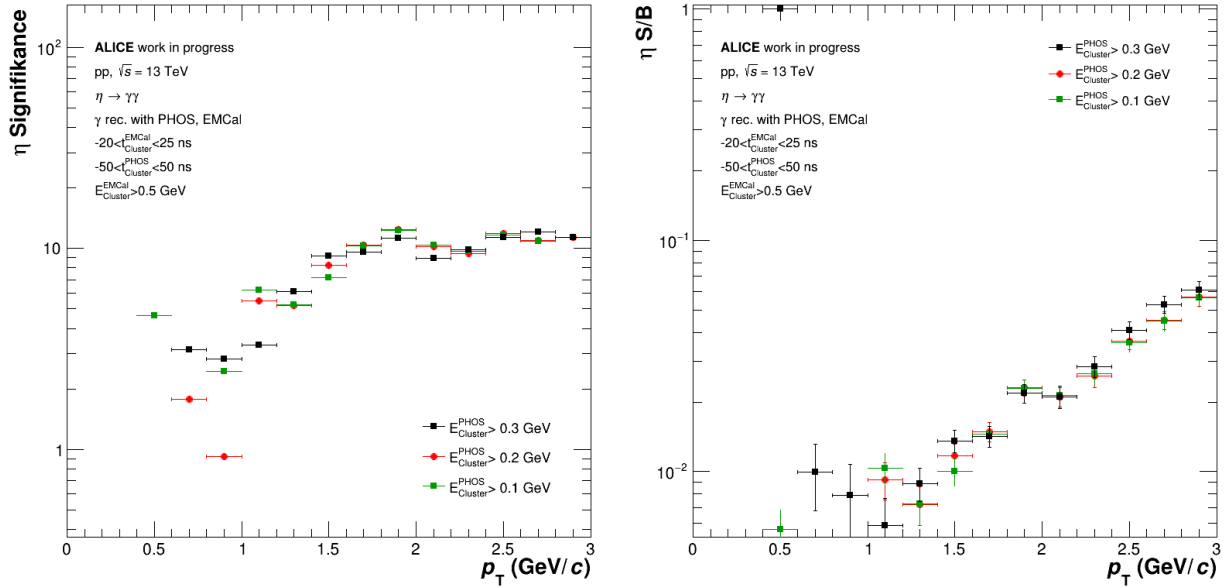


Abbildung 31: Signifikanz (links) Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des PHOS-Detektors.

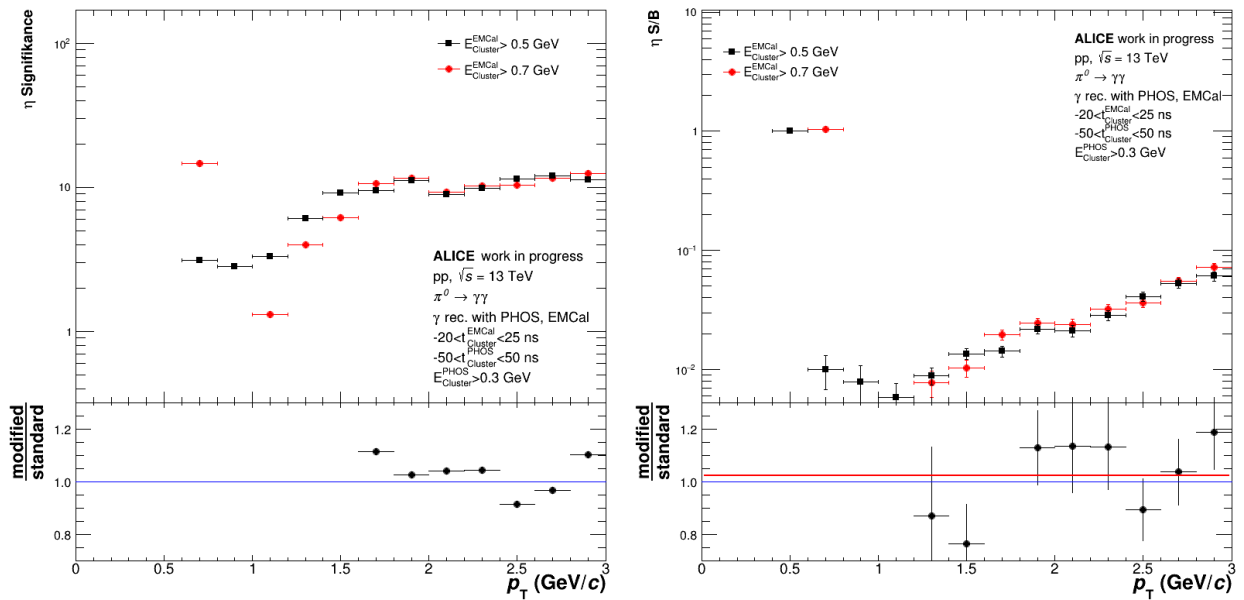


Abbildung 32: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des EMCal-Detektors.

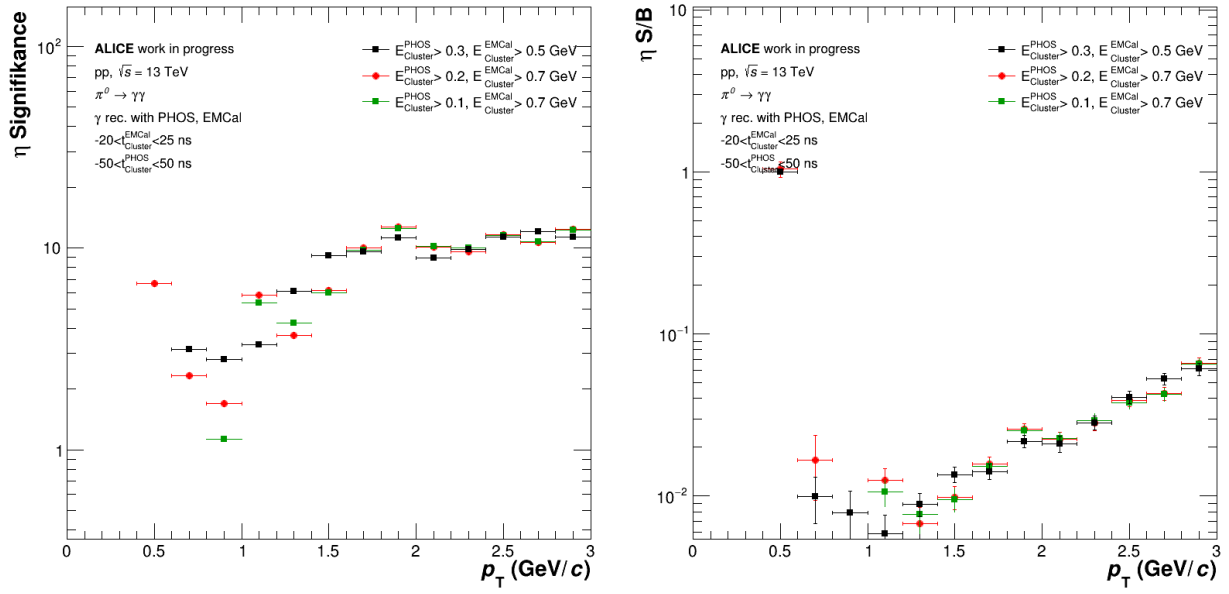


Abbildung 33: Signifikanz (links) und Signal über Untergrund (rechts) bei Variation der Clusterenergie des EMCal- und PHOS-Detektors.

Literaturverzeichnis

- [1] Webseite, 07.10.2021,
<https://de.cleanpng.com/png-buxnvq/>
- [2] Webseite, 07.10.2021,
<https://arxiv.org/pdf/1001.0570v1.pdf>
- [3] Webseite, 06.10.2021,
https://media.springernature.com/original/springer-static/image/chp%3A10.1007%2F978-3-662-57820-9_11/MediaObjects/371762_1_De_11_Fig11_HTML.png
- [4] Webseite, 06.10.2021,
<https://www.gauss-centre.eu/results/elementaryparticlephysics/article/numerical-determination-of-the-phase-diagram-of-nuclear-matter/>
- [5] Buch, Jörn Bleck-Neuhaus, Elementare Teilche, 2. Auflage
- [6] Webseite, 17.01.2022,
<https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e>
- [7] Buch, Bogdan PoVh, 9. Auflage, Seiten 104, 240
- [8] 17.01.2022,
<https://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-pi-zero.pdf>
- [9] Webseite, 24.02.2022,
<https://pdg.lbl.gov/2014/listings/rpp2014-list-eta.pdf>
- [10] Webseite, 06.10.2021,
https://de.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider#/media/Datei:Cern-accelerator-complex.svg
- [11] Webseite, 23.02.2022,
https://www.weltmaschine.de/cern_und_lhc/cern/
- [12] Webseite, 10.02.2022,
<https://home.web.cern.ch/news/news/accelerators/first-images-collisions-13-tev>

- [13] Webseite, 09.02.2022,
<https://atlas.cern/discover/physics/higgs>
- [14] Webseite, 09.02.2022,
<https://home.cern/science/experiments/lhcb>
- [15] Webseite, 06.10.2021,
http://cds.cern.ch/record/2263642/files/ALICE_RUN2_labels_HR.png?subformat=icon-1440
- [16] Webseite, 06.02.2022,
<https://alice.cern/>
- [17] Webseite, 08.10.2021,
https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/emcal
- [18] Webseite, 07.10.2021,
<https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ElecMagCalorimetry/EMCal.png>
- [19] Webseite,08.10.2021,
<https://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/V0-6-Kalorimeter.pdf>
- [20] Webseite,08.10.2021,
<https://de.wikipedia.org/wiki/Szintillator>
- [21] Webseite,08.10.2021
https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/emcal
- [22] Webseite, 06.10.2021,
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/293/1/012043/pdf>
- [23] Webseite, 24.01.2022
<http://cds.cern.ch/record/1272952/files/ALICE-TDR-014-ADD-1.pdf?version=1>
- [24] Webseite, 07.10.2021
<https://alice-collaboration.web.cern.ch/node/34980>
- [25] Webseite, 11.10.2021
<http://cds.cern.ch/record/629679>

- [26] Webseite, 28.11.2021,
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/14/05/P05025/pdf>

Danksagung

„Wer nach geistigen Gütern strebt, strebt nach göttlicherem, wer nach leiblichen, nach irdischem“ (Demokrit). In diesem Sinne möchte ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Henner Büsching für die Gelegenheit, an dieser Analyse zu arbeiten, und für die Betreuung meiner Bachelorarbeit bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei Adrian Mechler für die Betreuung und für die Zweitgutachtung meiner Bachelorarbeit. Ich danke auch all den Bachelor und Masterstudenten und Doktoranden der Arbeitsgruppe, die mir beim Verstehen des in dieser Arbeit angewendeten physikalischen Wissens geholfen haben. Besonders möchte ich mich bei Joshua König, Marvin Hemmer, Mario Kruger, Youssef El Mard, Patrick Huhn, Fabian Pliquett, Tim Rogoschinski, Nicolas Justus Strangmann, Johannes Keul, Jan Schöngarth und Antonia Gemmerich bedanken. Zum Schluss möchte ich mich auch bei meiner Familie für die Unterstützung bedanken.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich meine Arbeit selbstständig und ohne die Verwendung außer der im Literaturverzeichnis liegenden fremden Quellen geschrieben habe. Alle Stellen in dieser Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir kenntlich gemacht worden.

Frankfurt am Main, 26. April 2022

Dani Ateyeh