

---

Messung neutraler Pionen in  
pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV mit  
dem ALICE-EMCal Detektor

---

Bachelorarbeit

von

Adrian Mechler

30. Juni 2016

Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt

Fachbereich 13

Institut für Kernphysik

Betreuer:

Prof. Dr. Henner Büsching (Erstgutachter)

Dr. Baldo Sahlmüller (Zweitgutachter)

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>0</b> | <b>Einleitung</b>                                      | <b>2</b>  |
| <b>1</b> | <b>Standardmodell der Teilchenphysik</b>               | <b>3</b>  |
| 1.1      | Klassifizierung subatomarer Teilchen . . . . .         | 3         |
| 1.2      | Starke Wechselwirkung und Quark Gluon Plasma . . . . . | 5         |
| <b>2</b> | <b>Experimenteller Aufbau</b>                          | <b>9</b>  |
| 2.1      | CERN . . . . .   | 9         |
| 2.2      | Large Hadron Collider . . . . .                        | 9         |
| 2.3      | ALICE . . . . .  | 10        |
| 2.4      | Kalorimeter . . . . .                                  | 13        |
| <b>3</b> | <b>Analyse</b>   | <b>16</b> |
| 3.1      | Auswahl der Daten . . . . .                            | 16        |
|          | Datensatz . . . . .                                    | 16        |
|          | Auswahl der <i>Events</i> . . . . .                    | 16        |
|          | Auswahl der <i>Cluster</i> . . . . .                   | 17        |
| 3.2      | Peak Extraktion . . . . .                              | 19        |
|          | Rekonstruktion . . . . .                               | 19        |
|          | Parametrisierung des extrahierten Signals . . . . .    | 22        |
|          | Anzahl neutraler Pionen . . . . .                      | 25        |
| 3.3      | Korrektur der Daten . . . . .                          | 25        |
|          | Geometrische Akzeptanz . . . . .                       | 26        |
|          | Rekonstruktionseffizienz . . . . .                     | 27        |
|          | Neutrale Pionen aus sekundären Zerfällen . . . . .     | 28        |
| 3.4      | Systematische Unsicherheiten . . . . .                 | 29        |
|          | Variationen der Analyse- <i>Cuts</i> . . . . .         | 29        |
|          | Peak Extraktion . . . . .                              | 29        |
|          | Monte-Carlo . . . . .                                  | 33        |
|          | Lorentz-invarianter Yield . . . . .                    | 33        |
| <b>4</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                    | <b>37</b> |
| <b>5</b> | <b>Anhang</b>  | <b>38</b> |

## 0 Einleitung

Die Wissenschaften versuchen seit jeher die Welt in der wir leben zu verstehen. Insbesondere versucht die Teilchenphysik den Aufbau der Materie zu beschreiben. Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Bausteine und fundamentalen Prozesse im Universum. Diese sind die sechs Quarks (*up*-, *down*-, *charm*-, *strange*-, *top*- und *bottom*-Quark), und ihre Anti-Teilchen, die Anti-Quarks, so wie drei geladene Leptonen Elektron, Myon und Tauon mit ihren jeweiligen Neutrino Partnern (Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino und Tau-Neutrino). Für die fundamentalen Prozesse sind Austauschteilchen, sogenannte Eichbosonen, verantwortlich. Das Standardmodell beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung (Photon), die starke Wechselwirkung (Gluon) und die schwache Wechselwirkung ( $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z$ ). Aktuelle Forschungen befassen sich mit einem Phänomen der starken Wechselwirkung, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP). Hierbei handelt es sich um einen Zustand extrem dichter und heißer Materie, in dem Quarks und Gluonen die relevanten Freiheitsgrade sind. In diesem Zustand hat sich das Universum nach dem heutigen Wissensstand kurz nach dem Urknall befunden. Man geht davon aus, dass auch im Inneren von Neutronensternen eine ähnliche Umgebung herrscht, diese kann allerdings nicht experimentell untersucht werden. In leistungsfähigen Beschleunigern kann für kurze Zeit ein lokales QGP hergestellt werden, indem schwere Ionen mit hohen Energien zur Kollision gebracht werden. Um die Effekte des QGP zu untersuchen, werden Messergebnisse aus Schwerionen-Kollisionen mit Ergebnissen aus Proton-Proton-Kollisionen verglichen.

Ziel der Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, ist eine Messung von neutralen Pionen in Proton-Proton-Kollisionen abhängig von ihrem Transversalimpuls. Die neutralen Pionen werden über ihren dominanten Zerfallskanal in zwei Photonen rekonstruiert, da die Pionen selbst kurz nach ihrer Entstehung zerfallen. Die Zerfallsphotonen werden mit dem ALICE-EMCal-Kalorimeter gemessen. Mit Hilfe von *Monte-Carlo*-Simulationen werden die aus den Daten extrahierten Ergebnisse unter Berücksichtigung der Detektorantwort korrigiert, um die physikalische Messgröße, den Lorentz-invarianten Yield, zu erhalten.

# 1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Klassifizierung subatomarer Teilchen und drei der fundamentalen Wechselwirkungen (WW). Es beinhaltet die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Quanten-Elektro-Dynamik (QED) beschrieben, sie begleitet uns in unserem Alltag und ist die am besten verstandene Wechselwirkung. Phänomene der starken und schwachen Wechselwirkungen können auf makroskopischer Ebene nur indirekt beobachtet werden, ein Grund dafür ist die kurze Reichweite dieser Wechselwirkungen. Die vierte bekannte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, wurde aufgrund ihrer makroskopischen Effekte bereits früh entdeckt, ihre Beschreibung auf quantenphysikalischer Ebene ist noch nicht möglich. Sie ist daher im Standardmodell nicht enthalten. Für diese Arbeit ist vor allem die starke Wechselwirkung relevant.

Im Folgenden soll zunächst ein Überblick über die subatomaren Teilchen gegeben werden. Anschließend wird die Theorie der starken Wechselwirkung näher beschrieben.

## 1.1 Klassifizierung subatomarer Teilchen

Die sogenannten **Eichbosonen** sind für die Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen verantwortlich. Anschaulich wird bei einer Wechselwirkung ein Eichboson zwischen zwei Wechselwirkungspartnern ausgetauscht. Jedes Eichboson korrespondiert mit einer der fundamentalen Wechselwirkungen. Man unterscheidet zwei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, das Z-Boson, das eine schwache Wechselwirkung ohne elektromagnetischen Ladungsübertrag ermöglicht, und das W-Boson, das eine elektromagnetische Ladung in einer schwachen Wechselwirkung austauschen kann. Beide unterscheiden sich außerdem in ihrer Masse (vgl. Tabelle 1 oben). Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon, es trägt weder eine elektromagnetische Ladung noch eine Masse. Gleiches gilt für das Eichboson der starken Wechselwirkung, das Gluon. Es trägt allerdings eine Farbladung, die Ladung der starken Wechselwirkung. Die Eichbosonen haben einen Spin von  $J = 1$  und gehören zu den Elementarteilchen, sie sind punktförmig und haben keine innere Struktur (vgl. [JB10]). Dasselbe gilt für die elementaren Bausteine der Materie, die Quarks und Leptonen.

Die Kerne der normalen Materie, wie sie auf der Erde vorkommen, sind aus *up*- und *down*-**Quarks** aufgebaut. In Experimenten konnte man jedoch weitere, schwerere Quarks mit ähnlichen Eigenschaften nachweisen. Im Standardmodell werden die Quarks in Generationen unterteilt. Das *up*- und *down*-Quark gehören zur ersten Ge-

| Eichbosonen | WW             | em. Ladung   | Masse [ $GeV$ ]          |
|-------------|----------------|--------------|--------------------------|
| Photon      | elektromag. WW | $q = 0$      | $m = 0$                  |
| Z           | schwache WW    | $q = 0$      | $m = 91.1876 \pm 0.0021$ |
| $W^\pm$     | schwache WW    | $q = \pm 1e$ | $m = 80.385 \pm 0.015$   |
| Gluon       | starke WW      | $q = 0$      | $m = 0$                  |

| Generation | I        | II          | III        | elektromagnetische Ladung |
|------------|----------|-------------|------------|---------------------------|
| Quarks     | u (up)   | c (charm)   | t(top)     | $q = +2/3e$               |
|            | d (down) | s (strange) | b (bottom) | $q = -1/3e$               |
| Leptonen   | $\nu_e$  | $\nu_\mu$   | $\nu_\tau$ | $q = 0e$                  |
|            | e        | $\mu$       | $\tau$     | $q = -1e$                 |

Tabelle 1: **Oben:** Die subatomaren Teilchen im Standardmodell. **Unten:** Die Austausch-Teilchen der drei fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells [PDG14].

neration (vgl. Tabelle 1 unten). Man kennt drei Generationen von Quarks, in jeder Generation gibt es ein Quark mit der elektromagnetischen Ladung  $q = +2/3e^{(1)}$ , diese sind das *up*-, *charm*- und *top*-Quark. Bei *charm* und *top* spricht man von *up*-ähnlichen (engl. *uplike*) Quarks. Analog bezeichnet man *strange* und *bottom* als *down*-ähnlich (engl. *downlike*), sie tragen die elektromagnetische Ladung  $q = -1/3e$ . Quarks haben einen Spin von  $J = 1/2$  und gehören zu den elementaren Fermionen. Sie tragen die Ladung der starken Wechselwirkung (Farbladung) und haben eine Masse (vgl. [JB10]).

Ebenfalls zu den elementaren Teilchen gehören die **Leptonen**. Leptonen lassen sich analog zu den Quarks in Generationen einteilen, auch sie haben einen Spin von  $J = 1/2$ . Die geladenen Leptonen, das Elektron, Myon und Tauon, können leicht nachgewiesen werden. Sie tragen sowohl Masse als auch eine elektromagnetische Ladung  $q = -1e$ . Die drei ungeladenen Leptonen werden Neutrinos genannt, diese können nur schwach wechselwirken und sind daher schwer nachzuweisen. Auch Neutrinos tragen Masse, diese konnte bisher jedoch nicht direkt bestimmt werden. Man kann bisher lediglich eine obere Grenze von  $m_\nu < 2$  eV angeben. Die Neutrinos werden Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino und Tau-Neutrino genannt, sie bilden keine gebundenen Zustände. Geladene Leptonen dagegen bilden zusammen mit Nukleonen gebundene Zustände in Form von den Atomen (vgl. [JB10] und [PDG14]).

Quarks und Gluonen existieren nur in gebundenen Systemen. Diese nennt man **Hadronen**. Bindungen aus drei Quarks werden **Baryonen** genannt, diese besitzen einen halbzahligen Spin ( $J = 1/2$  oder  $J = 3/2$ ). Prominente Beispiele der Baryonen sind das Proton (uud) und Neutron (udd). Ebenfalls zu den Hadronen gehören

---

<sup>(1)</sup>  $e$  bezeichnet die Elementarladung

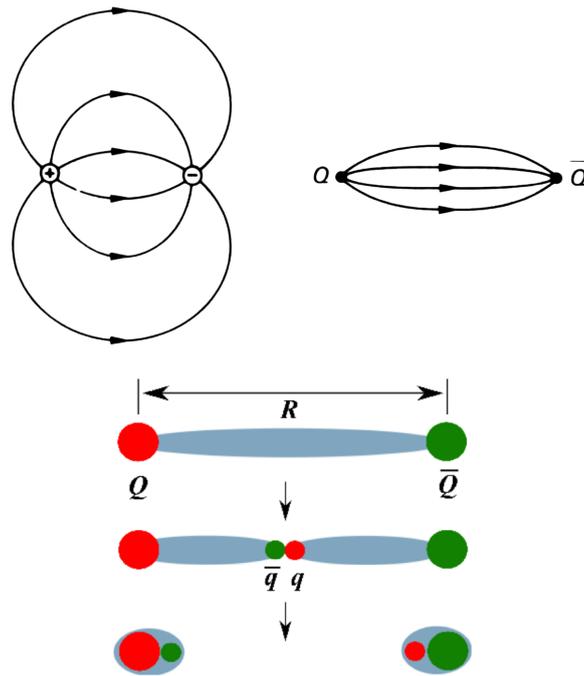


Abbildung 1: **Oben:** Feld der elektromagnetischen Wechselwirkung **links** und der starken Wechselwirkung **rechts** [HA13]. **Unten:** Produktion von Mesonen durch das Aufbrechen des *strings* zwischen einem Quark-Antiquark-Paar [IN16]

Bindungen aus einem Quark Antiquark Paar, diese werden **Mesonen** genannt und besitzen ganzzahligen Spin ( $J = 0$  oder  $J = 1$ ). Protonen und Neutronen bilden gebundene Zustände in Form von Atomkernen, in diesem Zusammenhang nennt man sie auch Nukleonen [JB10].

## 1.2 Starke Wechselwirkung und Quark Gluon Plasma

Die Quarks werden durch die starke Wechselwirkung (in Hadronen) gebunden. Die Austauschteilchen, die Gluonen, tragen die Ladung der starken Wechselwirkung, die sogenannte Farbe. Im Gegensatz zu den Photonen können Gluonen daher untereinander wechselwirken. Die Gluonen ziehen sich gewissermaßen selbst an. Dies hat Konsequenzen für das Feld, das sich zwischen gebundenen Quarks ausbildet. In Abbildung 1 oben sind die Feldlinien zwischen zwei elektromagnetischen Ladungen und das Farbfeld zwischen zwei Quarks gezeigt. Zwischen den Quarks bildet sich ein sogenannter *string* (Schlauch) im Farbfeld. Der attraktive Anteil des Potentials ( $r$ ) der starken Wechselwirkung steigt mit dem Abstand  $r$  an. Es gilt:

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} + \sigma r . \quad (1)$$

Hierbei ist  $-\frac{\alpha}{r}$  der Coulomb-Term,  $\sigma r$  beschreibt den attraktiven Anteil des Potentials. Dies hat zur Folge, dass stark gebundene Quarks nicht getrennt werden können, diese Eigenschaft bezeichnet man als *confinement*. Man unterscheidet zwei Phänomene der starken Wechselwirkung: einerseits die sogenannte asymptotische Freiheit der Quarks, die für sehr kleine Abstände und daher verschwindende starke Kraft eintritt. Andererseits das *confinement*: der *string* trägt ab einer gewissen Distanz zwischen den Quarks genug Energie, um im Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Die produzierten Quarks bilden dann Mesonen mit den ursprünglichen Quarks (vgl. Abbildung 1 unten).

Die Theorie der starken Wechselwirkung nennt man Quantenchromodynamik (QCD). Ein wichtiger Bestandteil der QCD ist, analog zur QED, die Ladung der Wechselwirkung. Die Ladung der starken Wechselwirkung ist die Farbladung, sie beinhaltet drei Farben (rot, grün und blau) und drei Anti-Farben (antirot, antigrün und antiblau). Die Farbladung wurde theoretisch motiviert, sie sagt nichts über die visuelle Farbe der Teilchen aus, sie spiegelt jedoch die Symmetrien von Hadronen wider. Quarks tragen eine Farbe, analog tragen Antiquarks eine Antifarbe. Gluonen hingegen tragen sowohl eine Farbe als auch eine Antifarbe und nehmen daher selbst an der Wechselwirkung teil. Hadronen sind stets farbneutral, dies ist entweder der Fall wenn sich eine Farbe und ihre Antifarbe neutralisieren, wie im Fall von Mesonen, oder alle drei Farben (bzw. Antifarben) einmal auftreten, wie im Fall von Baryonen. Für die Beschreibung der QCD werden dabei Methoden genutzt, die ursprünglich für die QED entwickelt wurden.

Eine exakte Berechnung der QCD ist schwierig, man verwendet daher vereinfachte Modelle. Die Schwierigkeit liegt unter anderem in der dynamischen Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$ . Zwischen der Kopplungskonstante der QED ( $\alpha \approx 1/137$ ) und  $\alpha_s$  liegen zwei Größenordnungen, zudem stellt heraus, dass  $\alpha_s$  stark abhängig vom Impulsübertrag  $Q^2$  ist:

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

Hierbei gibt  $\Lambda^2$  den sogenannten freien Skalenparameter an. Der Impulsübertrag  $Q^2$  hängt direkt mit dem Abstand der wechselwirkenden Teilchen zusammen. Ein kleiner Abstand führt zu einem großen Impulsübertrag, man spricht von “harten” Kollisionen. In Abbildung 2 oben ist  $\alpha_s$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  gezeigt. Für den Bereich der “harten” Kollisionen ist  $\alpha_s$  verhältnismäßig klein und im wesentlichen unabhängig von  $Q$ . In diesem Bereich sind störungstheoretische Berechnungen der QCD möglich, man nennt diese Rechnungen auch *perturbative* QCD (pQCD). Eine weitere Möglichkeit, um Berechnungen der QCD durchzuführen, sind die sogenannten Git-

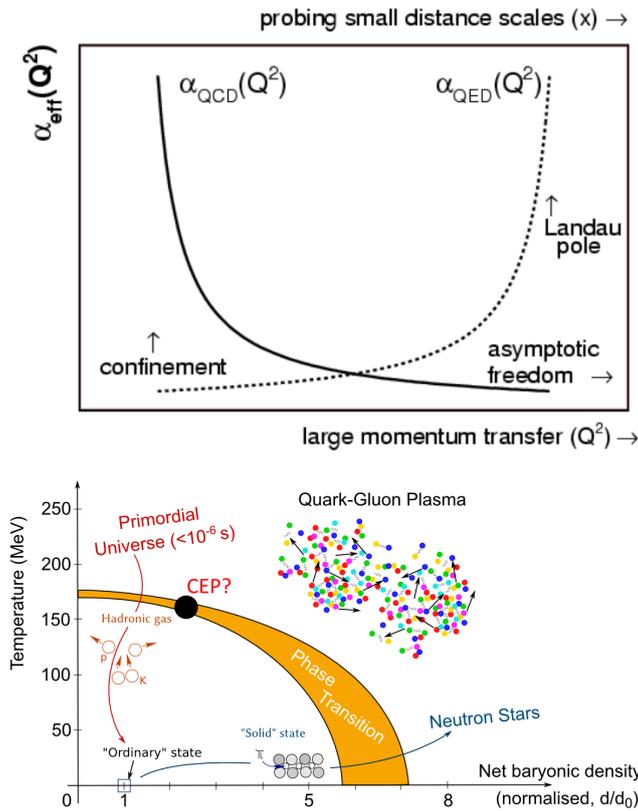


Abbildung 2: **Oben:** Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  als Funktion des Impulsübertrag [RC06]. **Unten:** Schematisches Phasendiagramm der Kernmaterie. Die Temperatur ist als Funktion der (Baryonen-)Dichte aufgetragen [IN16].

ter Eichtheorien, hierbei wird der dynamische Phasenraum in den vier Dimensionen von Raum und Zeit durch ein diskretes Gitter ersetzt, das nur endlich viele diskrete Werte zulässt. Dieser sogenannte *lattice approach* wurde 1974 vorgestellt, durch die steigende Leistung der Computer können immer kleinere Gitter-Abstände verwendet werden, wodurch die Ergebnisse verbessert werden.

Die asymptotische Freiheit sorgt für einen interessanten Effekt, der in Folgendem näher erklärt wird. Man geht davon aus, dass sehr heiße und dichte Materie nicht aus Hadronen sondern eher aus asymptotisch freien Quarks und Gluonen besteht. Laut kosmologischen Modellen hat sich das Universum kurz nach dem Urknall in einem solchen Zustand befunden. Abbildung 2 unten zeigt ein Phasendiagramm von Kernmaterie. Die Temperatur ist als Funktion der Netto Baryonen Dichte aufgetragen. Demnach befindet sich ein ausreichend dichtes und heißes Medium in diesen besonderen Zustand, den man Quark-Gluon-Plasma (QGP) nennt.

Die Eigenschaften eines QGP sind Bestandteil aktueller Forschungen (Man erwartet, dass in Schwerionen-Kollisionen bei hohen Energien für kurze Zeit ein QGP erzeugt wird, das experimentell untersucht werden kann). Um ein QGP erzeugen und untersuchen zu können, wurden verschiedene Experimente realisiert (z.B. ALICE, vgl.

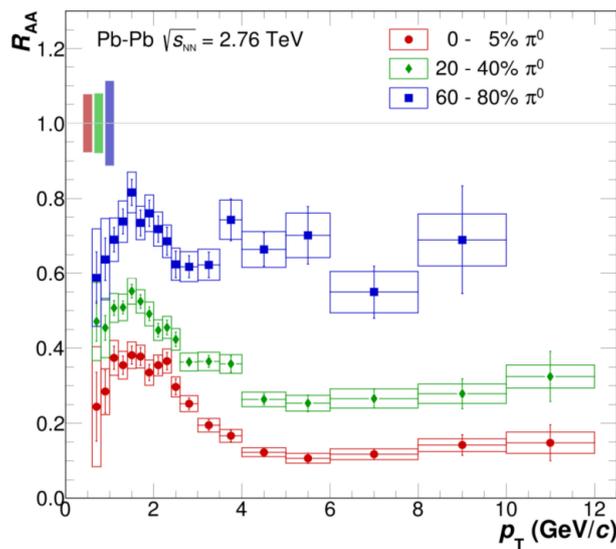


Abbildung 3: *Nuclear modification factor* ( $R_{AA}$ ) für die Produktion von  $\pi^0$  in Blei-Blei-Kollisionen bei einer Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV als Funktion von  $p_T$  [YK12].

Kapitel 2.4).

In einem einfachen Bild kann man sich Schwerionen-Kollisionen als eine Superposition vieler Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) vorstellen. Aufgrund der geringen Energiedichte entsteht allerdings in pp-Kollisionen kein QGP. Um Informationen über den QGP-Zustand zu extrahieren, werden daher Messungen von Schwerionen-Kollisionen mit Referenzmessungen aus pp-Kollisionen verglichen. Unterschiede zwischen diesen Messungen geben dann Aufschluss über unterdrückte oder bevorzugte Prozesse im QGP. Hierfür betrachtet man beispielsweise das Verhältnis von Teilchenspektren, das über den sogenannten *nuclear modification factor* ( $R_{AA}$ ) dargestellt wird. Abbildung 3 zeigt  $R_{AA}$  von neutralen Pionen als Funktion von  $p_T$  und der Zentralität der Kollision.

In dieser Arbeit soll eine  $p_T$  abhängige Messung neutraler Pionen durchgeführt werden. Es werden Daten aus pp-Kollisionen verwendet die bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV gemessen wurden. Eine entsprechende Energie kann aktuell für Schwerionen-Kollisionen nicht erreicht werden. In der Zukunft kann sie vielleicht trotzdem für die Berechnung von  $R_{AA}$  verwendet werden.

## 2 Experimenteller Aufbau

### 2.1 CERN

Die Europäische Organisation für Kernforschung CERN<sup>(2)</sup> gilt als das weltgrößte Labor für Teilchenphysik. Dort sollen die Bausteine der Materie und die Kräfte, die diese zusammenhalten, untersucht und so unser Verständnis vom Aufbau des Universums verbessert werden. Nach der Gründung 1949 unterzeichneten 1953 zwölf europäische Nationen die CERN Konvention<sup>(3)</sup> und ebneten den Weg für die Grundlagenforschung der Teilchenphysik in Europa. Heute unterstützen 21 Länder das CERN und Staaten aus der ganzen Welt kooperieren mit dem Forschungszentrum. (vgl. [CW16])

### 2.2 Large Hadron Collider

Der LHC<sup>(4)</sup> ist ein Speicherring, der zur Zeit Protonen und schwere Kerne auf Schwerpunktsenergien von 8 TeV beziehungsweise 5.02 TeV beschleunigen kann. Er wurde im Tunnel des ehemaligen LEP<sup>(5)</sup>-Beschleunigers gebaut und besteht aus abwechselnd angeordneten acht Geraden und acht gekrümmten Abschnitten, die zusammen näherungsweise einen Kreis bilden. Der Tunnel hat einen Umfang von fast 27 Kilometern. Im Gegensatz zum Teilchen-Antiteilchen-Beschleuniger LEP benötigt ein Teilchen-Teilchen-Beschleuniger wie der LHC Magnetfelder in entgegengesetzter Richtung, um die Teilchen zu transportieren. Die Magnete sind supraleitend und müssen während des Betriebs durch superfluides Helium auf unter 2 K gekühlt werden. An vier Stellen werden die in entgegengesetzter Richtung kreisenden Protonen oder Blei-Atome zur Kollision gebracht. An diesen Schnittstellen sind Experimente positioniert, die die bei den Kollisionen produzierten Teilchen beziehungsweise ihre Zerfallsprodukte detektieren können. Der Teilchenstrahl, auch *beam* genannt, besteht aus Bündeln (engl. *bunches*) von Teilchen. Diese kreisen mit einer Frequenz von 11.245 kHz in den Ringen. Die Anzahl der Teilchen pro Bündel nimmt durch die Kollisionen mit der Zeit ab, dadurch sinkt die Luminosität L:

$$L = \frac{n_b \cdot N_b^2 \cdot f_{rev}}{A} \cdot F \quad (3)$$

---

<sup>(2)</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>(3)</sup>Vertrag für mitwirkende Staaten

<sup>(4)</sup>Large Hadron Collider

<sup>(5)</sup>Large Elektron-Positron Collider

mit

- $n_b$  = Anzahl der *bunches* pro *beam*
- $N_b$  = Anzahl der Teilchen in aufeinander treffenden *bunches*
- $f_{rev}$  = Frequenz der Kollisionen
- A = Querschnittsfläche der Kollision
- F = Geometrischer Korrekturfaktor

Um die Luminosität aufrecht zu erhalten, muss der LHC immer wieder neu befüllt werden. Ein neuer *beam* muss zuerst von Vorbeschleunigern beschleunigt werden, bevor er in den Speicherring (LHC) injiziert werden kann.

Neben der Luminosität gibt die Schwerpunktsenergie Aufschluss über die Leistung eines Beschleunigers. An den Kollisionen treffen die *bunches* frontal aufeinander. Wenn die Energie ( $E$ ) der Teilchen in beiden Richtungen identisch ist, berechnet sich die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  als:

$$\sqrt{s} = 2 \cdot E \tag{4}$$

(vgl. [CW16], [BV08] und [KA08])

### 2.3 ALICE

Das Schwerionen-Experiment ALICE<sup>(6)</sup> soll die Physik der starken Wechselwirkung untersuchen. Es soll unter anderem den QGP Zustand erforschen und so neue Erkenntnisse über die Entstehung des Universums beisteuern.

ALICE ist darauf spezialisiert, Schwerionen-Kollisionen zu untersuchen. Neben Blei-Blei- (PbPb) werden auch Proton-Proton- (pp) und Proton-Blei-Kollisionen (pPb) gemessen und analysiert. Die Messungen aus pp- und pPb-Kollisionen werden häufig als Referenz für die PbPb-Ergebnisse verwendet.

ALICE wurde in einer bestehenden, unterirdischen Halle des bereits beendeten L3 Experiments errichtet, auch der Magnet des L3 wurde übernommen. Im Folgendem werden die für diese Analyse wichtigen Detektoren behandelt (vgl. Abbildung 4). Die Detektoren sind innerhalb des Magneten untergebracht und werden vom Kollisionspunkt aus in alle Richtungen angeordnet.

---

<sup>(6)</sup> **A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment

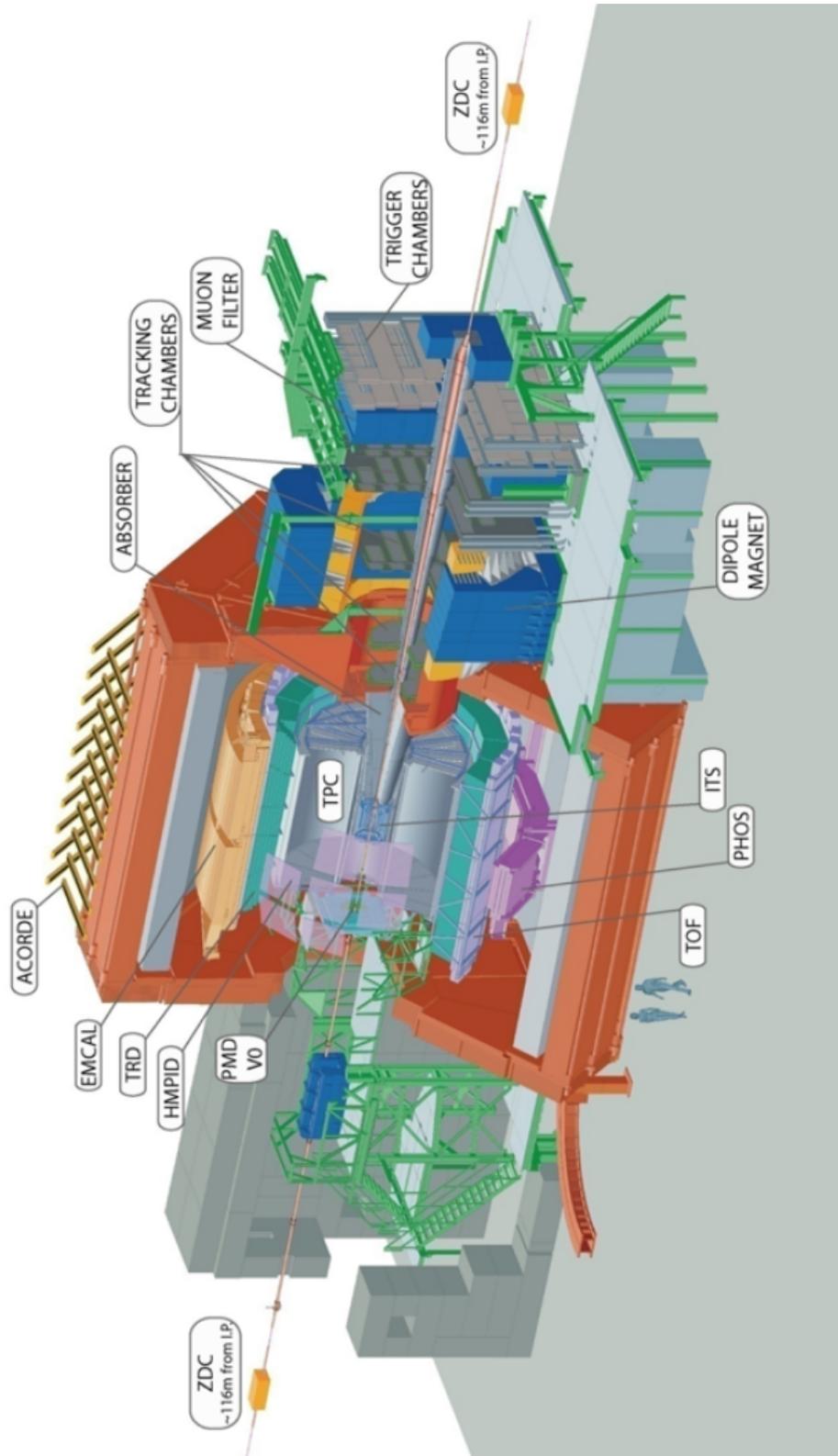


Abbildung 4: Aufbau des ALICE Experiments [PL10]

sionspunkt ausgehend nach außen beschrieben.

Das **Inner Tracking System** (ITS) ist der dem Kollisionsbereich am nächsten gelegene Detektor. Es besteht aus sechs Schichten. Von innen nach außen sind dies jeweils zwei *Silicon Pixel Detectors* (SPD), zwei *Silicon Drift Detectors* (SDD) und zwei *Silicon Micro-Strip Detectors* (SSD). Der Aufbau ist zylindrisch, die äußerste Schicht hat einen Radius von 43.6 cm und eine Länge von 97.6 cm. Das ITS wird hauptsächlich, wie auch in dieser Analyse, dafür verwendet, die Position des Ursprungs der Kollision, den sogenannten primären Vertex, zu bestimmen. Die Ortsauflösung beträgt hierbei weniger als 100  $\mu\text{m}$ . Die vier äußeren Lagen werden zudem für die Teilchen-Bestimmung (PID<sup>(7)</sup>) genutzt. Hierfür wird die vom Teilchen im Detektor deponierte Energie pro zurückgelegter Strecke ( $dE/dx$ ) gemessen (vgl. [KA08]).

Eine besondere Aufgabe im ALICE Experiment haben die sogenannten **V0-Detektoren**. Die V0A- und V0C-Detektoren sind an beiden Seiten des Detektor-Zylinders an der Strahl-Achse positioniert. Sie werden verwendet, um die Aufzeichnung eines Ereignisses (*event*) zu starten. Oft unterscheidet man nicht zwischen V0A und V0C sondern spricht vom V0-Detektor (vgl. [KA08] und [AC04]).

Der **T0-Detektor** besteht analog zum V0-Detektor aus zwei Detektoren, dem T0A und T0C. Diese sind an beiden Seiten der Strahl-Achse angebracht. Der T0-Detektor liefert eine auf 50 ps genaue Zeitmessung und wird hauptsächlich dafür verwendet, den Zeitpunkt der Kollisionen zu bestimmen. Diese Zeitmessung wird unter anderem als Referenz für weitere Zeitmessungen mit dem TOF-Detektor verwendet. Der T0 spielt außerdem eine wichtige Rolle im *trigger*-System in ALICE. Sobald definierte Bedingungen in den Detektorsystemen erfüllt sind, werden die Daten gespeichert, dieser Vorgang wird *triggern* genannt. Die V0 und T0 Detektoren werden in dieser Analyse für die Auswahl der *Minimum-Bias* Ereignisse verwendet (vgl. Kapitel 3.1). Die **Time-Projection Chamber** (TPC) ist der größte Detektor im ALICE-Experiment. Mit einem inneren Radius von 85 cm und einem äußeren Radius von 2.5 m ist sie ebenfalls zylindrisch aufgebaut. Die Aufgabe der TPC besteht hauptsächlich darin, die Flugbahn und, über die Krümmung durch die Lorentzkraft im Magnetfeld, den Impuls geladener Teilchen zu messen. Auch die TPC kann durch Messungen der deponierten Energie pro Strecke ( $dE/dx$ ) für die PID verwendet werden (vgl. [KA08]). In dieser Arbeit wird die TPC verwendet, um geladene Teilchen von der Analyse auszuschließen (vgl. Kapitel 3.1).

Am äußeren Rand der TPC ist der **Time Of Flight** (TOF) Detektor angebracht. Er liefert äußerst genaue Zeitmessungen mit einer Zeitauflösung von 80 ps, wodurch die PID von ITS und TPC verbessert werden kann (vgl. [JW08]). Diese Analyse

---

<sup>(7)</sup>Partical **ID**entification

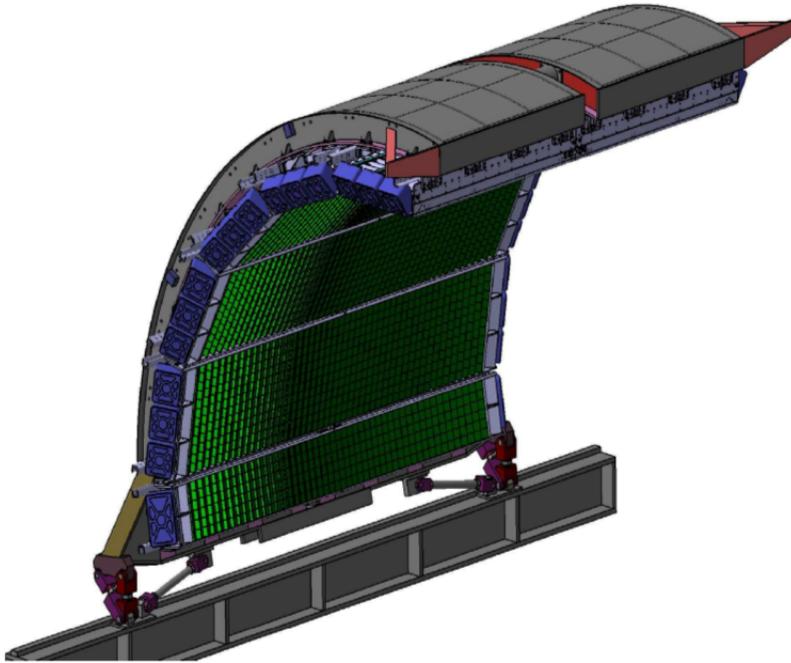


Abbildung 5: Anordnung der EMCAL Module [AW16]

nutzt die Zeitmessung des TOF Detektors als Referenzmessung für die Bestimmung des Zeitpunkts ( $t_{clus}$ ), an dem das EMCAL-Signal gemessen wurde (vgl. Kapitel 2.4).

## 2.4 Kalorimeter

In der Teilchenphysik versteht man unter einem Kalorimeter einen Detektor, der die Gesamtenergie eines einzelnen Teilchens messen kann.

Man unterscheidet elektromagnetische und hadronische Kalorimeter. Elektromagnetische Kalorimeter nutzen die elektromagnetische Wechselwirkung der Teilchen, um deren Energie zu messen. Hadronische Kalorimeter nutzen die starke Wechselwirkung.

Im ALICE Experiment werden zwei Kalorimeter eingesetzt, das *Photon Spectrometer* (PHOS) und das *Electromagnetic Calorimeter* (EMCAL), die sich, ebenso wie der *High-Momentum Particle Identification Detector* (HMPID), zwischen den inneren Detektoren und dem L3 Magneten befinden.

### ***Electromagnetic Calorimeter* (EMCAL)**

Das EMCAL deckt einen Azimutwinkel von  $107^\circ$  und in Strahl-Richtung einen Bereich von  $-0.7 \leq \eta \leq 0.7$  ab. Es ist in zwölf Supermodule (*super modules*) unterteilt (vgl. Abbildung 5). Diese sind wiederum unterteilt in 16 Module, die jeweils aus 72 Detektorzellen bestehen. Eine Zelle ist die kleinste Detektoreinheit des EMCAL. Insgesamt sind 12672 Zellen verbaut, von denen jede aus 77 Schichten besteht. Eine

Schicht besteht aus einer Lage Blei und einer Lage Szintillator-Material. Kalorimeter dieser Bauart werden *Sampling Calorimeter* genannt.

Wenn hochenergetische Photonen auf Materie treffen, können sie mit dem Coulombfeld eines Atomkerns wechselwirken und ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, das Photon wird hierbei vernichtet. Dieser Prozess wird Konversion genannt. Dies geschieht vorwiegend in den Blei-Schichten (Blei  $_{82}\text{Pb}$ ), da die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit der Ordnungszahl der Atome ansteigt. Durch Bremsstrahlung emittieren das Elektron und das Positron Photonen, die ihrerseits ein Elektron-Positron-Paar erzeugen können. Es entsteht eine Kaskade von Wechselwirkungen, bis die Energie der Photonen eine Schwellenenergie zur Paarbildung unterschreitet. Alle Teilchen, die durch denselben Treffer auf dem Kalorimeter entstanden sind, werden als Schauer bezeichnet. In den Szintillator-Schichten wird das Szintillatormaterial von Photonen und geladenen Teilchen durch Stoßprozesse angeregt. Die angeregten Zustände emittieren Photonen, die letztendlich gemessen werden. Jeder Szintillator ist mit einem Glasfaserkabel verbunden, alle Glasfaserkabel einer Zelle werden zu einem Strang zusammengeführt. Das Signal wird mit Photomultipliern für jeden Strang gemessen, dieses Signal ist dann proportional zur (in dieser Zelle) deponierten Energie. Durch diesen Aufbau wird automatisch über alle Szintillatoren innerhalb einer Zelle summiert.

Der Schauer wird in Szintillatoren in verschiedenen Zellen absorbiert. Um die Gesamtenergie des Teilchens zu berechnen, werden benachbarte Zellen zu sogenannten *Clustern* gruppiert. Diese Aufgabe übernimmt der *Clusterizer*, ein Algorithmus, der aus einer sogenannten Start Zelle (*Seed-Cell*) und ihren Nachbarn einen *Cluster* formt. In dieser Analyse wurde der sogenannte *v2-Clusterizer* verwendet. Der *v2-Clusterizer* nutzt als Start Zelle die Zelle mit der größten gemessenen Energie in einem Ereignis. Er fasst die Start Zelle und alle Nachbar-Zellen (auch diagonal), die eine kleinere Energie gemessen haben aber zu keinem anderen *Cluster* gehören und eine minimale Energie übersteigen, zu einem *Cluster* zusammen. Anschließend werden die Nachbarn der Nachbarn mit denselben Entscheidungsregeln relativ zu den primären Nachbarn der Start Zelle in den *Cluster* aufgenommen. Ist dieser Prozess beendet, wird bei der Zelle mit der höchsten Energie, die noch zu keinem *Cluster* gehört, der nächste *Cluster* angelegt.

Neben der Gesamtenergie eines *Clusters* ist auch seine Form interessant. Sie wird durch eine Ellipse beschrieben, die durch die Parameter  $M02$  und  $M20$  bestimmt ist (vgl. Abbildung 6). Es gilt:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \left( \sum_i E_i x_i y_i \right)^2} \quad (5)$$

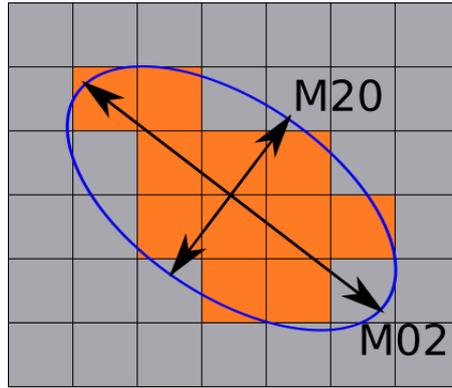


Abbildung 6: Beispiel für einen *Cluster* mit den Ellipsen-Parametern  $M_{20}$  und  $M_{02}$

$$M_{20} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) - \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \left( \sum_i E_i x_i y_i \right)^2} \quad (6)$$

Hierbei ist  $E_i$  die deponierte Energie in der Zelle  $i$  und  $x_i, y_i$  sind die Koordinaten der Zelle  $i$ . Summiert wird über alle Zellen in einem *Cluster*. Bei der Aufzeichnung einer Messung werden zu jedem *Cluster* Informationen über die Energie, die Position des Schwerpunkts, der Zeitpunkt ( $t_{clus}$ ) des Signals relativ zum Referenz-Nullpunkt, die Anzahl der Zellen, die Dispersion und die Ellipsen Parameter  $M_{02}$  und  $M_{20}$  gespeichert (vgl. [AC08][KA08][AW16]).

## 3 Analyse

Der Impuls eines Teilchens kann in zwei Komponenten zerlegt werden, eine longitudinale und eine transversale Komponente. In der ALICE-Geometrie ist der longitudinale Anteil ( $p_L$ ) in *beam*-Richtung definiert, beziehungsweise der transversale Anteil ( $p_T$ ) orthogonal zur *beam*-Richtung. Ziel dieser Analyse ist eine Messung neutraler Pionen ( $\pi^0$ ) abhängig von  $p_T$ .  $\pi^0$  zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\approx 98.8\%$  [PDG14] in zwei Photonen ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), man bezeichnet diesen Zerfallskanal daher als “dominant”. Der wahrscheinlichste weitere Zerfallskanal ist der sogenannte Dalitz-Zerfall, hierbei zerfallen die  $\pi^0$  in ein Elektron-Positron-Paar und ein Photon ( $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ). Ähnliches kann im dominanten Zerfallskanal durch Konversionen ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) eines Photons beobachtet werden. In dieser Arbeit wird das EMCal dazu verwendet, um Photonen aus  $\pi^0$  Zerfällen des dominanten Zerfallskanals zu detektieren und die Anzahl an produzierten  $\pi^0$  zu extrahieren.

### 3.1 Auswahl der Daten

#### Datensatz

Am ALICE-Experiment ist es üblich, die Messdaten nach dem Jahr zu benennen, in dem sie gemessen wurden; ihre Bezeichnung beginnt stets mit LHC (LHC[Jahr]). Die Daten werden in sogenannte Perioden eingeteilt. Eine Periode umfasst ungefähr einen Monat Messzeit und wird durch Kleinbuchstaben gekennzeichnet (LHC[Jahr][Periode]). Perioden sind wiederum unterteilt, man spricht von *runs*, diese werden durchnummeriert.

In dieser Analyse wird ein Datensatz aus dem Jahr 2012 verwendet (LHC12). In den Perioden a bis i (LHC12[a-i]) fanden Proton-Proton Kollisionen statt. Für diese Analyse wurden die Perioden a, b, c, d, f, h und i verwendet. Die Perioden e und g wurden aus der Analyse ausgeschlossen, da in Periode e keine für diese Analyse relevanten Daten aufgezeichnet wurden und in Periode g eine Unregelmäßigkeit in der Luminosität festgestellt wurde.

#### Auswahl der *Events*

Im ALICE-Experiment wird eine Messung aufgezeichnet, wenn ein *trigger* ausgelöst wird. Den Standard-*trigger* bezeichnet man als *Minimum-Bias-trigger*, in dieser Analyse ist das der sogenannte kINT7-*trigger*. Er wird ausgelöst, wenn der V0-Detektor eine definierte Multiplizität misst. Nach einer Messung folgt die sogenannte Totzeit, in der keine weitere Messung aufgezeichnet werden kann. Erst wenn alle

| Parameter          | Einschränkung   |
|--------------------|---|
| Min. $E_{Cluster}$ | • $E_{Cluster} > 0.700 \text{ GeV}/c$   |
| Min. $N_{Cells}$   | • $N_{Cells} \geq 2$  |
| $t_{Cluster}$      | • $-30 \text{ ns} < t_{Cluster} < 35 \text{ ns}$  |
| Track Matching     | • $ \Delta\eta  < 0.016, -0.09 < \Delta\phi_+ < 0.06,$<br>• $-0.03 < \Delta\phi_- < 0.03$ |
| $M_{02}$           | • $0.100 < M_{02} < 0.700$  |
| Max. Opening Angle | • $\Theta_{Meson} > 0.0202$   |

Tabelle 2: Standard *Cuts*

Detektoren bereit für die nächste Messung sind, kann der *trigger* erneut ausgelöst werden. Der limitierende Faktor für den *Minimum-Bias-trigger* ist die TPC. Wegen ihres großen Driftvolumens und den daraus resultierenden Driftzeiten hat sie eine lange Totzeit. Es werden auch andere *trigger* verwendet, zum Beispiel die sogenannten *EMCal-trigger*. Hierbei werden die Daten aufgezeichnet, sobald das EMCal ein Signal über einer für den *trigger* spezifischen Energie misst.

Es werden im Folgenden ausschließlich Daten des *Minimum-Bias-triggers* verwendet.

### Auswahl der *Cluster*

Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund bei der Messung zu verbessern, strebt man einen möglichst hohen Anteil von *Clustern* an, die durch Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen erzeugt wurden. Hierfür werden Bedingungen an einen *Cluster* beziehungsweise ein *Cluster*-Paar gestellt, die in unterschiedlichen Messgrößen den Untergrund vom Signal trennen sollen. Diese Bedingungen werden *Cuts* genannt. Im optimalen Fall wird durch die *Cuts* nur Untergrund aussortiert, da sonst die Effizienz des Signals verringert wird. In der Praxis muss ein Mittelweg gefunden werden, der eine akzeptable Signal-Effizienz sicherstellt und gleichzeitig den Untergrund minimiert. Die *Cuts* verändern im allgemeinen die Ergebnisse der Messung, sie müssen physikalisch begründet sein und systematisch variiert werden, um später systematische Unsicherheiten abzuschätzen.

Es folgt eine kurze Beschreibung der in Tabelle 2 aufgeführten Standard *Cuts*, die in dieser Analyse verwendet werden.

- **Minimale *Cluster*-Energie**

Bei jeder Messung entsteht elektronisches Rauschen, engl. *noise*. Es zeichnet sich durch Signale mit einer niedrigen Energie aus. Daher empfiehlt es sich, eine minimale Energie für jeden *Cluster* zu fordern. Hierdurch kann das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessert werden. Außerdem können Signale von Hadronen unterdrückt werden, die auf ihrem Weg durch das Kalorimeter eine

geringe Menge Energie deponieren. In dieser Analyse werden *Cluster* mit einer *Cluster* Energie  $E_{Cluster} \geq 700$  MeV verwendet.

- **Minimale Anzahl Zellen**

In Kalorimetern kann es vorkommen, dass einzelne Zellen durch eine Fehlfunktion dauerhaft ein Signal senden. Man spricht von *heißen* Zellen die zum Untergrund beitragen. Der Standard-*Cut* lässt nur Cluster mit mindestens zwei Zellen zu ( $N_{Cells} \geq 2$ ), er soll ebenfalls *noise* unterdrücken.

- **Zeitliche Einschränkung**

Im ALICE Experiment werden während den Messungen in einem Abstand von 100 ns Protonen-*bunches* zur Kollision gebracht. Bei Photonen aus unterschiedlichen Kollisionen kann man sicher sein, dass diese nicht aus demselben Zerfall stammen. Der Untergrund, der durch die Kombination von *Clustern* aus unterschiedlichen Kollisionen entsteht, wird *pile up* genannt. Um diesen zu unterdrücken, wird der Zeitpunkt ( $t_{clus}$ ) des Signals relativ zum Referenz-Nullpunkt eingeschränkt. In dieser Analyse werden nur Cluster zugelassen, die innerhalb eines Intervalls von  $-30$  ns bis  $+35$  ns relativ zur Referenz gemessen wurden. Eine Referenz-Messung des Kollisions-Zeitpunkts liefert der T0-Detektor.

- **Ausschluss geladener Teilchen**

In Kalorimetern können neben Photonen auch geladene Teilchen Energie deponieren. Die daraus resultierenden Cluster gehören zum Untergrund. Im Unterschied zu Photonen können geladene Teilchen durch *tracking*-Detektoren wie ITS und TPC gemessen werden. Die Spuren (engl. *tracks*) können extrapoliert und ihre berechnete Position auf dem EMCal mit der von Clustern verglichen werden. Für die *tracks* werden Messungen der ALICE TPC verwendet. Als Observable dient hierbei der Abstand im Raumwinkel, angegeben durch  $\Delta\eta$  und  $\Delta\phi_+$  für positiv geladene Teilchen beziehungsweise  $\Delta\eta$  und  $\Delta\phi_-$  für negativ geladene Teilchen<sup>(8)</sup>. Cluster, die im Bereich  $|\Delta\eta| < 0.016$  und  $-0.09 < \Delta\phi_+ < 0.06$  für positive Teilchen oder  $-0.06 < \Delta\phi_- < 0.09$  für negative Teilchen liegen, werden von der Analyse ausgeschlossen.

- **Einschränkungen der *Cluster* Form durch den Ellipsen Parameter  $M_{02}$**

Auch Hadronen können im EMCal einen *Cluster* erzeugen. Aus Simulationen ist bekannt, dass deren lange Halbachse der Ellipse (*Cluster*-Parameter  $M_{02}$ ) im allgemeinen größer ist als für einen von Photonen erzeugten Cluster. Aufgrund von Erfahrungswerten wird die Auswahl der Cluster auf einen Bereich

---

<sup>(8)</sup>Das Vorzeichen der Ladung kann über die Krümmung im Magnetfeld bestimmt werden.

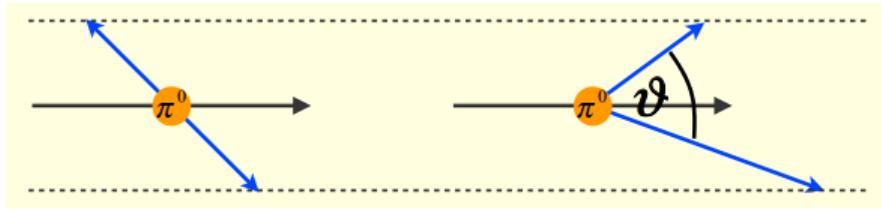


Abbildung 7: Zerfall eines  $\pi^0$  zur Veranschaulichung des Öffnungswinkels; links im Schwerpunktsystem, rechts im Laborsystem (Abbildung aus [KR10]).

von  $0.1 < M_{02} < 0.7$  eingeschränkt.

- **Einschränkung des Öffnungswinkels**

Wenn zwei Teilchen innerhalb eines *Events* mit einem kleinen Abstand auf das EMCAL treffen, fasst der *Clusterizer* beide Teilchen in einen *Cluster* zusammen (*Cluster-Merging*). Es werden später auch Teilchen aus unterschiedlichen *Events* verwendet (ein sogenanntes *mixed Events* Paar), hier kann der *Clusterizer* jedoch beiden Teilchen mit einem beliebig kleinen Abstand einen eigenen *Cluster* zuordnen. Durch die unterschiedliche Handhabung dieser *mixed Events* Paare und den realen *Events* (*same Event*) des *Clusterizers* entsteht eine Diskrepanz, die durch einen Mindestabstand von zwei Clustern gelöst werden kann. Der Abstand der *Cluster* hängt mit dem Öffnungswinkel (vgl. Kapitel 3.2) der Photonen zusammen, der als *Cut*-Parameter dient.

## 3.2 Peak Extraktion

### Rekonstruktion

Messungen mit dem EMCAL liefern Informationen über den Ort und die Energie der Photonen. Über den dominanten Zerfallskanal der  $\pi^0$  kann aus einem Photonenpaar ein  $\pi^0$  rekonstruiert werden. Bei der Rekonstruktion werden der Transversalimpuls und die invariante Masse für jede Kombination von zwei Photonen innerhalb derselben Kollision berechnet. Die  $\pi^0$  zerfallen kurz nach ihrer Produktion nahe am primären Vertex (Punkt der Kollision). Die Strecke, die ein Teilchen zurücklegt bis es zerfällt, wird als  $c\tau$  bezeichnet (in der Literatur findet man  $c\tau_{\pi^0} = 25.5$  nm [PDG14]). Mit Hilfe des ITS kann die Position des primären Vertex bestimmt werden, diese ermöglicht, zusammen mit den Ortsmessungen des Kalorimeters die Berechnung des Öffnungswinkels ( $\theta_{\gamma\gamma}$ ) beim Zerfall (vgl. Abbildung 7). Dieser wird für die Berechnung der invarianten Masse  $M_{\gamma\gamma}$  benötigt (vgl. Anhang zur Herleitung). Es gilt:

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))} \quad (7)$$

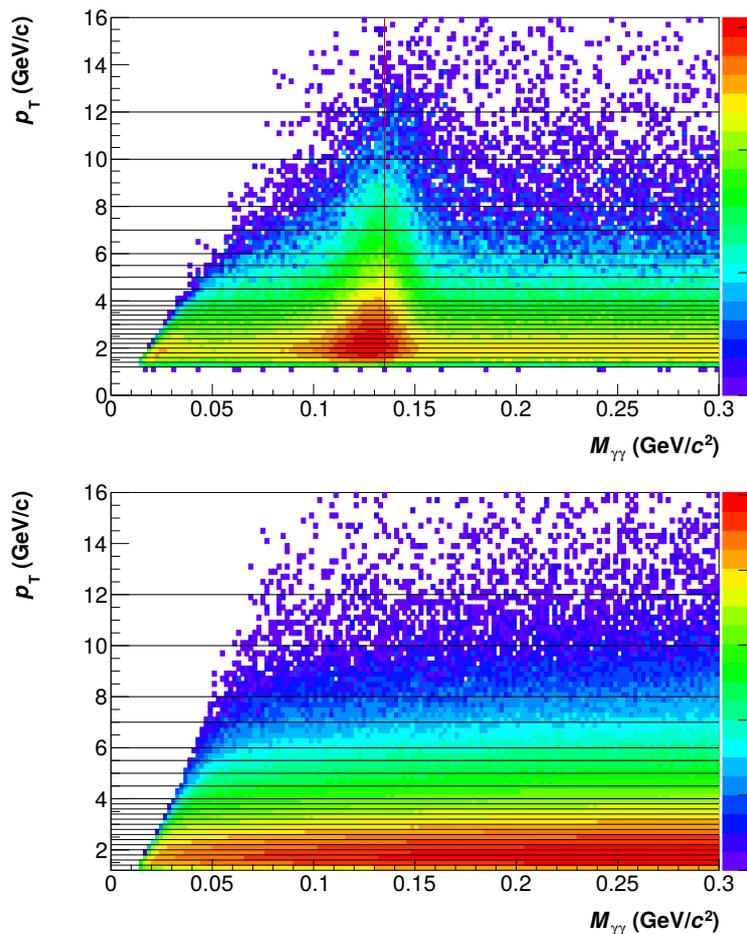


Abbildung 8: **Oben:** Anzahl rekonstruierter *Cluster*-Paare aus derselben Kollision (*same Event*) als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses, die rote Linie zeigt den Literatur-Wert  $m_{\pi^0} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$ , die schwarzen Linien markieren die Grenzen der  $p_T$ -Intervalle. **Unten:** Anzahl rekonstruierter *Cluster*-Paare aus unterschiedlichen Kollisionen (*mixed Event*) als Funktion der invariante Masse und des Transversalimpulses.

Abbildung 8 oben zeigt  $M_{\gamma\gamma}$  als Funktion von  $p_T$  mit einer erkennbaren Häufung bei der invarianten Masse  $m_{\pi^0} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$  des  $\pi^0$ . Die invariante Masse dient bei dieser Analyse zur Identifizierung der Teilchen. Die Daten werden in  $p_T$ -Intervalle aufgeteilt, die Grenzen sind durch schwarze Linien gekennzeichnet. Außerdem ist der Literaturwert der  $\pi^0$ -Masse als rote Linie gezeigt. Die Größe der  $p_T$ -Intervalle wird möglichst klein gehalten, um den Verlauf des Spektrums als Funktion von  $p_T$  bestmöglich zu analysieren. Allerdings müssen die Intervalle, aufgrund von schwindender Statistik, mit steigendem  $p_T$  größer werden.

Innerhalb einer Kollision kann nicht entschieden werden, welche Photonen aus demselben  $\pi^0$ -Zerfall stammen, es ergibt sich daher ein kombinatorischer Untergrund aus der Paarung von Photonen aus unterschiedlichen Prozessen. Um diesen zu beschreiben, kombiniert man Photonen aus unterschiedlichen Kollisionen, so dass sicherge-

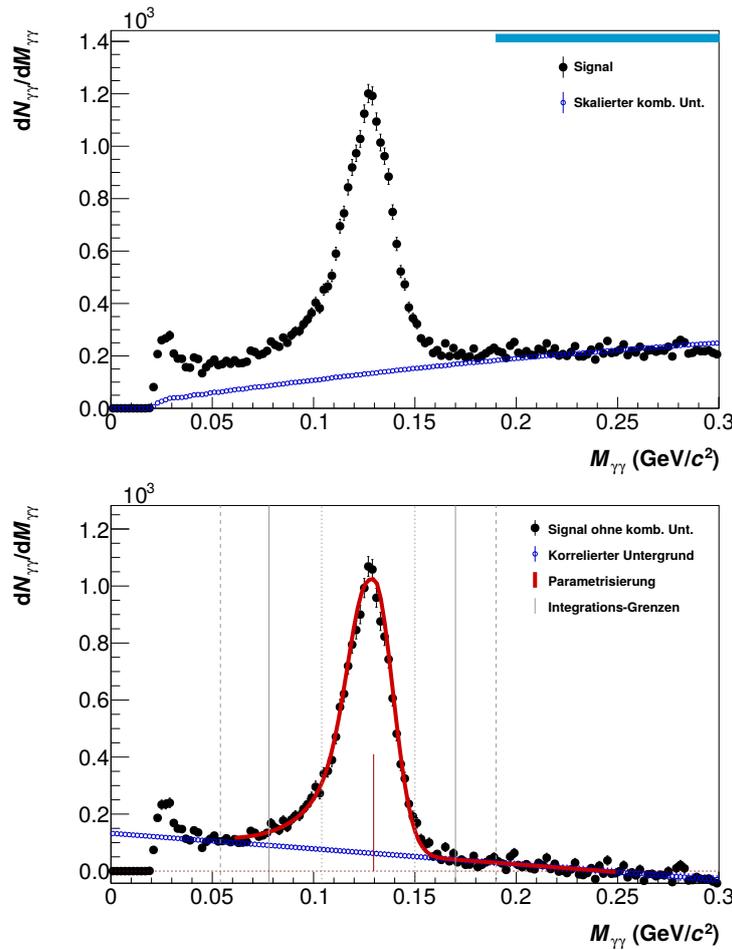


Abbildung 9: **Oben:** Verteilung der invarianten Masse im  $p_T$  Intervall  $2 \text{ GeV}/c < p_T \leq 2.2 \text{ GeV}/c$ . **Unten:** Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds mit Parametrisierung.

stellt ist, dass die Photonen unkorreliert sind und nicht aus demselben  $\pi^0$ -Zerfall stammen. Es ergibt sich die in Abbildung 8 unten dargestellte Verteilung, der kombinatorische Untergrund, auch *mixed Event* Untergrund genannt. Der tatsächliche Untergrund der Messung wird dadurch zunächst nur qualitativ beschrieben. Durch die Kombination unterschiedlicher Kollisionen erhält man eine höhere Statistik und größere Werte als im Signal selbst, der Untergrund muss daher skaliert werden.

Abbildung 9 oben zeigt die invariante Masse für den  $p_T$  Bereich  $2 \text{ GeV}/c < p_T \leq 2.2 \text{ GeV}/c$  <sup>(9)</sup>. In schwarz ist das reale Signal (*same Event*) gezeigt und in blau der *mixed Event* Untergrund. Für die Skalierung werden im Bereich zwischen  $0.19 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$  alle Einträge aufsummiert, jeweils für das Signal und den Untergrund getrennt. Der Skalierungsfaktor  $\alpha$  berechnet sich dann aus dem Verhältnis der Summen der Einträge.

$$\alpha = \frac{\Sigma_{\text{Signal}}}{\Sigma_{\text{Untergrund}}} \quad (8)$$

<sup>(9)</sup>Hierbei wurden alle Einträge mit derselben Masse im  $p_T$ -Intervall aufsummiert.

Der Skalierungsbereich ist in der Abbildung durch einen blauen Balken markiert. Der Bereich ist weit genug von der Pionenmasse entfernt, so dass das Signal in diesem Bereich vom Untergrund stark dominiert wird.

In Abbildung 9 unten ist die Differenz von Signal und skaliertem Untergrund gezeigt, diese wird im Folgenden als extrahiertes Signal bezeichnet.

### Parametrisierung des extrahierten Signals

Im extrahierten Signal (vgl. Abbildung 9 unten) erkennt man eine deutliche Struktur um die Masse des neutralen Pions ( $m_{\pi^0}$ ), diese wird *peak* genannt. Der *peak* liegt auf einem korrelierten Untergrund, der vorwiegend durch die Kombination eines Photons und eines konvertierten Elektrons (oder Positrons) aus dem selben  $\pi^0$ -Zerfall entsteht. Korrelierte Kombinationen werden vom kombinatorischen Untergrund nicht beschrieben. Dieser zusätzliche Untergrund wird im Folgenden durch ein Polynom erster Ordnung parametrisiert.

Die invariante Masse des neutralen Pions ist relativ zur Auflösung des Detektors als diskret anzusehen. Prinzipiell hat jedes instabile Teilchen eine unscharfe invariante Masse. Ein Maß für diese Unschärfe ist die Zerfallsbreite  $\Gamma$ , sie korrespondiert mit der Energie-Unschärfe entsprechend der Heisenbergschen Unschärferelation (vgl. [HA13]).

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (9)$$

wobei  $\tau$  die mittlere Lebensdauer des Teilchens angibt. Relativ zur Energie-Auflösung des EMCAL ist die Zerfallsbreite des  $\pi^0$  von  $\Gamma_{\pi^0} \approx 7.7$  eV allerdings zu vernachlässigen. Die Energie-Auflösung führt zu einer Verschmierung des Signals, man erwartet daher einen Gaußförmigen *peak*. Bei näherer Betrachtung fällt eine zusätzliche Verschmierung an der linken Flanke des *peaks* auf, deren Ursprung späte Konversionen der Photonen sind. Hierbei konvertiert ein Photon aus dem Pionenzerfall auf seinem Weg durch den Detektor vom Vertex zum EMCAL in ein Elektron-Positron-Paar. Das Elektron und das Positron als geladene Teilchen verlieren im Magnetfeld Energie durch Bremsstrahlung. Wenn die Konversion erst kurz vor dem Auftreffen auf das EMCAL geschieht, landen das Elektron und Positron im selben *Cluster*, jedoch mit einer geringeren Energie als ihr Mutterteilchen (das Photon). Dieses Phänomen führt zu einer Rekonstruktion einiger  $\pi^0$  mit kleineren Massen. Beide Effekte werden in der Parametrisierung berücksichtigt. Es gilt für das Signal  $y$ :

$$y = A \cdot [G(M_{\gamma\gamma}) + T(M_{\gamma\gamma})] + B + C \cdot M_{\gamma\gamma} \quad (10)$$

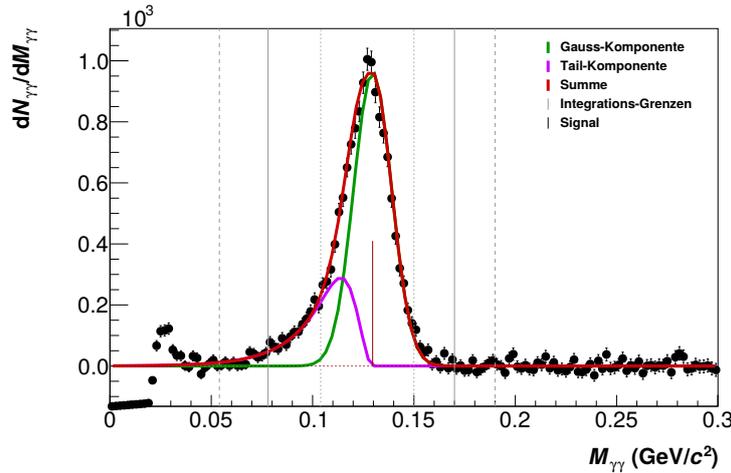


Abbildung 10: Signal ohne korrelierten Untergrund und getrennt aufgetragene Komponenten der Parametrisierung.

$$G(M_{\gamma\gamma}) = \exp \left[ -0.5 \left( \frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\sigma_{M_{\gamma\gamma}}} \right)^2 \right] \quad (11)$$

$$T(M_{\gamma\gamma}) = \exp \left( \frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\lambda} \right) (1 - G(M_{\gamma\gamma})) \theta(M_{\pi^0} - M_{\gamma\gamma}) \quad (12)$$

$B + C \cdot M_{\gamma\gamma}$ : Beschreibung des korrelierten Untergrunds

$M_{\gamma\gamma}$ : Invariante Masse des Photonenpaares

$G(M_{\gamma\gamma})$ : Gaußverteilung an der Position  $M_{\pi^0}$

$T(M_{\gamma\gamma})$ : Beschreibung der asymmetrischen Abweichung von der Gaußverteilung auf der linken Seite des *peaks*

$\theta$ : Heavyside-Stufenfunktion,

$$M_{\pi^0} - M_{\gamma\gamma} \leq 0 \Rightarrow \theta = 1, \text{ sonst } \theta = 0$$

$A, B, C, \sigma_{M_{\gamma\gamma}}$  und  $M_{\pi^0}$  sind die freien Parameter

In Abbildung 10 sind die Komponenten  $T(M_{\gamma\gamma})$  und  $G(M_{\gamma\gamma})$  der Parametrisierung einzeln gezeigt. Zudem wurde der durch eine lineare Funktion beschriebene korrelierte Untergrund subtrahiert. Die Parametrisierung dient hauptsächlich dazu, die *peak*-Position zu berechnen, diese variiert über die verschiedenen  $p_T$ -Intervalle und wird im allgemeinen auch vom Literaturwert der  $\pi^0$ -Masse abweichen. Als *peak*-Position wird  $M_{\pi^0}$ , die Symmetrie-Achse der Gaußverteilung definiert (markiert durch eine vertikale, rote Linie in Abbildung 10), diese weicht vom Mittelwert der Funktion ab. Wir werden später die Ergebnisse der Analyse mithilfe von *Monte-Carlo*-

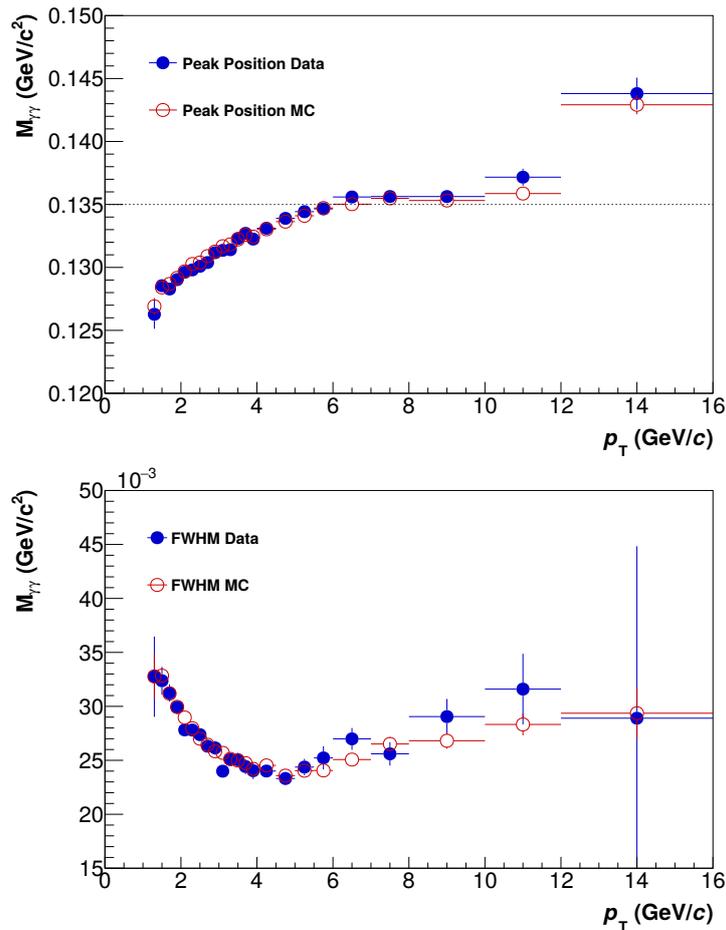


Abbildung 11: **Oben:** Parameter  $M_{\pi^0}$  (Symmetrieachse der Gaußverteilung) der Parametrisierung in Abhängigkeit von  $p_T$  für die rekonstruierten Daten und die Simulation. **Unten:** Breite bei der halben Höhe des Maximums FWHM der Parametrisierung in Abhängigkeit von  $p_T$  für die rekonstruierten Daten und die Simulation.

Simulationen korrigieren, es ist daher sinnvoll, die Eigenschaften der Parametrisierungen in realen Daten und Simulationen zu vergleichen. In Abbildung 11 oben ist die *peak*-Position für die realen Daten und die Simulation gezeigt. Bei diesem Vergleich ist die Form der Verteilungen von Bedeutung, sie wird in der Simulation zufriedenstellend beschrieben. Eine weitere Eigenschaft der Parametrisierung ist die Breite des *peaks*, sie wird üblicherweise durch die Breite bei der halben Höhe des Maximums angegeben, im weiteren bezeichnet als FWHM<sup>(10)</sup>. Die Breite der simulierten Daten stimmt innerhalb der Fehler mit den gemessenen Daten überein, dies ist in Abbildung 11 unten gezeigt. Die Breite wird ausschließlich für diesen Vergleich genutzt und spielt bei der weiteren Analyse (im Gegensatz zur *peak*-Position) keine Rolle mehr.

<sup>(10)</sup>Aus dem engl. **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum

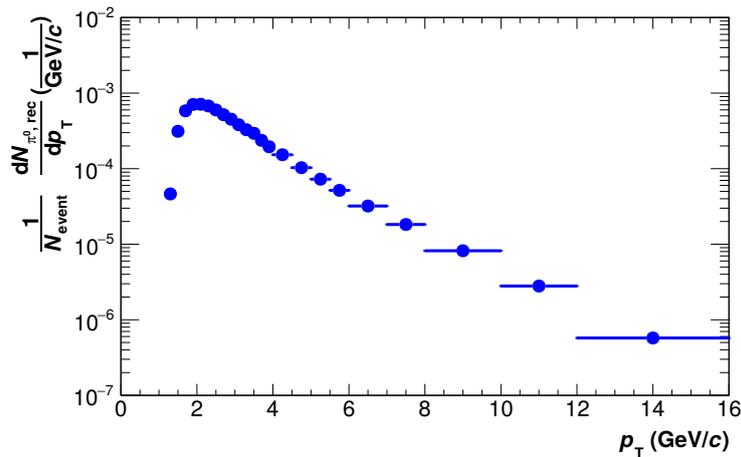


Abbildung 12: Extrahierte Anzahl gemessener  $\pi^0$  normiert mit der Anzahl der Kollisionen ( $N_{\text{Events}}$ ) und der Breite der  $p_T$  Bereiche.

### Anzahl neutraler Pionen

Der bisher beschriebene Algorithmus wird in jedem  $p_T$ -Intervall angewendet. Ausgehend von der berechneten *peak*-Position wird das Signal innerhalb eines festen Massenbereichs, dem sogenannten Integrationsbereich, aufsummiert. Der Bereich ist in Abbildung 9 unten durch vertikale Linien markiert, er beginnt bei  $M_{\pi^0} - 0.05$   $\text{GeV}/c^2$  und endet bei  $M_{\pi^0} + 0.04$   $\text{GeV}/c^2$ . Die Grenzen wurden empirisch gewählt und müssen daher später zur Ermittlung der systematischen Unsicherheiten variiert werden, angedeutet durch die vertikale, punktierte und gestrichelte Linie (die Variationen werden in Kapitel 3.4 ausführlich behandelt). In Abbildung 12 ist die extrahierte Anzahl gemessener  $\pi^0$  gezeigt, sie wurde mit der Anzahl der Kollisionen ( $N_{\text{Events}}$ ) und der Breite der  $p_T$  Bereiche normiert. Nach der Normierung nennt man das Ergebnis *Raw Yield*.

Der *Raw Yield* hängt stark von den Analyse-Methoden ab. Um die Spektren aus verschiedenen Analysen vergleichen zu können, ist er daher nicht ausreichend. Hierfür sind Korrekturen notwendig, um die Einflüsse der Messung und Analyse auf die Spektren auszugleichen. Häufig verwendet man dann für die Darstellung den sogenannten *Lorentz-invarianten Yield* ( $Y_{\text{inv}}$ ).

$$Y_{\text{inv}} = \frac{1}{2\pi N_{\text{event}}} \frac{d^2 N_{\pi^0, \text{rec}}}{p_T dp_T dy} \quad (13)$$

### 3.3 Korrektur der Daten

Für die Rekonstruktion eines  $\pi^0$  müssen beide Zerfalls-Photonen vom Detektor erfasst und gemessen werden. Dies ist in der Realität aber nicht immer der Fall. Das

ALICE EMCAL deckt nur einen begrenzten Anteil des Raumwinkels ab, in dem Photonen gemessen werden können. Es werden jedoch nicht alle Photonen die diesen sogenannten Akzeptanz-Bereich treffen durch die Nachweismethode gemessen. Für die Berechnung des physikalischen  $\pi^0$  Spektrums wird daher das vorläufige Ergebnis, *Raw Yield*, korrigiert.

Für die Korrekturen werden *Monte-Carlo-Simulationen* (MC) verwendet, diese werden mit demselben Algorithmus wie die Daten analysiert. Die Ergebnisse der Simulationen, die durch den Algorithmus rekonstruiert wurden werden in Folgendem als *Monte Carlo Reconstructed* (*MC rec*) bezeichnet. Außerdem werden zusätzliche Informationen verwendet, die nur bei den Simulationen bekannt sind, diese werden in Folgendem als *Monte Carlo True* (*MC True*) bezeichnet.

In dieser Analyse werden zwei *Monte-Carlo-Simulationen* aus dem Jahr 2015 verwendet, die MC Produktionen LHC15h1 und LHC15h2. In der LHC15h1 Produktion wurde der *Pythia8*- und für LHC15h2 der *PHOJET*-Eventgenerator eingesetzt. Die Simulationen wurden durch Optimierungen, sogenannte *tunes*, den Daten angepasst [DM15]. Beispielsweise wurde eine Verschiebung in der Verteilung der *peak*-Position, relativ zur Messung, auf die Daten korrigiert.

In Folgendem wird die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz näher beschrieben.

### Geometrische Akzeptanz

Abbildung 13 oben zeigt die Wahrscheinlichkeit, dass beide Photonen aus einem  $\pi^0$ -Zerfall das ALICE EMCAL treffen, die sogenannte Akzeptanz des Detektors. Für die Berechnung wurden ausschließlich *MC True*-Informationen verwendet. Die Akzeptanz ergibt sich aus dem Verhältnis von allen  $\pi^0$ , deren Zerfallsphotonen beide das EMCAL treffen, und allen  $\pi^0$  im betrachteten  $p_T$ -Intervall:

$$\text{Akzeptanz} = \frac{N_{\pi^0 \text{ MC True}, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{EMCAL}}}{N_{\pi^0 \text{ MC True}}}. \quad (14)$$

Die Akzeptanz muss für jedes  $p_T$ -Intervall berechnet werden. In Abbildung 7 wurde der Pionenzfall bildlich dargestellt. Im Schwerpunktsystem des  $\pi^0$  werden die Photonen in entgegengesetzter Richtung emittiert. Der Impuls des  $\pi^0$  wird auf beide Photonen aufgeteilt, diese erhalten zudem einen Impuls beziehungsweise Energie aus dem Zerfall selbst. Im Laborsystem ergibt sich daher ein impulsabhängiger Öffnungswinkel ( $\theta_{\gamma\gamma} < 180^\circ$ ) zwischen den Photonen. Photonen-Paare mit großem Öffnungswinkel haben eine geringere Wahrscheinlichkeit den Akzeptanz-Bereich des

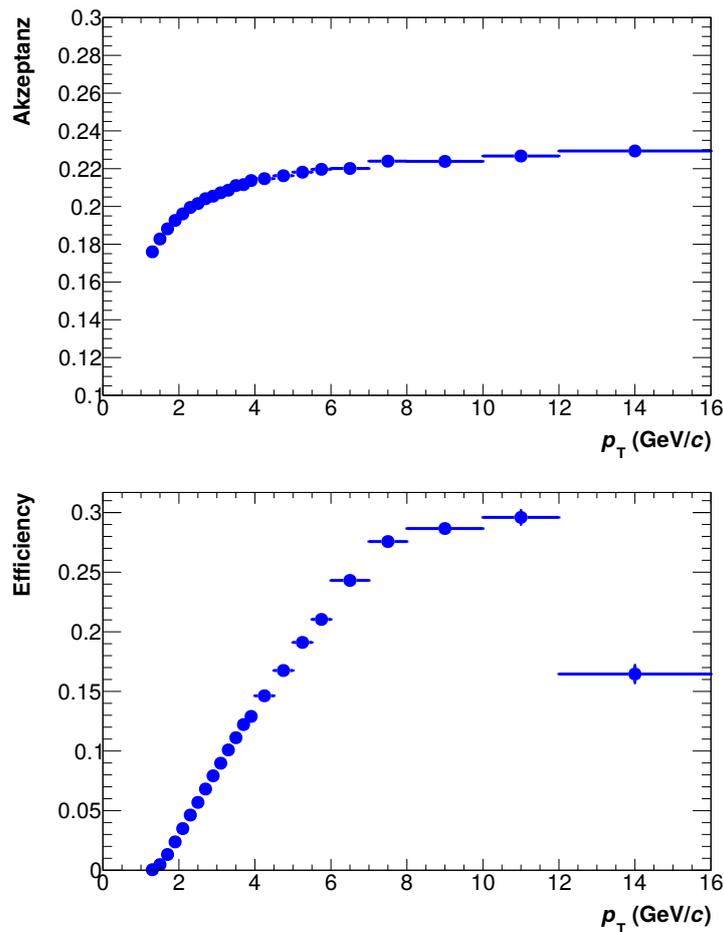


Abbildung 13: **Oben:** Wahrscheinlichkeit, dass beide Photonen aus einem  $\pi^0$  Zerfall das ALICE EMCal treffen. **Unten:** Wahrscheinlichkeit, dass beide Photonen vom EMCal gemessen werden, unter der Voraussetzung, dass beide Photonen innerhalb der Akzeptanz liegen.

EMCal zu treffen. Dieses Phänomen erklärt eine niedrige Akzeptanz bei niedrigen  $p_T$ .

### Rekonstruktionseffizienz

Durch die Auswahl der *Cluster* im Analyse-Algorithmus werden auch reale  $\pi^0$  von der Analyse ausgeschlossen. Beispielsweise gehen durch den *Cluster* Energie *Cut* viele  $\pi^0$  mit niedriger Energie verloren. Zudem muss die Antwort des Detektors in Betracht gezogen werden. Die Wahl der Integrationsgrenzen beeinflusst ebenfalls die Anzahl der gemessenen  $\pi^0$ , diese Effekte werden durch die sogenannte Effizienz-Korrektur korrigiert. In Abbildung 13 unten ist die Wahrscheinlichkeit gezeigt, dass beide Zerfalls-Photonen im jeweiligen  $p_T$ -Intervall von der Analyse erfasst werden, unter der Voraussetzung, dass beide in der Akzeptanz des EMCal liegen. Diese Wahrscheinlichkeit wird Effizienz genannt. Für die Berechnung der Effizienz wird der

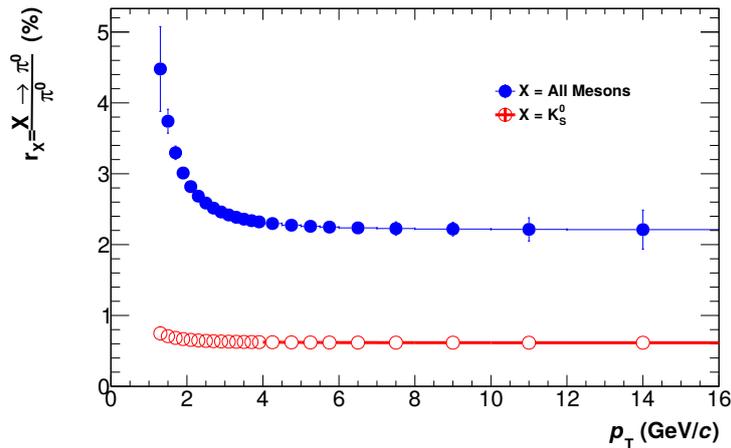


Abbildung 14: Anteil der  $\pi^0$  aus Zerfällen und speziell dem neutralen Kaon mit kurzer Zerfallslänge in Prozent.

*Raw Yield* von simulierten Daten durch den *peak*-Extraktions-Algorithmus bestimmt und mit den *Monte Carlo True* Informationen verglichen.

$$\text{Effizienz} = \frac{N_{\pi^0 \text{ MC rec, } \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{EMCal}}}{N_{\pi^0 \text{ MC True, } \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{EMCal}}} \quad (15)$$

Der Korrekturfaktor aus Gleichung 15 wird analog zur Akzeptanz für jeden  $p_T$  Bereich berechnet. Die Auswirkungen des sogenannten *Cluster-Merging* (vgl. Kapitel 3.1) sind deutlich im letzten gezeigten  $p_T$ -Intervall zu erkennen. Hierbei ist der Abstand zwischen den Zerfallsphotonen auf dem EMCAL zu klein, um ihnen jeweils einen eignen *Cluster* zuzuordnen.

### Neutrale Pionen aus sekundären Zerfällen

In dieser Analyse sollen nur die  $\pi^0$  gemessen werden, die direkt aus der Kollision stammen. Es werden jedoch auch indirekt durch Zerfälle zusätzliche  $\pi^0$  produziert, beispielsweise durch den Zerfall von neutralen Kaonen ( $K_s^0$ ). In Abbildung 14 sind die Anteile der  $\pi^0$  aus Zerfällen und speziell aus  $K_s^0$ -Zerfällen gezeigt, sie wurden durch eine separate Analyse bestimmt.

Mit den eingeführten Korrekturen können wir nun den *Lorentz-invarianten Yield* angeben, vergleiche Abbildung 15.

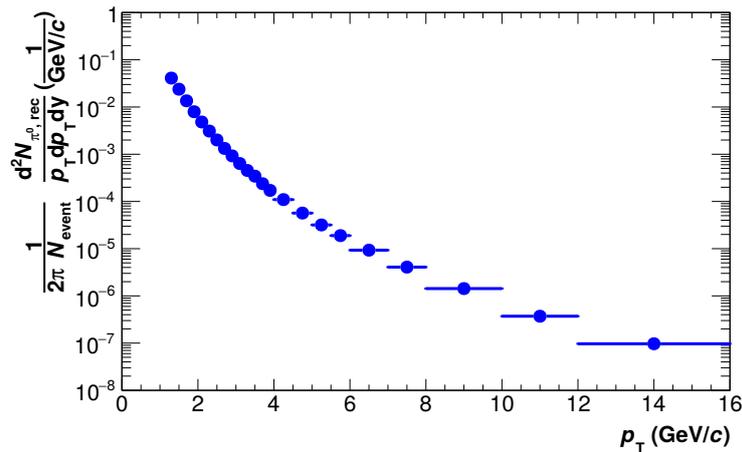


Abbildung 15: *Lorentz-invarianter Yield* der Produktion neutraler Pionen; die extrahierten  $\pi^0$  wurden normiert und mithilfe von Simulationen hinsichtlich der Detektorantwort korrigiert.

### 3.4 Systematische Unsicherheiten

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten werden die bisher vorgestellten *Cuts* und Analyse-Parameter variiert. Die Variationen werden in Folgendem vorgestellt.

#### Variationen der Analyse-*Cuts*

Abbildung 16 zeigt die *Lorentz-invarianten Yields* für Variationen der verwendeten *Cuts*. Als Variationen wurden physikalisch sinnvolle, alternative Werte analysiert (vgl. Tabelle 3). In der unteren Teilabbildung ist jeweils die Abweichung zur Standardanalyse aufgetragen. Als schwarze Kästen sind die statistischen Fehler der Standard-Methode dargestellt. In Abbildung 17 wurde jeweils das Maximum des Betrags der relativen Abweichungen für jeden *Cut* aufgetragen. Dies führt zu einer konservativen Abschätzung der Unsicherheit. Um statistische Fluktuationen zu glätten, wurden die Maxima der Beträge der relativen Abweichungen parametrisiert.

#### Peak Extraktion

Abbildung 18 zeigt die Variationen der *peak*-Extraktion und die relative Abweichung von der Standard-Methode. Wie bereits erwähnt wurde, wurden die Integrationsgrenzen, in denen das Signal aufsummiert wird, empirisch bestimmt. Sie werden hier nun systematisch variiert indem man die Variationen “*narrow*” und “*wide*” einführt, die einen um 40% kleineren beziehungsweise größeren Bereich in der Integration verwenden (vgl. Tabelle 4). Zudem wird der Bereich variiert, in dem der *mixed Event* Untergrund an das Signal skaliert wird. Die verwendete Parametrisierung (vgl. Formel 10) des *peaks* wurde nicht variiert, da ihre Komponenten einzeln,

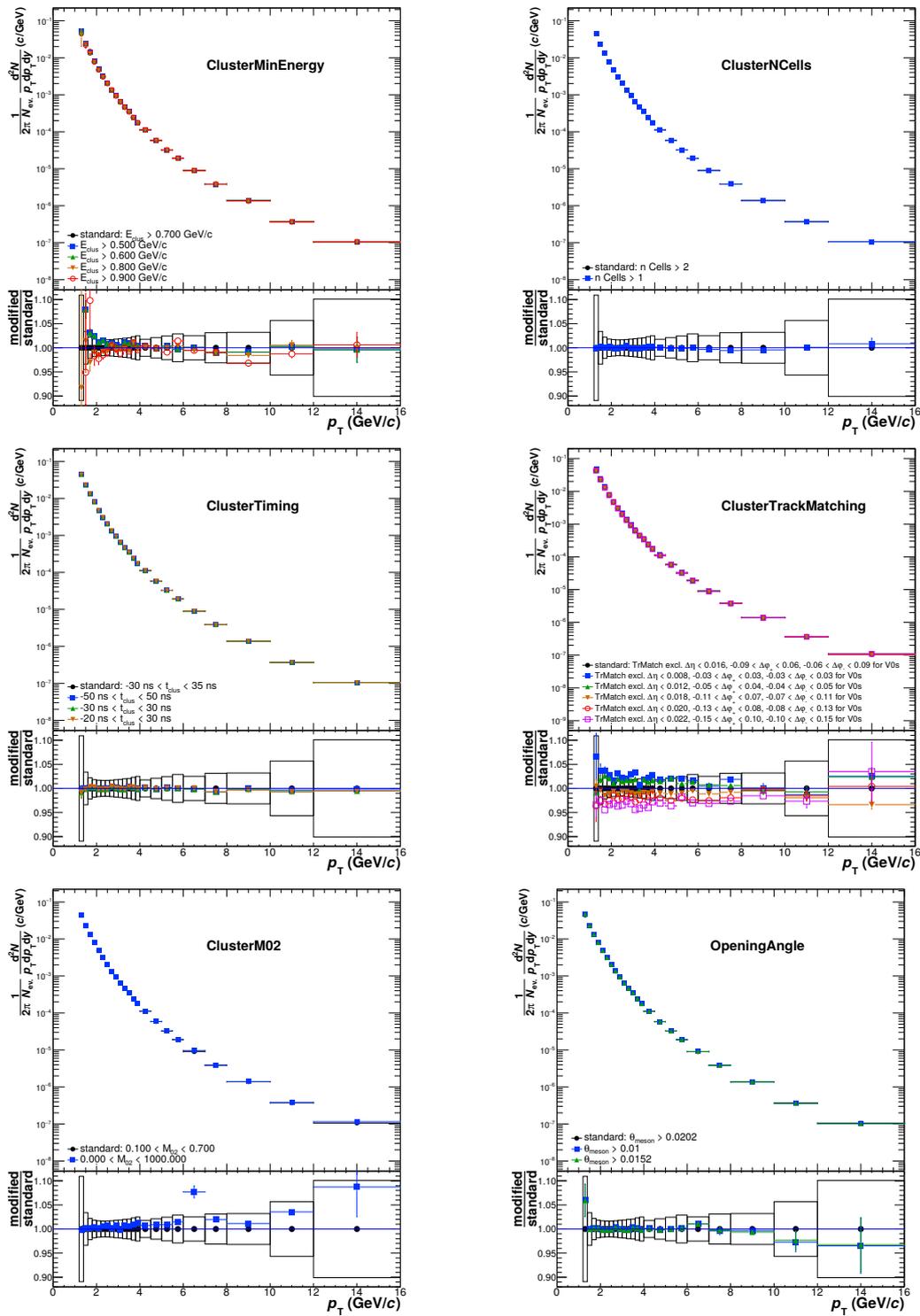


Abbildung 16: Korrigierte *Lorentz-invariante Yields* der systematischen *Cut*-Variationen und relative Abweichungen von der Standard-Methode

| Standard Cut   | Variationen  |
|--|--|
| <b>Min. <math>E_{Cluster}</math></b>   |  |
| • $E_{Cluster} > 0.700 \text{ GeV}/c$  | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>E_{Cluster} &gt; 0.500 \text{ GeV}/c</math></li> <li>• <math>E_{Cluster} &gt; 0.600 \text{ GeV}/c</math></li> <li>• <math>E_{Cluster} &gt; 0.800 \text{ GeV}/c</math></li> <li>• <math>E_{Cluster} &gt; 0.900 \text{ GeV}/c</math></li> </ul>   |
| <b>Min. <math>N_{Cells}</math></b>   |  |
| • $N_{Cells} \geq 2$   | • $N_{Cells} \geq 1$   |
| <b><math>t_{Cluster}</math> Begrenzung</b>   |  |
| • $-30 \text{ ns} < t_{Cluster} < 35 \text{ ns}$                                   | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>-50 \text{ ns} &lt; t_{Cluster} &lt; 50 \text{ ns}</math></li> <li>• <math>-30 \text{ ns} &lt; t_{Cluster} &lt; 30 \text{ ns}</math></li> <li>• <math>-20 \text{ ns} &lt; t_{Cluster} &lt; 30 \text{ ns}</math></li> </ul>  |
| <b>Track Matching</b>  |  |
| • $ \Delta\eta  < 0.016, -0.09 < \Delta\phi_+ < 0.06, -0.06 < \Delta\phi_- < 0.09$ | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math> \Delta\eta  &lt; 0.008, -0.03 &lt; \Delta\varphi_+ &lt; 0.03, -0.03 &lt; \Delta\varphi_- &lt; 0.03</math></li> <li>• <math> \Delta\eta  &lt; 0.012, -0.05 &lt; \Delta\varphi_+ &lt; 0.04, -0.04 &lt; \Delta\varphi_- &lt; 0.05</math></li> <li>• <math> \Delta\eta  &lt; 0.018, -0.11 &lt; \Delta\varphi_+ &lt; 0.07, -0.07 &lt; \Delta\varphi_- &lt; 0.11</math></li> <li>• <math> \Delta\eta  &lt; 0.020, -0.13 &lt; \Delta\varphi_+ &lt; 0.08, -0.08 &lt; \Delta\varphi_- &lt; 0.13</math></li> <li>• <math> \Delta\eta  &lt; 0.022, -0.15 &lt; \Delta\varphi_+ &lt; 0.10, -0.10 &lt; \Delta\varphi_- &lt; 0.15</math></li> </ul> |
| <b><math>M_{02}</math> Begrenzung</b>  |  |
| • $0.100 < M_{02} < 0.700$   | • no Cut ( $0 < M_{02} < 1000$ )   |
| <b>Max. Opening Angle</b>  |  |
| • $\Theta_{Meson} > 0.0202$  | <ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\Theta_{Meson} &gt; 0.01</math></li> <li>• <math>\Theta_{Meson} &gt; 0.0152</math></li> </ul>   |

Tabelle 3: Variationen der *Cuts* in der Analyse

| <b>Integrationsgrenzen</b> |                                    |                                     |
|----------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|
| Variation                  | untere Grenze                      | obere Grenze                        |
| standard                   | $M_{\pi^0} - 0.05 \text{ GeV}/c^2$ | $M_{\pi^0} + 0.04 \text{ GeV}/c^2$  |
| <i>wide</i>                | $M_{\pi^0} - 0.07 \text{ GeV}/c^2$ | $M_{\pi^0} + 0.024 \text{ GeV}/c^2$ |
| <i>narrow</i>              | $M_{\pi^0} - 0.03 \text{ GeV}/c^2$ | $M_{\pi^0} + 0.056 \text{ GeV}/c^2$ |

Tabelle 4: Variationen der Integrationsgrenzen in der Analyse

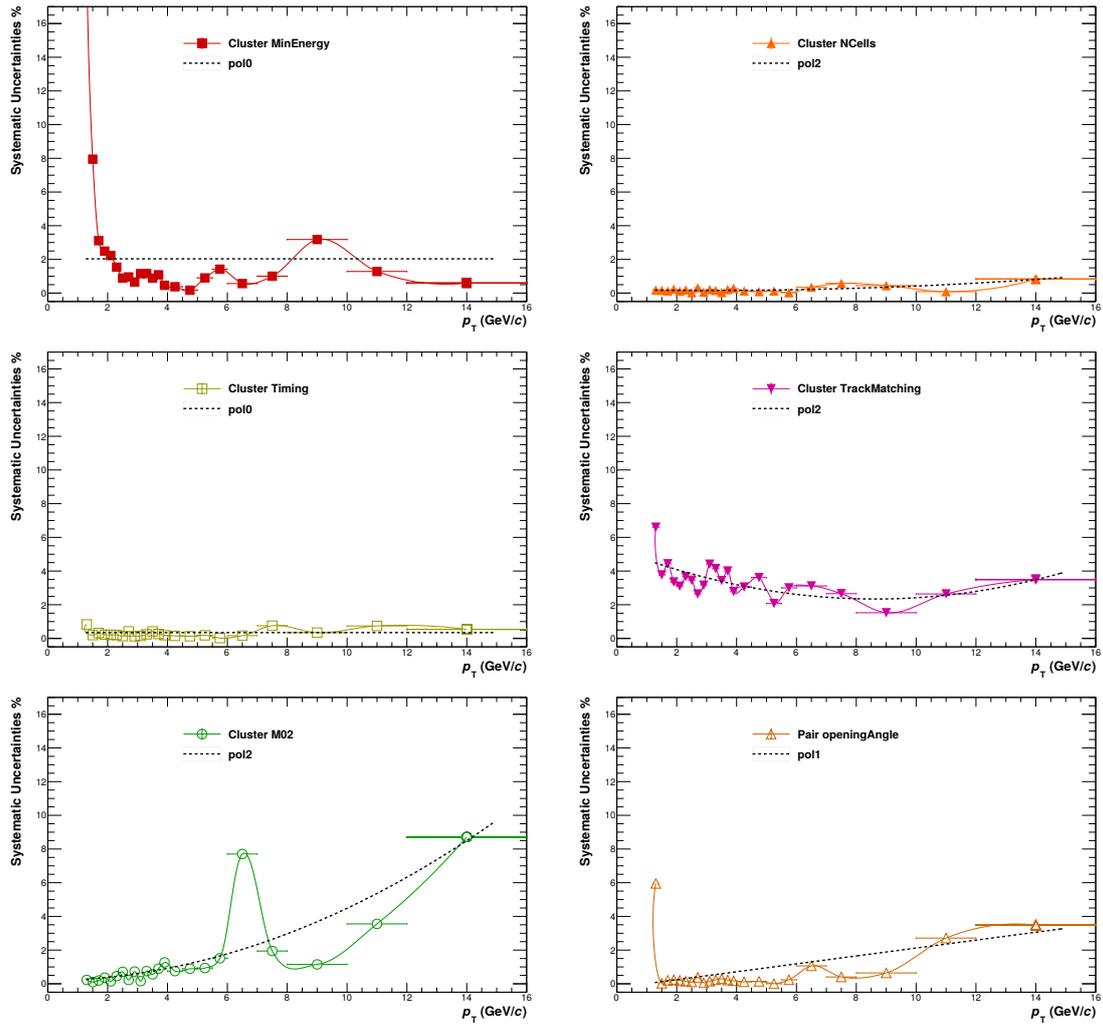


Abbildung 17: Maximale Abweichung der systematisch variierten *Cuts* gegenüber der Standardanalyse mit Parametrisierungen

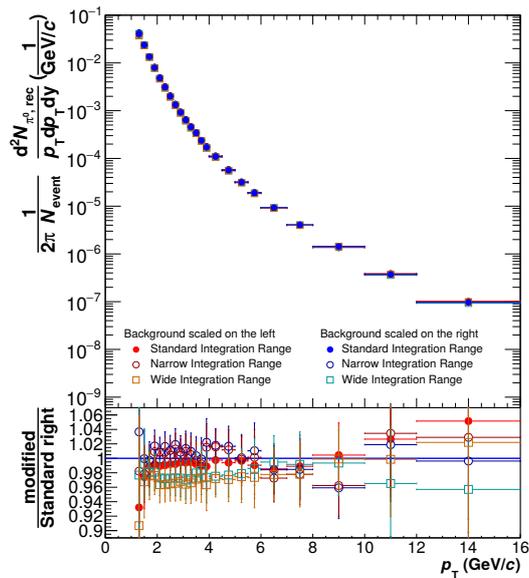


Abbildung 18: Korrigierte *Lorentz-invariante Yields* der systematischen Variationen der *peak*-Extraktion und relative Abweichungen von der Standard-Methode

physikalisch begründen werden konnten. In Abbildung 20 links sind erneut die Maxima der Beträge der relativen Abweichungen aufgetragen.

### Monte-Carlo

Abbildung 19 links zeigt die berechneten Effizienzen der zwei hier verwendeten Simulationen (*Phythia* und *PHOJET*). Die Abbildung zeigt außerdem die kombinierte Effizienz der Simulationen, außerdem ist die Abweichung von der Standardanalyse aufgetragen. Der Unterschied der Effizienzen der beiden Simulationen wird durch die Korrektur in den *Lorentz-invarianten Yield* propagiert. Der resultierende Unterschied ist in Abbildung 19 rechts gezeigt. Abbildung 20 rechts zeigt erneut die Maxima der Beträge der relativen Abweichungen.

### Lorentz-invarianter Yield

In Abbildung 21 sind schließlich die geglätteten relativen Differenzen aus Abbildung 17 und 20 zusammengetragen. Zudem ist eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit beigefügt, die durch das Material vor dem EMCal entsteht. Aus Erfahrungswerten schätzen wir eine  $p_T$  unabhängige Unsicherheit von 4.24% ab. Die Unsicherheiten sind ebenfalls in Tabelle 22 abzulesen. Man geht davon aus, dass die gezeigten systematischen Unsicherheiten untereinander vollkommen unkorreliert sind, wodurch man das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz anwenden darf. In schwarz ist die quadratische Summe der Differenzen gezeigt. Man kann nun die systematischen Unsicherheiten auf den *Lorentz-invarianten Yield* anwenden und erhält so das Ergebnis in Abbildung 23.

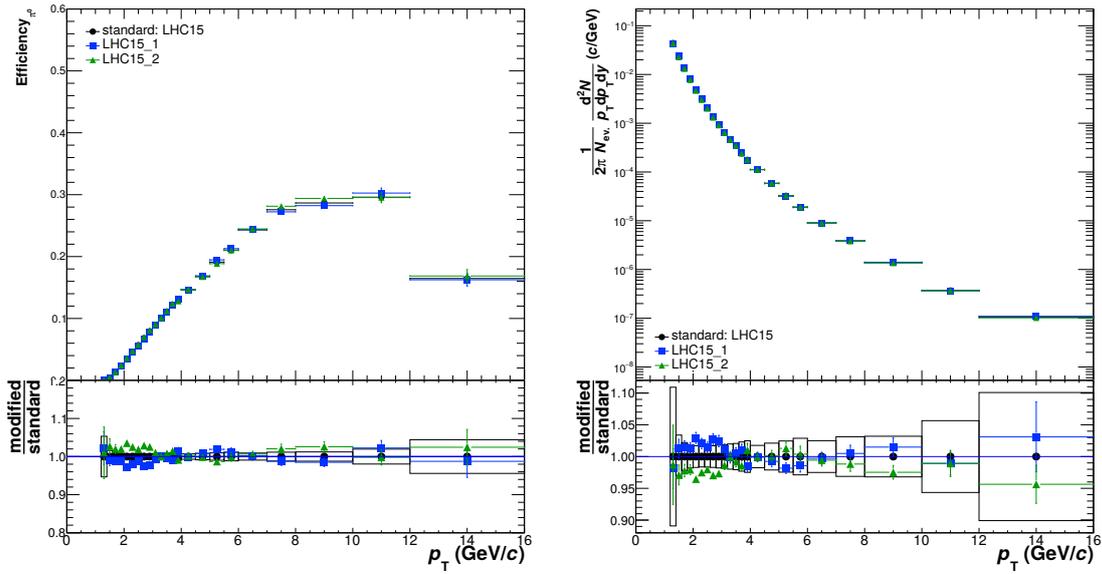


Abbildung 19: Unterschiede zwischen *Phythia 8* und *PHOJET*. **Links**: Unterschiede in der Effizienz und relative Differenzen. **Rechts**: Unterschiede im *Lorentz-invarianten Yield* und relative Differenzen

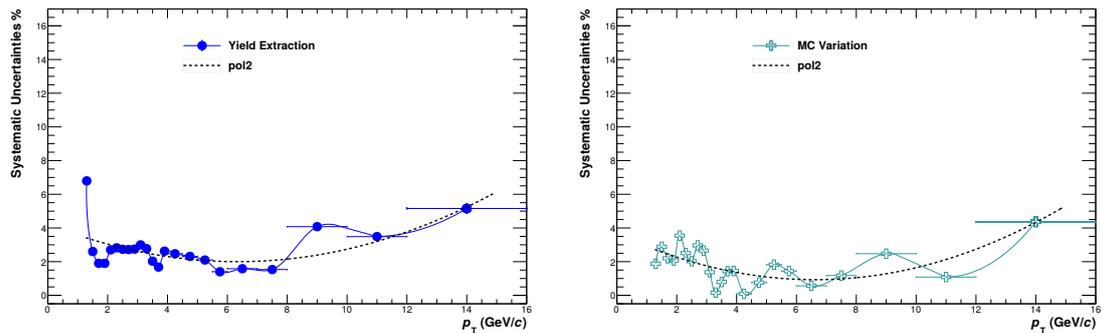


Abbildung 20: Maximale Abweichung **links** durch Variationen im Analyse-Algorithmus und **rechts** durch variierende Simulationen

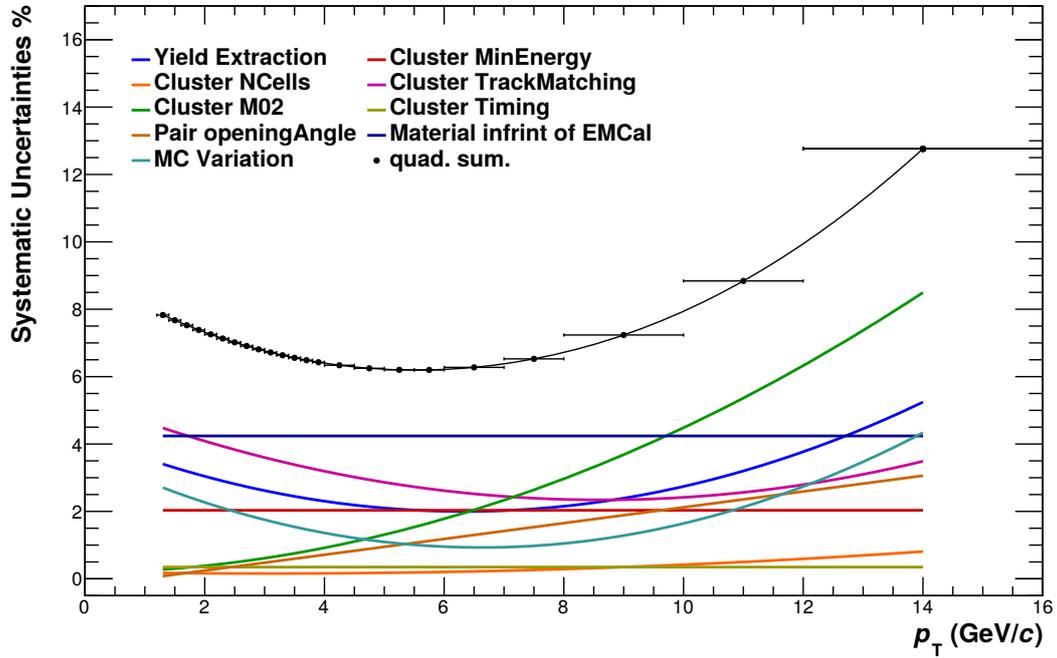


Abbildung 21: Geglättete systematische Unsicherheiten (farbige Kurven) und die quadratische Summe (schwarz Kurve)

| Pt bin    | Yield Extr. | $E_{Clus}$ | $N_{Cells}$ | Track Match. | $M_{02}$ | $t_{Clus}$ | $\Theta_{\gamma\gamma}$ | MC   | Quad. Summe |
|-----------|-------------|------------|-------------|--------------|----------|------------|-------------------------|------|-------------|
| 1.2-1.4   | 3.41        | 2.03       | 0.17        | 4.48         | 0.28     | 0.35       | 0.08                    | 2.70 | 7.83        |
| 1.4-1.6   | 3.30        | 2.03       | 0.17        | 4.36         | 0.30     | 0.35       | 0.13                    | 2.57 | 7.67        |
| 1.6-1.8   | 3.19        | 2.03       | 0.17        | 4.25         | 0.33     | 0.35       | 0.17                    | 2.45 | 7.52        |
| 1.8-2.0   | 3.09        | 2.03       | 0.16        | 4.14         | 0.37     | 0.35       | 0.22                    | 2.33 | 7.39        |
| 2.0-2.2   | 2.99        | 2.03       | 0.16        | 4.04         | 0.40     | 0.35       | 0.27                    | 2.21 | 7.25        |
| 2.2-2.4   | 2.90        | 2.03       | 0.16        | 3.93         | 0.44     | 0.35       | 0.31                    | 2.10 | 7.13        |
| 2.4-2.6   | 2.82        | 2.03       | 0.16        | 3.83         | 0.49     | 0.35       | 0.36                    | 1.99 | 7.02        |
| 2.6-2.8   | 2.73        | 2.03       | 0.16        | 3.74         | 0.53     | 0.35       | 0.41                    | 1.89 | 6.91        |
| 2.8-3.0   | 2.65        | 2.03       | 0.16        | 3.65         | 0.58     | 0.35       | 0.45                    | 1.80 | 6.81        |
| 3.0-3.2   | 2.58        | 2.03       | 0.16        | 3.56         | 0.64     | 0.35       | 0.50                    | 1.71 | 6.72        |
| 3.2-3.4   | 2.51        | 2.03       | 0.16        | 3.47         | 0.69     | 0.35       | 0.55                    | 1.62 | 6.63        |
| 3.4-3.6   | 2.45        | 2.03       | 0.16        | 3.39         | 0.75     | 0.35       | 0.60                    | 1.54 | 6.56        |
| 3.6-3.8   | 2.39        | 2.03       | 0.16        | 3.31         | 0.82     | 0.35       | 0.64                    | 1.46 | 6.49        |
| 3.8-4.0   | 2.33        | 2.03       | 0.16        | 3.23         | 0.88     | 0.35       | 0.69                    | 1.39 | 6.43        |
| 4.0-4.5   | 2.24        | 2.03       | 0.16        | 3.10         | 1.01     | 0.35       | 0.77                    | 1.28 | 6.34        |
| 4.5-5.0   | 2.14        | 2.03       | 0.17        | 2.94         | 1.20     | 0.35       | 0.89                    | 1.15 | 6.25        |
| 5.0-5.5   | 2.07        | 2.03       | 0.18        | 2.79         | 1.42     | 0.35       | 1.01                    | 1.05 | 6.20        |
| 5.5-6.0   | 2.02        | 2.03       | 0.20        | 2.67         | 1.65     | 0.35       | 1.12                    | 0.98 | 6.20        |
| 6.0-7.0   | 2.00        | 2.03       | 0.22        | 2.52         | 2.05     | 0.35       | 1.30                    | 0.93 | 6.27        |
| 7.0-8.0   | 2.07        | 2.03       | 0.26        | 2.39         | 2.64     | 0.35       | 1.53                    | 0.98 | 6.53        |
| 8.0-10.0  | 2.39        | 2.03       | 0.35        | 2.35         | 3.68     | 0.35       | 1.89                    | 1.28 | 7.24        |
| 10.0-12.0 | 3.20        | 2.03       | 0.50        | 2.56         | 5.36     | 0.35       | 2.36                    | 2.13 | 8.84        |
| 12.0-16.0 | 5.24        | 2.03       | 0.81        | 3.49         | 8.50     | 0.35       | 3.06                    | 4.33 | 12.76       |

Abbildung 22: Systematische Unsicherheiten

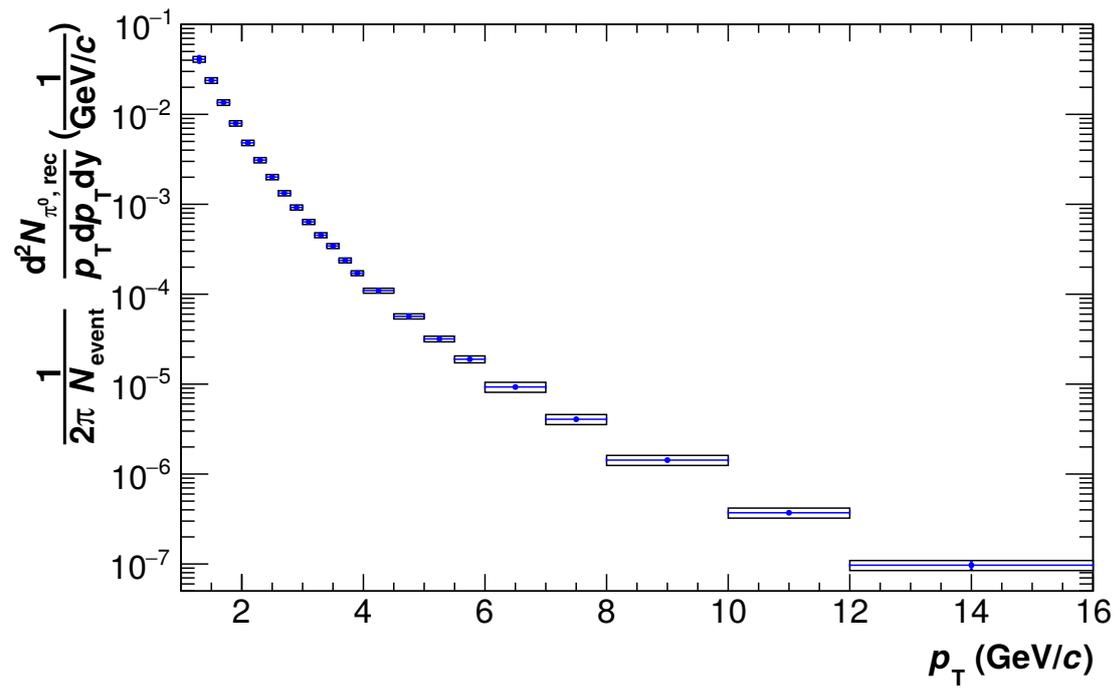


Abbildung 23: Lorentz-invarianter Yield mit systematischen Unsicherheiten (schwarze Kästen)

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorgestellte Arbeit beschreibt die Messung neutraler Pionen in pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Die Messung kann als Referenz für Pb-Pb-Kollisionen dienen und somit dazu beitragen, die Eigenschaften des QGP zu untersuchen. Für die Messung werden Daten des ALICE-EMCal-Detektors verwendet, die 2012 gemessen wurden. Das EMCal kann die deponierte Energie und die Position von Photonen messen. Es fasst die deponierte Energie zu sogenannten *Clustern* zusammen. Durch die Kombination von *Clustern* aus derselben Kollision werden  $\pi^0$  rekonstruiert. Mithilfe des ITS wird der primäre Vertex bestimmt, um die Verteilung der *Cluster*-Paare als Funktion von  $m_{\text{inv}}$  und  $p_{\text{T}}$  anzugeben. Die potentiellen  $\pi^0$  werden anschließend in  $p_{\text{T}}$ -Bereiche eingeteilt. Durch die *mixed Event* Methode wird der unkorrelierte Untergrund abgezogen. Das im Folgenden extrahierte  $\pi^0$ -Signal wird parametrisiert, um die Position des *peaks* zu bestimmen. Ausgehend von der Parametrisierung wird der korrelierte Untergrund subtrahiert und das Signal in einem definierten Bereich um die *peak*-Position integriert. Man erhält ein  $p_{\text{T}}$  abhängiges Spektrum. Das Spektrum wird sowohl für die gemessenen Daten als auch für simulierte Daten berechnet. Durch die Simulation wird eine Korrektur des Spektrums hinsichtlich der Akzeptanz des Detektors und Effizienz der Analyse-Methoden ermöglicht. Das korrigierte Spektrum wird für die Standardanalyse sowie für systematische Variationen berechnet. Aufgrund von resultierenden Unterschieden kann eine systematische Unsicherheit für das Ergebnis abgeschätzt werden.

Ergebnis dieser Arbeit ist der *Lorentz-invariante Yield* (vgl. Abbildung 23) als Funktion von  $p_{\text{T}}$ . Das *Raw Yield* wurde dazu mithilfe von Simulationen korrigiert und systematische Fehler wurden abgeschätzt.

Die Messung kann mit anderen  $\pi^0$  Analysen verglichen werden. Für  $\pi^0$  Analysen können neben dem EMCal auch weitere Detektoren verwendet werden. Eine dieser Analysen verwendet eine Rekonstruktion der  $\pi^0$  durch konvertierte Photonen, die sogenannte *Photon-Conversion-Method* (PCM). Außerdem sind Analysen mit dem PHOS Kalorimeter und hybride Methoden möglich, beispielsweise PCM-EMCal.

## 5 Anhang

### Berechnung der Invarianten Masse

Unter Verwendung der Viererimpulse gilt:

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}^2 = m^2 \quad (16)$$

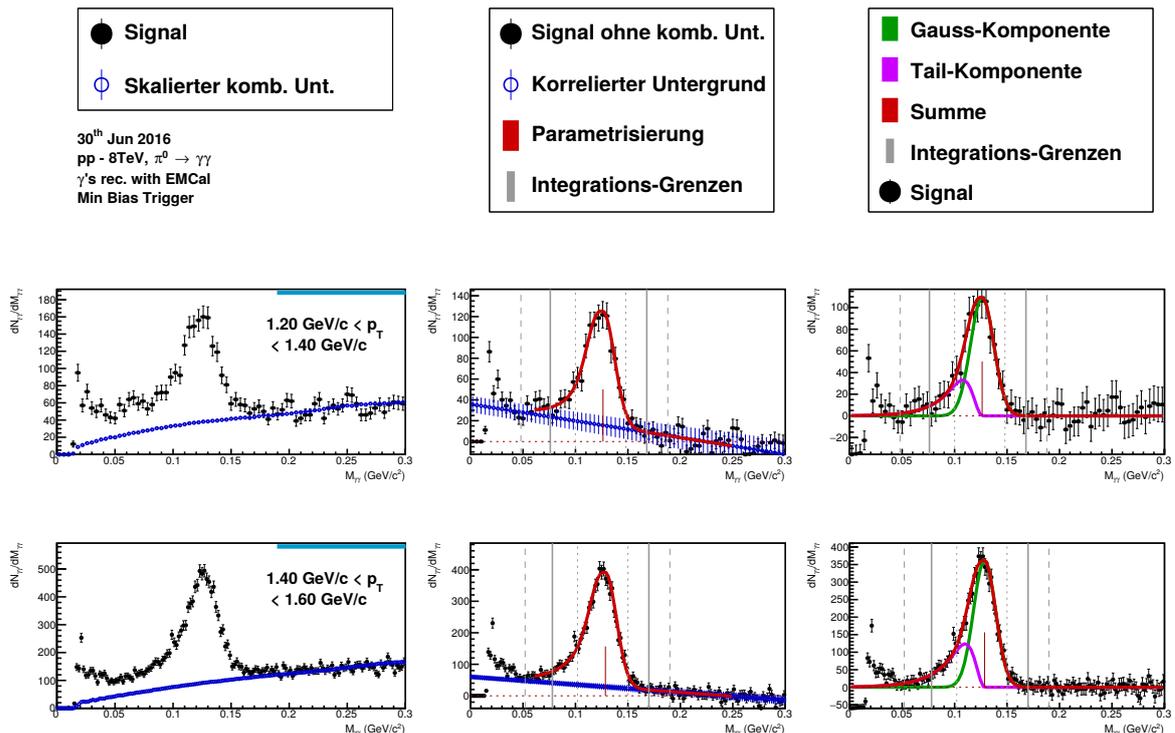
Für einen Zweikörperzerfall, im Speziellen für den zwei-Photonen-Zerfall des neutralen Pions, gilt für das Mutterteilchen:

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

Für Photonen gilt:  $m_\gamma = 0$  und  $E_\gamma = p_\gamma$  daher gilt:

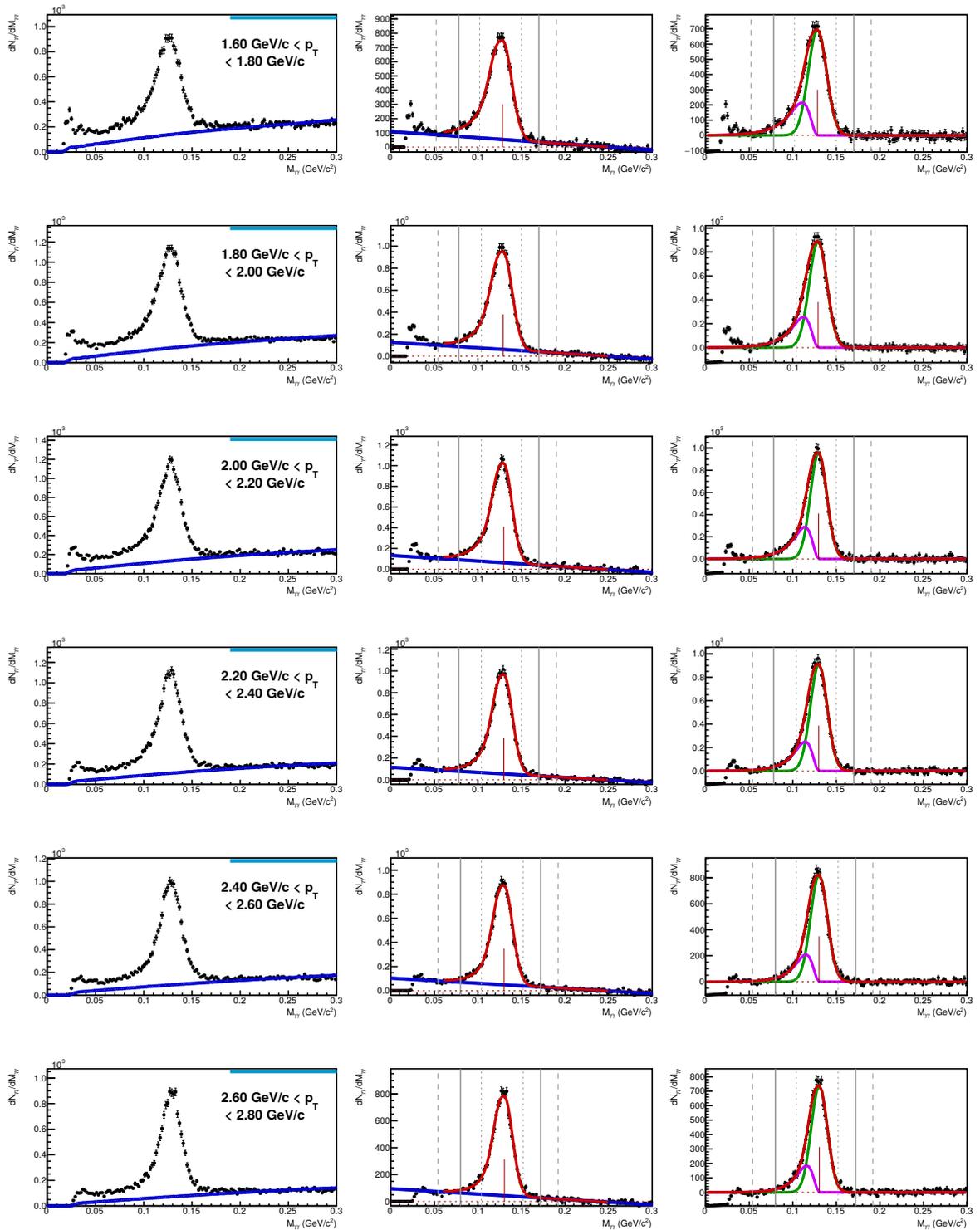
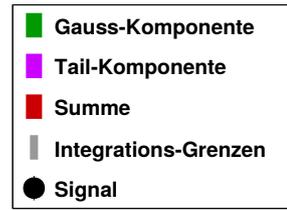
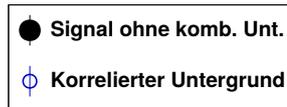
$$\Rightarrow M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})} \quad (17)$$

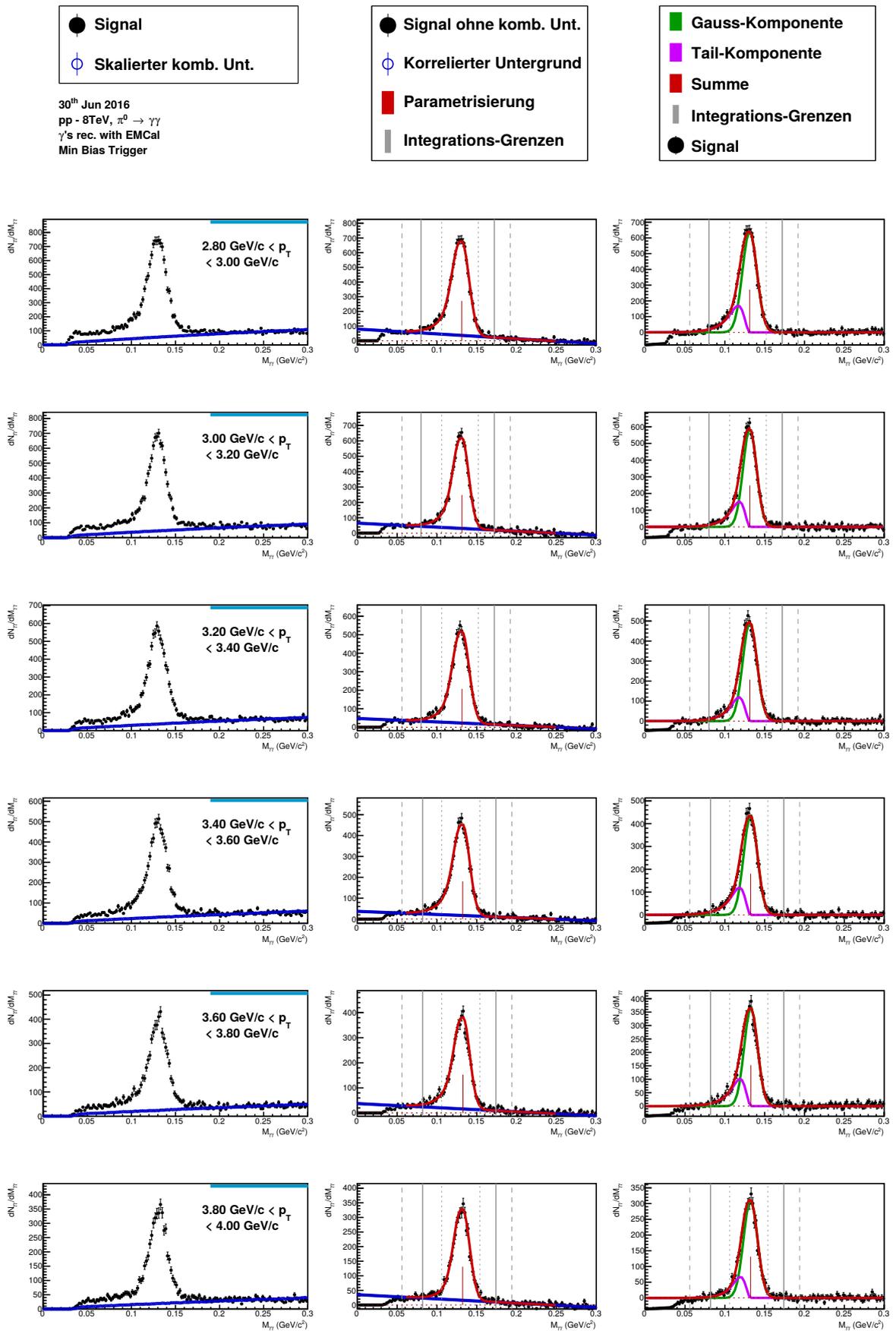
### Analyse für die einzelnen $p_T$ -Bereiche

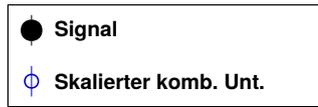




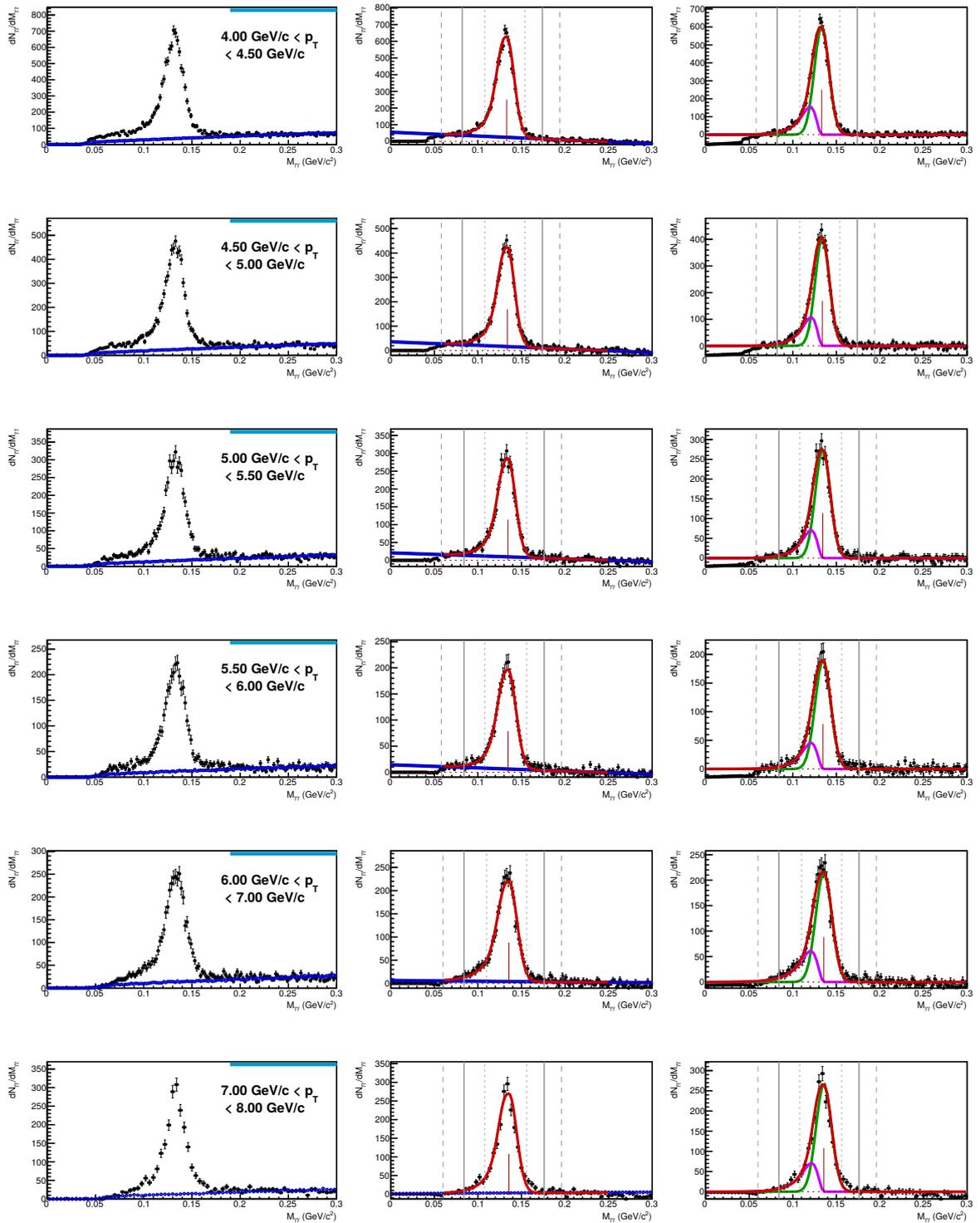
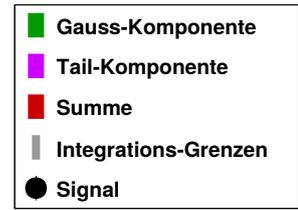
30<sup>th</sup> Jun 2016  
 pp - 8TeV,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$   
 $\gamma$ 's rec. with EMCAL  
 Min Bias Trigger





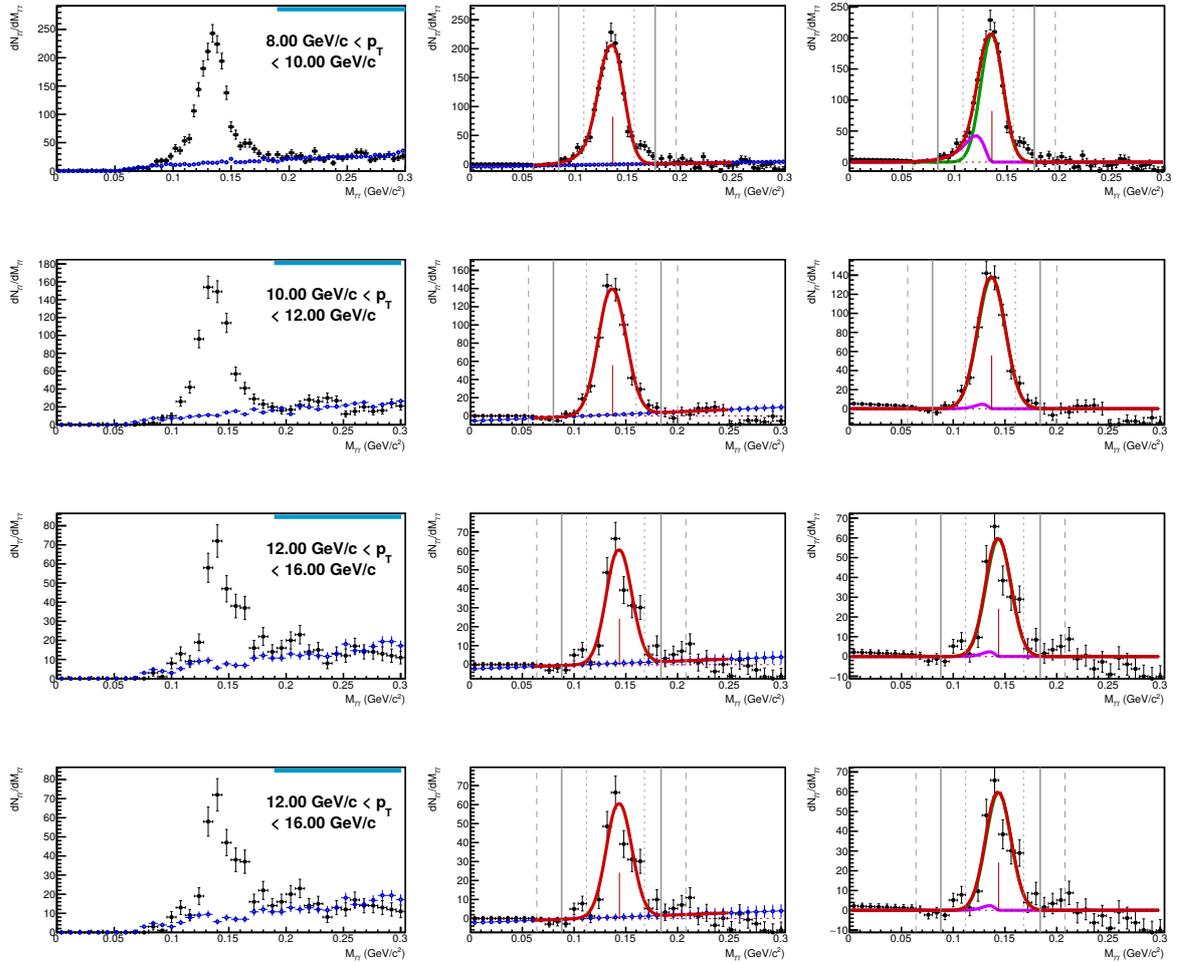
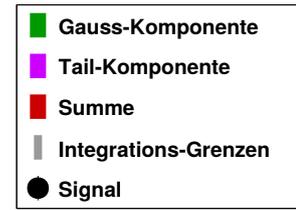


30<sup>th</sup> Jun 2016  
 pp - 8TeV,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$   
 $\gamma$ 's rec. with EMCAL  
 Min Bias Trigger





30<sup>th</sup> Jun 2016  
 pp - 8TeV,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$   
 $\gamma$ 's rec. with EMCAL  
 Min Bias Trigger



---

## **Erklärung nach § 30 Absatz 12 (PO 2013)**

**Erklärung** nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und dem Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 01.07.2016

---

## Literatur

- [AC04] ALICE Collaboration: Technical Design Report on Forward Detectors, CERN-LHCC-2004-025
- [AC08] ALICE Collaboration: Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report, CERN-LHCC-2008-014
- [AG16] GSI alice-wiki (Stand 28.06.2016)  
<https://alice-wiki.gsi.de/foswiki/bin/view/Main/Research>
- [AW16] Aliweb (Stand 15.01.2016)  
<http://aliweb.cern.ch/Offline/Detectors/EMCAL/geometry.html>
- [BS10] B. Sahlmüller, *Probing Hot and Dense Matter: Measurement of Neutral Mesons and Direct Photons in Ultrarelativistic Au+Au Collisions*, Doktorarbeit, Universität Münster, 2010
- [BV08] Amos Brestkin and Rüdiger Voss, *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments*, Volume 1, JINST 3 S08002, 2008.
- [CW16] Cern Webpage (Stand 11.1.2016)  
<http://home.cern/about>  
<http://home.cern/topics/large-hadron-collider>  
<http://international-relations.web.cern.ch/InternationalRelations/ms/>
- [DM15] D. Mühlheim, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, private Kommunikation
- [HA13] Prof. Dr. Harald Appelshäuser, *Kern- und Teilchenphysik 1 - Die Quarkstruktur der Materie*, Skript zur Vorlesung, Universität Frankfurt am Main, Wintersemester 2013/14
- [IN16] inspirehep.net (Stand 14.6.2016)  
[https://inspirehep.net/record/841791/files/breaking\\_usual.png](https://inspirehep.net/record/841791/files/breaking_usual.png)  
<http://inspirehep.net/record/843250/files/PhaseDiagram.png>
- [JB08] J. Bartke, *Relativistic Heavy Ion Physics*, World Scientific, 2008
- [JB10] Jörn Bleck-Neuhaus, *Elementare Teilchen, Moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010
- [JW08] J. Wiechula, *Commissioning and Calibration of the ALICE-TPC*, Doktorarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2008
- [KA08] K. Aamondt, et al. [ALICE Collaboration], *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002, 2008.
- [KR10] Powerweek Data Analysis, Klaus Reygers, Physikalisches Institut Universität Heidelberg, November 2010
- [ME16] Wikimedia (Stand 28.4.2016)  
[https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/9/92/Quark\\_structure\\_proton.svg/2000px-Quark\\_structure\\_proton.svg.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/9/92/Quark_structure_proton.svg/2000px-Quark_structure_proton.svg.png)

- 
- [PDG14] Particle Physics Booklet, particle data group (PDG), Ausgabe Juli 2014
- [PL10] P. Lüttig, *Mittlerer Transversalimpuls in Proton-Proton-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV in ALICE*, Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2010
- [RC06] R. Craig, *Measurement of the Inclusive Jet Cross Section Using the Mid-point Algorithm in Run II at CDF*, Defense Presentation, University of Florida, 2006
- [TW16] Twiki (Stand 12.5.2016)  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/EMCal>
- [YK12] Y. Kharlov, *Neutral meson production in pp and Pb-Pb collisions at LHC*, Nuclear Physics A 00 (2013) 1–4, Institute for High Energy Physics, Protvino Russland, 2012