

Systematische Studie der Peakextraktion neutraler Pionen in pp-Kollision bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mittels Templates

Marvin Hemmer

22. Oktober 2018

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
2	Experimenteller Aufbau	3
2.1	CERN	3
2.2	LHC	3
2.3	ALICE	3
2.4	elektromagnetische Kalorimeter	3
3	Analyse	3
3.1	Daten	3
3.1.1	Datensatz	3
3.1.2	Trigger und Auswahlkriterien	3
3.2	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen . . .	3
3.2.1	Rekonstruktion neutraler Pionen	3
3.2.2	Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds	4
3.2.3	Abschätzung des korrelierten Untergrunds	7
3.3	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates . . .	7
3.3.1	Templates	7
3.3.2	Fit Methode	7
4	Korrigierter Yield	7
4.1	Korrekturen	7
4.2	Variationen	7
5	Zusammenfassung und Aussicht	7

Einleitung

1 Theorie

2 Experimenteller Aufbau

2.1 CERN

2.2 LHC

2.3 ALICE

2.4 elektromagnetische Kalorimeter

3 Analyse

3.1 Daten

3.1.1 Datensatz

3.1.2 Trigger und Auswahlkriterien

3.2 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen

3.2.1 Rekonstruktion neutraler Pionen

Messungen mit dem EMCal liefern Information über Ort und Energie von unter anderem Photonenkandidaten. Mit diesen Informationen können π^0 rekonstruiert werden, da ein π^0 zu $(98,823 \pm 0,034)\%$ [QUELLE PDG] in zwei Photonen zerfällt. Ein π^0 zerfällt nach einer mittleren Wegstrecke von $c\tau = 25,5\text{nm}$ vom primären Vertex. Der primäre Vertex wird mit Hilfe des ITS bestimmt.

Mit dem Wissen, wo sich der primäre Vertex befindet, sowie der Ortsmessung des EMCals, kann der Zerfallswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Photonenkandidaten, die mit dem EMCal detektiert wurden, bestimmt werden. Um die invariante Masse m_{inv} zu berechnen, sind die Energien ($E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$) der beiden Photonen, sowie der Zerfallswinkel erforderlich. Die Zahlen in den Indizes beziehen sich dabei auf die Nummerierung der beiden Photonen. Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen. Für diese gilt:

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

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

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

Aus dem in Abschnitt 3.1.1 erwähnten Datensatz werden alle möglichen Kombinationen von zwei Photonenkandidaten aus der gleichen Kollision (*same event*) benutzt, um m_{inv} nach Gleichung 1 zu berechnen. Diese Methode wird auch als *same event* bezeichnet. Außerdem wird p_{T,π^0} nach Gleichung 2 berechnet um aus den m_{inv} und p_{T,π^0} Wertepaaren eine invariante Massenverteilung zu erhalten. In Abbildung 1a) ist die invariante Massenverteilung des Datensatzes zu sehen. In dieser Verteilung ist eine

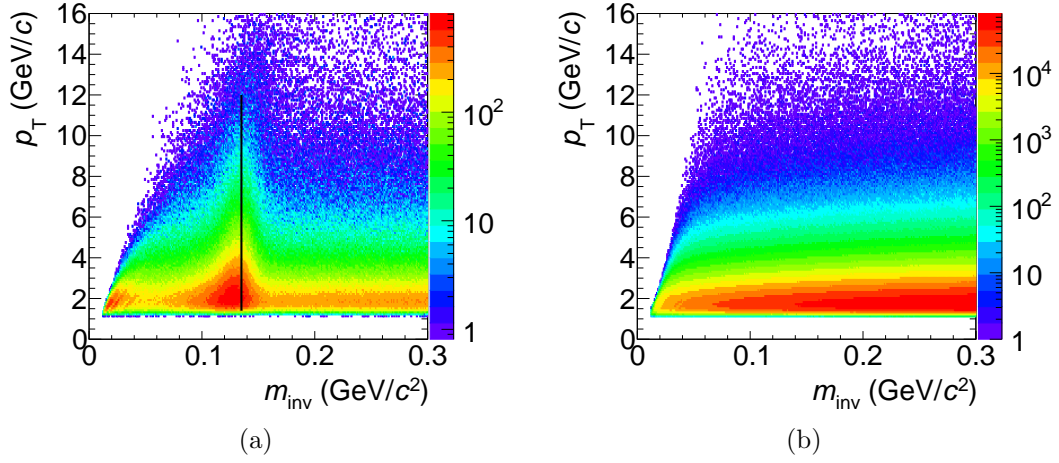


Abbildung 1:

(a): Rekombination von Cluster-Paaren aus jeweils der gleichen Kollision (*same event*). Die schwarze Linie liegt im Bereich $m_{\text{inv}} = 0,135 \text{ GeV}/c^2$, was ungefähr der π^0 Masse entspricht, wo eine deutliche Peakstruktur zu Erkennen ist.

(b): Rekombination von Cluster-Paaren aus jeweils unterschiedlichen Kollision (*mixed event*).

Beides in Abhängigkeit der invarianten Masse, sowie des transversalen Impulses.

häufung der Datenpunkte bei $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Abbildung 1b zeigt die invariante Massenverteilung bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen miteinander kombiniert werden. Diese Methode wird als *mixed event* bezeichnet. Auf die Verteilung wird in Kapitel 3.2.2 genauer eingegangen.

Um π^0 s in einzelnen p_T -Intervallen zählen zu können wird die Verteilung in entsprechende Abständen auf die Y-Achse projiziert. Die Intervalle werden so gewählt, dass sie möglichst klein sind, während die statistischen Unsicherheiten nicht zu groß werden. Man erhält Verteilungen der invarianten Masse, die aus Signal, sowie korreliertem und unkorreliertem Untergrund bestehen (vgl. Abbildung 2). Dennoch ist ein deutlicher Peak im Bereich der Pionenmasse von ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Um das Signal zu extrahieren werden im Folgende die beiden Komponenten des Untergrunds präsumiert.

3.2.2 Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds

Durch das kombinieren aller Photonenkandidaten ist ein großer Anteil der rekonstruierten Massen aus nicht korreliert Paaren, da die beiden Photonenkandidaten nicht zusammenhängen über beispielsweise einen Zerfall. Um diesen unkorrelierten Untergrund abzuwägen kombiniert man im sogenannten Eventmixing Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Events zusammen, da so sicher keine Verbindung zwischen den beiden Photonenkandidaten besteht. Abbildung 3 stellt das Ergebnis des Eventmixings für einen gewählten Bereich dar.

Die Verteilung aus den *mixed events* weist keinen Peak auf und hat eine größere Anzahl Einträge, als die Verteilung aus dem selben Events (vgl. Abbildung 2 und 3), weshalb die mixed Event Verteilung an die der same Events skaliert werden muss. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außerhalb des π^0 -Peaks und es ergibt sich für den

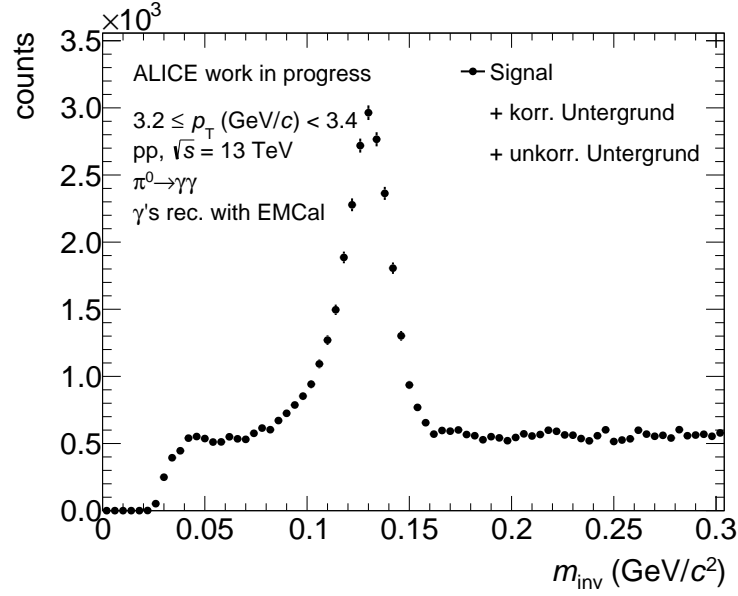


Abbildung 2: Projektion von Abbildung 1a im p_T -Intervall (3.2 - 3.4) (GeV/c). Es ist ein deutlicher Peak um $m_{\pi^0} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei $m_{inv} < m_{\pi^0}$ kann Signal vorliegen, das aus konvertierten Photonen besteht, weshalb eine Aussage über die Form, bzw. den Untergrund dort schwer möglich ist.

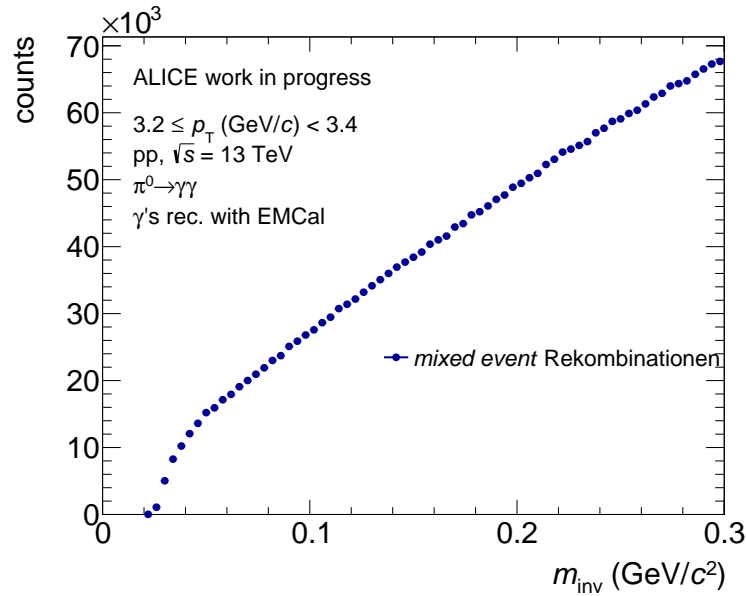


Abbildung 3: Kombinationen von Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen, die keine Korrelationen zueinander haben, weshalb auch kein Peak im Bereich der π^0 -Masse zu sehen ist. Dies dient als Grundlage zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds.

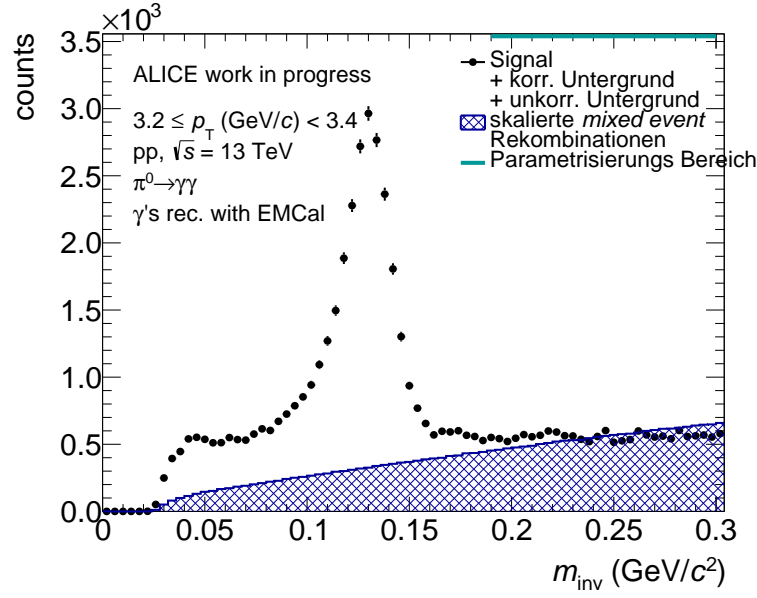


Abbildung 4: Nach Gleichung 3 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung 3 als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten (Abbildung 2).

Skalierungsfaktor:

$$\alpha = \frac{\sum_{i \neq j} \sum_n m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(n)} \right)}{\sum_{i,j} \sum_{n \neq m} m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(m)} \right)} \quad (3)$$

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

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 4 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal inklusiver beider Untergründe eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte korrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Das es sich hierbei nur um eine Abschätzung handelt kann daran ausmachen werden, dass um $m_{\text{inv}} = 0,3 (\text{GeV}/c)$ der unkorrelierte Untergrund größer ist, als das Signal mit beiden Untergrundkomponenten, was bedeutet, dass nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds das Signal mit korreliertem Untergrund dort negativ wäre, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

3.2.3 Abschätzung des korrelierten Untergrunds**3.3 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates****3.3.1 Templates****3.3.2 Fit Methode****4 Korrigierter Yield****4.1 Korrekturen****4.2 Variationen****5 Zusammenfassung und Aussicht**