

Bachelorarbeit

Quellen neutraler Mesonen in der Simulation von pp-Kollisionen für das ALICE-Experiment

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science

an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

von

Frederik Henke

31. März 2018

Betreuer der Arbeit:

Privatdozent Dr. Christian Klein-Bösing
Institut für Kernphysik
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Zweitprüfer:

Prof. Dr. Anton Andronic

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Physikalische Grundlagen	3
2.1.1	Relativistische Kinematik	3
2.1.2	Das neutrale Pion	5
2.1.3	Das neutrale Kaon	5
2.1.4	Proton-Proton-Kollisionen	5
2.2	ALICE	7
2.2.1	Das Experiment	7
2.2.2	Detektoren	8
2.2.3	EMCal	9
2.2.4	PHOS	9
2.2.5	Rekonstruktion von Pionen	9
2.3	Software	10
2.3.1	Pythia	10
2.3.2	Root	11
3	Simulation	13
3.1	Problemstellung/Zielsetzung	13
3.2	Aufbau der Simulation	14
3.2.1	Invariante Masse des Pions	14
3.2.2	Geometrie des Problems	15
3.2.3	Simulation des Detektorfehlers	16
3.2.4	Auflösung der Detektoren	17
3.3	Generation von Daten	17
3.3.1	Auslesen der Daten	18
3.4	Auswertung	18
3.4.1	Versmierung des Transversalimpulses	24
4	Diskussion und Ausblick	31
4.1	Diskussion	31

4.2 Zusammenfassung	32
5 Anhang	35
Literaturverzeichnis	41

1 Einleitung

Einen Großteil der Informationen, die über die Struktur der Materie bekannt sind, stammt von Beschleunigerexperimenten. Dabei werden Elementarteilchen oder auch Ionen sehr stark beschleunigt und zur Kollision gebracht. Im Laufe der Zeit wurden für neue Erkenntnisse immer größere Energien benötigt.

In Genf am CERN (Europäische Organisation für Kernforschung) wird seit 1954 auf den Gebieten der Kern- und Teilchenphysik geforscht. 2008 wurde der Large Hadron Collider (LHC) in Betrieb genommen. In diesem Synchrotron werden Teilchen entgegengesetzt beschleunigt.

Zu den heutigen Aufgaben zählt es, die großen Datenmengen, die bei derartig hohen Energien entstehen, korrekt zu analysieren. Dafür sind moderne Detektorsysteme, aber auch Simulationen unabdingbar.

In dieser Arbeit wird eine Simulation von Proton-Proton-Kollisionen im Rahmen des ALICE (A Large Ion Collider Experiment) Experiments durchgeführt. Die Rekonstruktion neutraler Pionen steht dabei im Mittelpunkt. Die Simulation wird für die beiden Kalorimeter EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) und PHOS (PHOton Spectrometer) durchgeführt. Es soll die Frage beantwortet werden, inwiefern die verspätet zerfallenden Teilchen die Messung verfälschen und ob diese von im primären Vertex zerfallenden Teilchen unterschieden werden können.

2 Theoretische Grundlagen

Bevor mit der eigentlichen Simulation begonnen wird, sollen einige Grundlagen zum besseren Verständnis der Arbeit geschaffen werden. Nach einem kurzen physikalischen Überblick folgen Vorstellungen des behandelten Experiments ALICE und der benutzten Software.

2.1 Physikalische Grundlagen

Zunächst werden einige physikalische Grundlagen aufgeführt. Es wird darauf geachtet, dass lediglich Themen abgehandelt werden, die für den Verlauf der Arbeit relevant sind.

2.1.1 Relativistische Kinematik

In der Teilchenphysik werden hochenergetische Teilchen betrachtet. Die Energie setzt sich aus der Ruheenergie und der kinetischen Energie eines Teilchens zusammen. Nähert sich die Geschwindigkeit eines Teilchens der Lichtgeschwindigkeit c , so muss das Teilchen relativistisch betrachtet werden. Bei den am Large Hadron Collider (LHC) durchgeführten Experimenten werden die kollidierenden Teilchen stark beschleunigt, sodass auch viele der durch Streuung entstehenden Teilchen noch eine signifikante kinetische Energie und somit hohe Geschwindigkeit im Laborsystem haben.

In der gesamten Arbeit werden natürliche Einheiten benutzt. Es wird $c = 1$ gesetzt und somit können Masse, Impuls und Energie direkt ineinander umgerechnet werden.

Um zwischen verschiedenen Inertialsystemen (z.B. Schwerpunktsystem, Ruhesystem eines Teilchens, Laborsystem) einfach wechseln zu können, wird der Viererimpuls p eingeführt (2.1). Der Dreierimpuls wird im Folgenden zur Unterscheidung vom Viererimpuls fett gedruckt.

$$p = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, \mathbf{p}) \quad (2.1)$$

Die kollidierenden Teilchen bewegen sich in einem Teilchenbeschleuniger auf der z-Achse. Möchte man vom *Center of Mass System (CMS)* ins Laborsystem wechseln, muss folgende Lorentztransformation durchgeführt werden (2.2). Dabei ist $\beta = \frac{v}{c}$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2}$.

$$\begin{pmatrix} E^{cms} \\ p_x^{cms} \\ p_y^{cms} \\ p_z^{cms} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Die Lorentztransformation ändert offensichtlich nur die longitudinalen Komponenten des Impulses. Oft wird der Impuls von Teilchen in Transversalimpuls und Longitudinalimpuls aufgeteilt. Der Transversalimpuls berechnet sich als $p_T = |\mathbf{p}| \sin(\vartheta)$. Der Winkel ϑ stellt dabei den zwischen Strahlachse z und der Geraden, auf der sich das betrachtete Teilchen bewegt, eingeschlossenen Winkel dar. Anwendung des Cosinus liefert den longitudinalen Anteil $p_L = |\mathbf{p}| \cos(\vartheta)$.

Größen, die sich als Skalarprodukt zweier Vierervektoren schreiben lassen, sind lorentz-invariant [Thom 17]. Wichtige lorentzinvariante Größen, die in dieser Arbeit benutzt werden, sind die invariante Masse m (2.3) und die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ (2.4).

$$m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \quad (2.3)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{p_1 + p_2} = \sqrt{p_3 + p_4} \quad (2.4)$$

Dabei sind p_1 und p_2 die Viererimpulse der beiden kollidierenden Teilchen, p_3 und p_4 der Teilchen nach dem Stoß [Hint 08]. Zwei weitere sinnvolle Größen in der Teilchenphysik der Beschleuniger sind die Rapidität y (2.5) und die Pseudorapidität η (2.6). Sie stellen Impuls, Transversalimpuls und Longitudinalimpuls in Beziehung. Der Vorteil von ihnen ist, dass sie additiv unter Lorentztransformation sind [Wong 94].

$$y = \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (2.5)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right) \quad (2.6)$$

Die Pseudorapidität kann nur durch den Winkel zwischen dem Teilchenimpuls nach dem Stoß und den einfallenden Strahlen (z-Achse) ausgedrückt werden.

Eine für diese Arbeit wichtige Beobachtung ist der Effekt der Zeitdilatation. Sie beschreibt

die Tatsache, dass die Eigenzeit Δt_E immer kürzer ist als die von einem außenstehenden Beobachter gemessene Zeit Δt_b .

$$\Delta t_b = \gamma \Delta t_E > \Delta t_E \quad (2.7)$$

Hat ein sich nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegendes Teilchen die mittlere Lebensdauer τ , so muss diese für den mittleren Zerfall in Eigenzeit des Teilchens betrachtet werden. Relativistische Teilchen zerfallen dementsprechend im Laborsystem später als es ihrer Geschwindigkeit und Lebensdauer nach zu erwarten wäre [Nolt 12]. Die Gleichung (2.8) beschreibt die Reichweite der Teilchen im Laborsystem. Unter der Verwendung von natürlichen Einheiten ergibt sich als Einheit eine Längeneinheit.

$$\lambda_{Lab} = \tau \beta \gamma \quad (2.8)$$

2.1.2 Das neutrale Pion

Das neutrale Pion π^0 ist das leichteste aller Mesonen. Die Masse des Teilchens beträgt $134,9766 \pm 0,0006 \text{ MeV}/c^2$ und es zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $8,52 \pm 0,18 \times 10^{-17} \text{ s}$. Dieses geschieht mit einer Wahrscheinlichkeit von $98,823 \pm 0,034 \%$ in zwei Photonen. Andere Zerfälle werden aufgrund ihrer geringen Wahrscheinlichkeit nicht genannt [Part 17].

2.1.3 Das neutrale Kaon

Kaonen sind die leichtesten aller Mesonen mit der Quantenzahl Strangeness $s \neq 0$. Das neutrale Kaon hat eine Masse von $497,611 \pm 0,013 \text{ MeV}/c^2$. Die Lebensdauer ist, da das Teilchen über die schwache Wechselwirkung zerfällt, vergleichsweise lang und lässt sich für die beiden quantenmechanischen Eigenzustände separat angeben. Es gibt einen langlebigeren Zustand K_L^0 und einen kurzlebigeren Zustand K_S^0 . Sie können als einzelne Teilchen betrachtet werden. In dieser Arbeit steht das kurzlebige Kaon im Mittelpunkt. Es hat eine mittlere Lebensdauer von $0,8954 \pm 0,0004 \times 10^{-10} \text{ s}$ und zerfällt mit Wahrscheinlichkeiten von $(30,69 \pm 0,05)\%$ in zwei neutrale Pionen und mit $(69,20 \pm 0,05)\%$ in ein π^+ und ein π^- . Andere Zerfälle werden aufgrund ihrer geringen Wahrscheinlichkeit nicht genannt [Part 17]. Da diese Arbeit die Rekonstruktion neutraler Pionen betrachtet, ist nur der erste Zerfall weiter relevant.

2.1.4 Proton-Proton-Kollisionen

Im Experiment, welches in dieser Arbeit simuliert wird, werden Protonen zur Kollision gebracht. Das heißt, sie streuen aneinander. Wie wahrscheinlich eine Reaktion ist, wird

durch den Wirkungsquerschnitt σ beschrieben. Man kann Wirkungsquerschnitte verschiedener Art betrachten. So kann man die Wahrscheinlichkeit der Interaktion, das Entstehen eines gewissen Teilchens bei der Reaktion oder auch die Kreation eines neuen Teilchens und die gleichzeitige Abstrahlung in eine gewissen Raumrichtung (differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$), beschreiben.

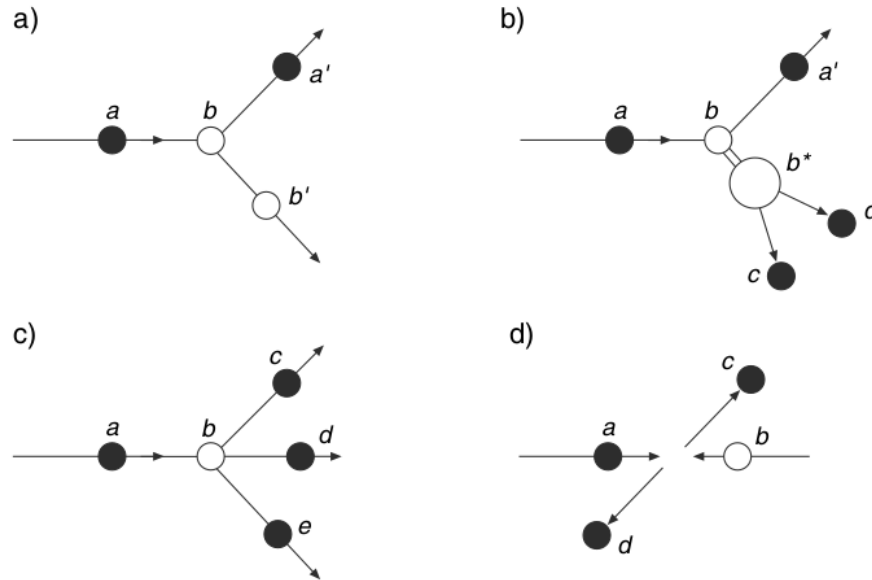


Abbildung 2.1: Symbolische Darstellung von Streuprozessen: (a) elastische Streuung; (b) inelastische Streuung - Erzeugung eines angeregten Zustands, der in zwei Teilchen zerfällt; (c) inelastische Erzeugung neuer Teilchen; (d) Reaktion kollidierender Teilchen [Povh 14]

Streuen zwei Teilchen aneinander, so ergeben sich die in Abbildung 2.1 beschriebenen Möglichkeiten. In Abbildung 2.1 (a) bis (c) sind dabei Teilchenkollisionen von einem beschleunigten Teilchen und einem ruhenden Target dargestellt. Die bei Proton-Proton-Kollisionen gegebene Situation ist in 2.1 (d) abgebildet, da beide Teilchen entgegengesetzt beschleunigt sind. Für den Aufbau des Experiments ist es wichtig, diesen Unterschied zu machen, da die Komplexität des Aufbaus sich stark unterscheidet. Die zwei beschleunigten Teilchen müssen gekreuzt werden und die Detektoren sind anders ausgerichtet als bei einem Fixed Target Experiment. Dafür erreicht man mit zwei beschleunigten Teilchen sehr viel größere Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ als man es mit Target-Experimenten erzielen kann (siehe Gleichung (2.4)).

Für die Reaktion selber und das Verhalten der Teilchen spielt es keine Rolle, da in allen betrachteten Systemen die selben physikalischen Gesetze gelten. Daher sind die ersten drei Abbildungen ebenfalls für die Beschreibung von Proton-Proton-Kollisionen sinnvoll.

Abbildung 2.1(d) stellt damit nur eine Ausgangssituation dar, bei der die in Abbildung 2.1(a) bis (c) beschriebenen Arten von Streuung denkbar sind [Povh 14].

Zunächst gelten in allen Arten von Streuungen die Energie- und Impulserhaltung. Die in Abbildung 2.1(a) beschriebene elastische Streuung beschreibt den Fall, dass die gesamte kinetische Energie weiterhin nur zwischen den initial vorhandenen Teilchen aufgeteilt ist. In Abbildung 2.1(b) wird eines der Teilchen angeregt. Dafür ist Energie notwendig, die die kollidierenden Teilchen in Teilchenbeschleunigern erhalten. Ein anschließender Zerfall des angeregten Partikels ist wie in der Abbildung möglich.

Die für Proton-Proton-Kollisionen wahrscheinlichste Reaktion ist in Abbildung 2.1(c) zu finden. Es entsteht bei der Steuung eine Vielzahl neuer Teilchen. Wegen der Energieerhaltung ist die Grenze der invarianten Masse der entstehenden Teilchen die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Im Experiment wird dieser Fall selektiert.

2.2 ALICE

Die in dieser Arbeit betrachteten Proton-Proton-Reaktionen sind im Rahmen des ALICE (A Large Ion Collider Experiment) Experiments simuliert. Dabei handelt es sich um eins der vier großen Detektorsysteme am LHC (Large Hadron Collider) am CERN (Europäische Organisation für Kernforschung) in Genf. Beim LHC handelt es sich um einen Synchrotron-Teilchenbeschleuniger mit ca. 27 km Umfang. In dem Komplex können verschiedene, geladene Teilchen beschleunigt werden [LHC 17]. Bei einem Synchrotron handelt es sich um einen Kreisbeschleuniger mit dem sehr große Teilchenenergien erzeugt werden. Anders als bei seinen Vorgängern wird nicht mit einem flächendeckenden konstanten Magnetfeld gearbeitet, sondern mit vielen Magneten, die die Teilchen zwischen den Beschleunigungsphasen auf ihrer Kreisbahn halten [Demt 10]. Bevor die Protonen in den LHC, den Hauptbeschleunigungsring, injiziert werden, erfahren sie durch einen Linearbeschleuniger und einige kleinere Synchrotrons Beschleunigung.

2.2.1 Das Experiment

ALICE ist ein auf Blei-Blei-Kollisionen spezialisiertes Experiment. Der ALICE Detektor ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Ziel ist es, das Quark-Gluon-Plasma (QGP) nachzustellen. Dies ist der Zustand des Universums millionenstel Sekunden nach dem Urknall. Es sollen Eigenschaften des QGPs und des Phasenübergangs untersucht werden, um Informationen über die Entstehung unseres Universums zu gewinnen [LHC 17].

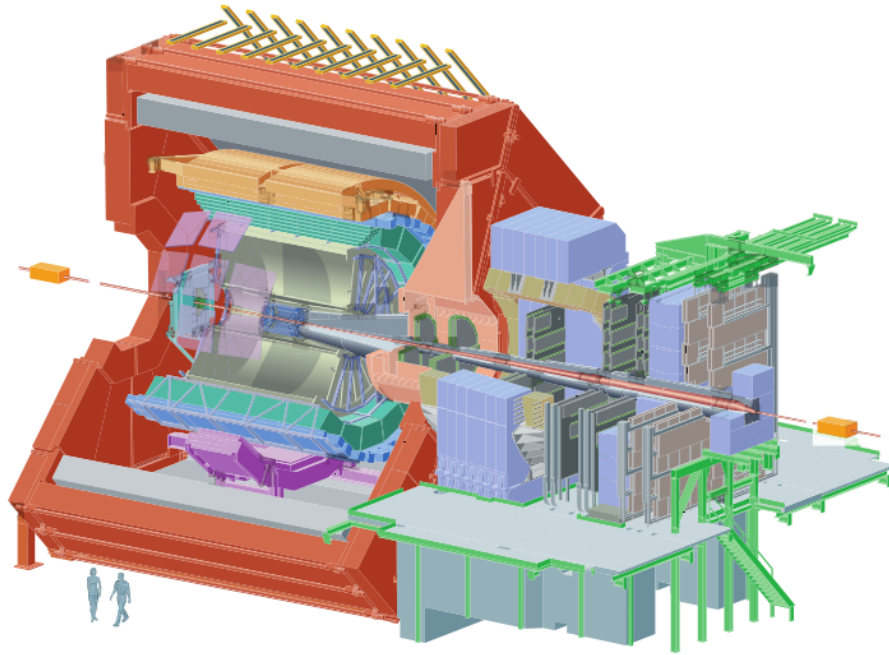


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des ALICE-Detektorsystems [ALIC 08]

2.2.2 Detektoren

Elektromagnetische Kalorimeter - auch Elektron-Photon Schauerzähler genannt - sind Detektoren, die in der Teilchenphysik zur Energiemessung von Photonen und geladenen Leptonen eingesetzt werden. Bei ALICE ist die Messung der Photonenenergie von Interesse. Auch eine Ortsbestimmung der Teilchen ist mit Hilfe von Kalorimetern möglich. Ein Photon wechselwirkt beim Durchqueren mit dem Absorbermaterial. Nach einer Strahlungslänge X_0 (Teilcheneigenschaft des Absorbermaterials) hat sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Positron-Paar gebildet. Das Photon ist also zerfallen. Das Elektron e^- und das Positron e^+ strahlen ihrerseits wieder durch Bremsstrahlung Photonen ab. Dieser Prozess wiederholt sich bis Elektronen und Positronen vorliegen, die unter der kritischen Energieschwelle E_c liegen, welche zur weiteren Erzeugung von Teilchen notwendig ist. Nach n Generationen sind 2^n Teilchen mit einer Energie von $E_i = \frac{E_0}{2^n}$ vorhanden. Das im Szintilatormaterial entstandene Licht wird abgeleitet und durch die Intensität dieses Lichts lassen sich nach Kalibrierung des Kalorimeters Aussagen über die deponierte Energiemenge machen. Der Fehler eines perfekt angenommenen Kalorimeters hängt nur von der statistischen Fluktuation der Teilchenzahl ab [Klei 05]. Es werden zwei der in ALICE benutzten elektromagnetischen Kalorimeter implementiert. Beide sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

2.2.3 EMCal

Das Electromagnetic Calorimeter (EMCal) ist ein 4,28 m vom primären Vertex gelegenes Sandwich-Kalorimeter im ALICE-Experiment. Das Prinzip eines Sandwich-Kalorimeters ist die abwechselnde Schichtung von Absorbermaterial und Szintillatormaterial. Im Absorbermaterial (Blei) entstehen Teilchenschauer, die im Szintillationsmaterial (Plastik) Elektronen anregen. Nur die in den je 1,77 mm dicken Szintillatorschichten deponierte Energie kann gemessen werden. Das 1,44 mm dicke Blei kann als totes Volumen gesehen werden. Daher ist die Energieauflösung (2.9) relativ schlecht. Auch die Granularität ist gröber als beim PHOS. Da der EMCal allerdings aus günstigem Material besteht, sind seine Ausmaße mit 7 Meter in longitudinaler Richtung sehr groß und es wird ein großer Winkel um den Detektionspunkt abgedeckt. Der Winkel wird beschrieben durch die Pseudorapidität in Gleichung (2.10) [ALIC 09].

$$\frac{\sigma_{\text{EMCal}}}{E} = \frac{4,8\%}{E} \oplus \frac{11,3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,7\% \quad (2.9)$$

Die Energie muss dabei in der Einheit GeV eingesetzt werden.

$$|\eta_{\text{EMCal}}| < 0,7 \quad (2.10)$$

2.2.4 PHOS

Das PHOton Spectrometer (PHOS) ist ein homogenes Kalorimeter, welches auf Blei-Wolfram-Kristallen PbWO_4 basiert. Der große Vorteil gegenüber dem EMCal ist, dass es keinen toten Raum gibt, da das Absorbermaterial gleichzeitig das Szintillatormaterial ist. Im Detektorsystem ist das PHOS 4,6 m vom Kollisionspunkt platziert. Das Material ist verhältnismäßig teuer, weshalb der Detektor mit 8 m^2 sowohl azimuthal, als auch in longitudinaler (2.12) Richtung nur einen kleinen Bereich abdeckt. Die Energieauflösung (2.11) und Granularität ist aufgrund der quadratischen 2,2 cm Module mit 18 cm Tiefe sehr hochauflösend [ALIC 99][ALIC 08].

$$\frac{\sigma_{\text{PHOS}}}{E} = \frac{1,8\%}{E} \oplus \frac{3,3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,1\% \quad (2.11)$$

$$|\eta_{\text{PHOS}}| < 0,12 \quad (2.12)$$

2.2.5 Rekonstruktion von Pionen

Wie in Abschnitt 2.1.2 bereits beschrieben, zerfällt ein neutrales Pion mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,8 % in zwei Photonen. Detektiert man ein Photon, so wird es mit allen

weiteren in Frage kommenden Photonen in der invarianten Masse Analyse zur Rekonstruktion eines möglichen Pions kombiniert. Photonen, die nicht vom selben Teilchen kommen, sind weitestgehend unkorreliert, was lediglich einen kombinatorischen Hintergrund zur Folge hat. Da jedoch eine Korrelation zwischen den beiden Zerfallsphotonen eines π^0 besteht, tritt bei der invarianten Masse des Teilchens ein Peak auf. Auch bei anderen Teilchen, die in Photonen zerfallen, kann diese Form der Analyse durchgeführt werden. Hier soll sich allerdings nur mit Pionen beschäftigt werden.

Die invariante Masse von neutralen Pionen ergibt sich durch die Energie der beiden Photonen E_1 und E_2 , sowie dem von beiden eingeschlossenem Winkel ϑ wie folgt:

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2 \quad (2.13)$$

$$M_{\text{inv}}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cos(\vartheta) \quad (2.14)$$

Für Photonen gilt $m_1 = m_2 = 0$ und $E_i = p_i$. Dabei ist zu beachten, dass in (2.13) natürliche Einheiten verwendet werden. Dann folgt für die invariante Masse des π^0 :

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\vartheta))} \quad (2.15)$$

Die invariante Masse von Pionen kann sehr gut zur Kalibrierung von Kalorimetern wie dem EMCal und dem PHOS genutzt werden.

2.3 Software

Für die Simulation und Auswertung der Proton-Proton-Kollisionen bieten sich in der Teilchenphysik die Programme Pythia und Root an.

2.3.1 Pythia

Pythia ist ein Event Generator für Teilchenkollisionen hoher Energien. In dieser Arbeit wird Pythia 8.1 benutzt. Die komplett in C++ implementierte Version ist die aktuellste. In Pythia können Teilchenkollisionen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen wie Schwerpunktsenergie, Art der kollidierenden Teilchen, Art der Prozesse, usw. eingestellt werden. Die Monte-Carlo-Simulation verfügt über Schnittstellen, sodass z.B. zu Analyse-zwecken andere Programme auf die generierten Daten zugreifen können.

Ein Event ist definiert als Reaktion der simulierten Teilchen. Man schreibt dem Programm vor wie viele Events simuliert werden sollen und erhält die Ergebnisse je nach Implementierung in verschiedenster Form.

Dabei funktioniert Pythia wie ein idealer Detektor, der alle in der Kollision auftretenden Partikel auflistet. Jedes Partikel kann mit seiner Listenposition angesprochen werden, um

seine physikalischen Eigenschaften abzufragen. Weiterhin kann in Pythia nachvollzogen werden wie ein Teilchen entstanden ist oder in welche Teilchen es zerfallen ist, indem Mutter- oder Tochterpartikel abgefragt werden. Verschiedene Parameter, wie z.B. ob ein Teilchen zerfallen soll oder nicht, können verändert werden [Sjos 08].

2.3.2 Root

Zur Analyse wird das am CERN entwickelte Root benutzt. Root bietet neben der Möglichkeit zu Aufnahme, Darstellung und Verarbeitung von Daten auch eine Benutzeroberfläche, in der aufgezeichnete Projekte veranschaulicht und bearbeitet werden können.

Histogramme sind binweise gezählte Diagramme. Das heißt, die betrachteten Events werden nach einer bestimmten Größe sortiert und in jedem Bereich hochgezählt. Root bietet außerdem die Möglichkeit, eine Vielzahl von Operationen auf Histogramme anzuwenden. So können sie z.B. durch Funktionen gefittet oder mehrdimensional dargestellt werden [ROOT 16].

3 Simulation

Im folgenden Kapitel wird die durchgeführte Simulation Schritt-für-Schritt erklärt und entwickelt. Zunächst soll das Problem visualisiert werden. Anschließend werden Verbesserungen an der Simulation durchgeführt. Die Ergebnisse vor und nach den Verbesserungen werden verglichen.

3.1 Problemstellung/Zielsetzung

Bei hochenergetischen Teilchenkollisionen entstehen große Mengen verschiedener Teilchen. In dieser Arbeit werden Protonen simuliert, die mit einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV kollidieren. Die entstehenden neutralen Pionen π^0 stehen dabei im Mittelpunkt. Verschiedene Effekte tragen dazu bei, dass Teilchen nicht oder mit veränderten Eigenschaften rekonstruiert werden. Zum Beispiel gibt es neben primären Pionen, die direkt beim Stoß der Protonen entstehen, auch weitere Teilchen, bei denen Pionen als Zerfallsprodukt auftreten. Dieser Zerfall findet dann unter Umständen nicht im primären Vertex (Kollisionspunkt) statt. In Abbildung 3.1 ist die Situation visualisiert. Es werden drei Situationen von Zerfällen eines neutralen Pions dargestellt. Die Energie der entstehenden Photonen wird am Detektionspunkt mittels eines Kalorimeters bestimmt. Die Orte sind beschriftet mit E_1 und E_2 . Situation (a) behandelt den einfachsten Fall eines im primären Vertex zerfallenden Pions. In Teil (b) und (c) ist dargestellt, dass ein kurzlebiges neutrales Kaon vor dem Zerfall in Pionen eine gewisse Strecke zurücklegt. In (b) ist das Pion über die Photonen korrekt rekonstruiert. Teil (c) zeigt die fehlerhafte Rekonstruktion des Teilchens über den Winkel $\vartheta' \neq \vartheta$.

Das neutrale kurzlebige Kaon K_S^0 ist eines dieser Teilchen und soll nun weiter untersucht werden. Es soll die Frage beantwortet werden, ob und inwiefern primäre Pionen im Experiment von Zerfallspionen unterschieden werden können und müssen.

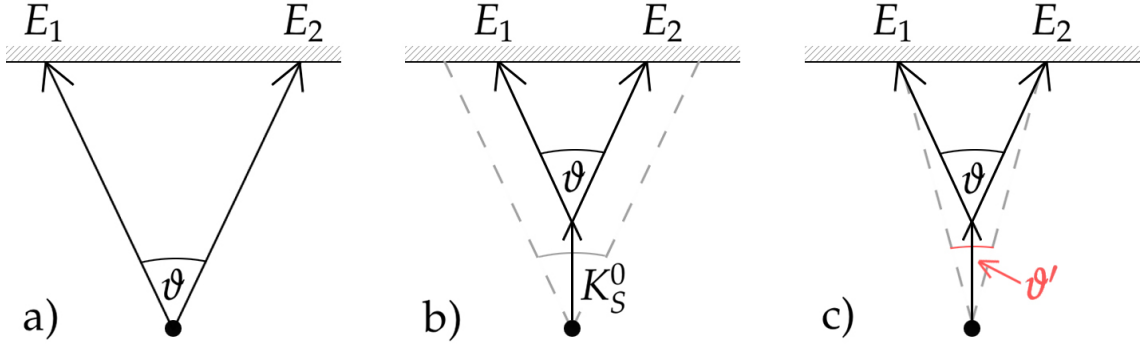


Abbildung 3.1: Visualisierung des behandelten Problems in drei Schritten: (a) Zerfall aller Teilchen im primären Vertex; (b) Berücksichtigung von richtigem Zerfallspunkt der kurzlebigen neutralen Kaonen und Detektionspunkten; (c) Auftreten des Detektorfehlers mit korrekten Detektionspunkten und Zerfall des kurzlebigen neutralen Kaons im primären Vertex.

3.2 Aufbau der Simulation

Die verwendeten Daten werden aus Monte-Carlo-Simulationen durch Pythia (siehe Abschnitt 2.3.1) entnommen und mit Root (siehe Abschnitt 2.3.2) analysiert. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass man zwei Photonen seinem Mutterteilchen, dem π^0 , zuordnen kann. Mittels Pythia lassen sich nahezu alle Teilcheneigenschaften von Interesse direkt abfragen. Ziel dieser Arbeit soll die Verarbeitung von Informationen sein, die man im Experiment vom Detektor erhält. Jedoch wird mit einer einfachen Visualisierung begonnen.

3.2.1 Invariante Masse des Pions

Die invariante Masse eines π^0 lässt sich mittels der Energie der beiden Zerfallsphotonen und dem eingeschlossenen Winkel nach Gleichung (2.15) berechnen.

Als ersten Schritt lassen sich die Energien der Photonen abfragen und der Winkel zwischen den Geraden berechnen, indem man den Impuls der Photonen in die x-, y- und z-Richtung abfragt. Lässt man sich die zugehörigen Größen ausgeben, so erhält man für verschiedene Photonen verschiedenste Energien, Impulse und Winkel, doch immer die gleiche Masse des π^0 . An dieser Stelle wird Teil (a) der Abbildung 3.1 beschrieben.

Mit Hilfe von Root werden in dieser Arbeit immer wieder Histogramme von den Simulationen angefertigt. Dabei werden Teilchen in Bins invarianter Masse einsortiert und gezählt. Dieses erste einfache Histogramm ist mit einem gefüllten Bin noch trivial und wird deshalb nicht abgebildet. Es wird festgehalten, dass Pythia das oben beschriebene Problem (siehe Abschnitt 3.1) nicht von sich aus berücksichtigt. Das heißt, in Pythia

zerfallen die K_S^0 -Teilchen im primären Vertex. Zerfälle sind in Pythia entweder ein- oder ausgeschaltet. Man kann zwar Eigenschaften wie Impuls und mittlere Lebensdauer eines Teilchens abfragen, doch Pythia berücksichtigt keinerlei Geometrie im Bezug auf Detektoren.

3.2.2 Geometrie des Problems

Geht man davon aus, dass nur Energie und Detektionsort der Photonen zur Verfügung steht, muss man das Problem umformulieren. Der Detektionspunkt kann in Pythia nicht direkt abgefragt werden, da keine Detektoren berücksichtigt sind. Der Detektor wird als Zylinder und das Photon wie zuvor als Gerade implementiert. Der Schnittpunkt von beidem stellt den Detektionspunkt dar. In Abbildung 3.1(b) ist die weiterhin unkontaminierte Berechnung der invarianten Masse visualisiert.

Außerdem sind die Detektoren räumlich begrenzt. Neben ihrem Radius haben sie also auch noch endliche Maße in z-Richtung. Diese Grenze wird zunächst berücksichtigt, indem nur Teilchen betrachtet werden, die einer gewissen Pseudorapidität (2.6) entsprechen. Die Pseudorapidität stellt einen Winkel dar. Das bedeutet, es werden nur Teilchen detektiert, die einen genügend großen Öffnungswinkel zu den einfallenden Strahlen einschließen, um den zylindrischen Detektor wirklich zu schneiden.

In der Realität sind die Detektoren auch azimuthal begrenzt. Es wird bei der Simulation jedoch davon ausgegangen, dass die gesamten 360° abgedeckt sind und somit kein weiterer Cut eingeführt werden muss.

Nun sollen im Programm K_S^0 -Teilchen (siehe Abschnitt 2.1.3) nicht im Ursprung zerfallen. Der Zerfallspunkt wird berechnet, indem der Impuls des kurzlebigen Kaons abgefragt wird, um daraus Geschwindigkeit und Richtung zu berechnen. Es ist wichtig, das Kaon dabei als relativistisches Teilchen zu behandeln, da es sich im allgemeinen Fall nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Durch Berechnung der Eigenzeit nach Gleichung (2.7) kann so der Zerfallspunkt berechnet werden.

Der Zerfall vom Pion in Photonen geschieht als elektromagnetischer Zerfall so schnell, dass er als instantan angenommen wird (siehe Abschnitt 2.1.2).

Bei aus K_S^0 -Zerfällen entstandenen Pionen muss dementsprechend noch der Detektionspunkt geändert werden. Dies geschieht analog zum Abschnitt 3.2.1 mit dem Unterschied, dass die Gerade, die das Photon repräsentiert, nicht mehr durch den Ursprung verlaufen muss, da sie nun aus Impuls und Zerfallspunkt zusammengesetzt wird.

Es entsteht genau das gleiche Bild wie zuvor mit einem gefüllten Bin. Mit der vollen Information von Zerfalls- und Detektionsort bekommt man also in der Simulation den gleichen Winkel und somit die gleiche invariante Masse. Eine Geometrie ist somit erfolgreich implementiert.

3.2.3 Simulation des Detektorfehlers

Im Experiment ist unbekannt, welche Photonen aus dem primären Vertex oder aus verspätet zerfallenden Pionen entstanden sind. Dementsprechend kann man auch nicht, wie zuvor, den Zerfallsort der Kaonen ohne Weiteres mit implementieren. Wie zu Anfang wird also davon ausgegangen, dass alle Teilchen im primären Vertex entstehen. Trotzdem werden die Photonen an der korrekten Stelle detektiert. Dies hat zur Folge, dass der rekonstruierte Winkel zwischen den beiden Photonen im Regelfall kleiner berechnet wird als er es in der Realität ist. Ein kleinerer Winkel führt zu kleineren invarianten Massen. In Abbildung 3.1(c) ist die Situation der Kontamination der invarianten Masse dargestellt. Führt man die Simulation des Detektorfehlers durch, so erhält man für Pionen aus K_S^0 -Zerfällen das in Abbildung 3.2 dargestellte Bild. In dem Histogramm ist zu erkennen, dass die invariante Masse hauptsächlich in Richtung kleinerer Massen korrigiert wird. Bei kleinem Transversalimpuls der Pionen ist auch eine Korrektur zu größeren Massen möglich. In der zweidimensionalen Darstellung wird deutlich, dass die rekonstruierte invariante Masse vom Transversalimpuls des Pions abhängt. Je größer der Transversalimpuls ist, desto größer ist die Korrektur der Masse.

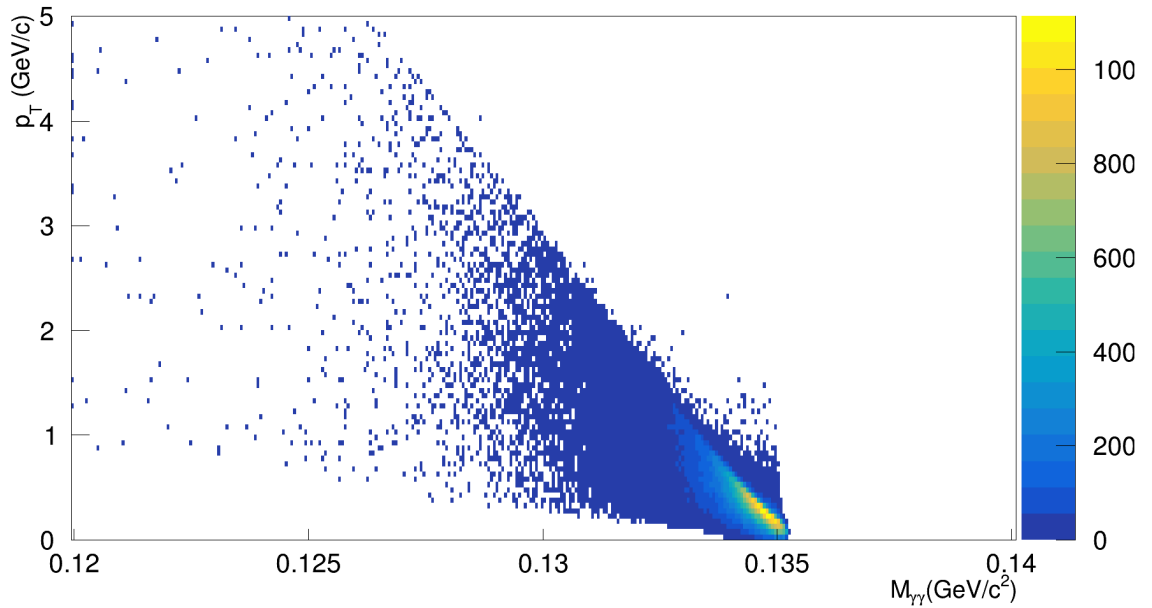


Abbildung 3.2: Die Anzahl an Events wird gegen die invariante Masse und den Transversalimpuls dargestellt. Es wurden 1 Millionen Events simuliert und nur die Pionen werden abgebildet, die aus K_S^0 -Zerfällen entstanden sind.

3.2.4 Auflösung der Detektoren

Bisher wurde lediglich in der Theorie erwähnt, dass zwei verschiedene Detektoren behandelt werden. Der Grund liegt darin, dass sie sich bisher nur in ihren Ausmaßen und der damit verbundenen Akzeptanz unterscheiden. Relevant wird der Unterschied der Detektoren, sobald man ihre Energieauflösung mit einbezieht.

In den letzten Abschnitten wurde lediglich gezeigt, dass es eine Verschiebung der invarianten Masse gibt. Die Problemstellung wurde anschaulich dargestellt und qualitativ gelöst. Nun ist eine quantitative Aussage von Interesse. Um dies zu beantworten, soll die Simulation durch einige Erweiterungen dem Experiment näher gebracht werden.

Die bei ALICE verwendeten Detektoren haben eine endliche Energieauflösung. Diese ist selber energieabhängig und wird anteilig kleiner bei höheren Energien. Die Energieauflösungen der beiden Detektoren EMCal und PHOS sind in den Gleichungen (2.9) und (2.11) zu finden. Da davon ausgegangen wird, dass nur Ort und Energie der detektierten Photonen bekannt sind, muss die Energieverschmierung auch bei von der Energie abgeleiteten Größen mit einbezogen werden (später Transversalimpuls).

Da Teilchen nicht zwangsläufig im Ursprung entstehen, muss der Pseudorapiditätscut ersetzt werden. Dafür bietet sich der Detektionspunkt des Photons an. Über die Pseudorapidität werden die Ausmaße des Detektors in z-Richtung ermittelt. Liegt der Schnittpunkt des Photons mit dem Zylinder außerhalb, so wird das Photon nicht weiter berücksichtigt. Diese Änderung ist natürlich nur für sekundäre Pionen aus Kaon-Zerfällen eine Verbesserung. Für Pionen, die im primären Vertex zerfallen, sind die Beschreibungen äquivalent.

3.3 Generation von Daten

Um überprüfen zu können inwiefern eine Kontamination vorliegt, sollen alle zuvor beschriebenen Effekte einbezogen werden.

Alle Daten werden sowohl für den PHOS, als auch für den EMCal erzeugt.

Es soll untersucht werden, ob die Kontamination für verschiedene Transversalimpulse der Pionen unterschieden werden muss. Bei der Simulation werden die Pionen in Intervalle von $0,5 \text{ GeV}/c$ einsortiert. Für die folgenden beiden Simulationen wurden je ein Programm für den EMCal- und den PHOS- Detektor geschrieben.

Drei Fälle werden unterschieden:

- **Fall 1: Alle Teilchen ohne Kontamination.** Der möglicherweise verschobene Zerfall der Pionen durch die verspätet zerfallenden Teilchen wird hier nicht berücksichtigt.

Mögliche Verschiebungen der invarianten Masse können nur durch die Energieverschmierung der Detektoren entstanden sein. Diese Daten sollen als Vergleich dienen.

- **Fall 2: Alle Teilchen mit Kontamination.** Der verschobene Detektionspunkt der Pionen aus Zerfällen des kurzlebigen Kaons wird wieder eingeschaltet. Bei Teilchen, die aus K_S^0 -Zerfällen stammen, ist eine weitere Verschiebung der invarianten Masse zu erwarten. Diese Daten sollen dem Experiment am nächsten kommen.
- **Fall 3: Nur Pionen aus Kaon-Zerfällen.** Es werden nur Pionen betrachtet, die aus Zerfällen des kurzlebigen Kaons entstanden sind.

3.3.1 Auslesen der Daten

Nach der Erzeugung einer hinreichend großen Statistik (10 Millionen Events für beide Detektoren), werden die Histogramme mit einer Gaußverteilung gefittet. Die erzeugten Histogramme werden nach dem Gesetz der großen Zahlen als fehlerfrei angenommen. Schon bei der Generation der Daten werden die Histogramme auf die Anzahl der Events skaliert. Per Makro werden der Erwartungswert der invarianten Masse, die Standardabweichung und der Anteil der Teilchen, die im zwei- oder drei- σ Intervall der Normalverteilung liegen, ausgelesen (in diesem Versuchsteil wird nur der 3σ -Bereich betrachtet). Der Bin, durch den die σ -Grenze verläuft, wird zum innerhalb liegenden Anteil gezählt. Im Anhang werden die zugehörigen Daten stichprobenartig ausgewählter Intervalle zur Veranschaulichung geplottet. Es werden mit den Transversalimpulsintervallen von 1 bis 1,5 GeV/c, 4 bis 4,5 GeV/c und 7 bis 7,5 GeV/c ein kleiner, mittlerer und großer Transversalimpuls für die jeweiligen Messungen abgebildet. Die in diesem Abschnitt generierten Daten sind für den PHOS-Detektor in 5.1 und für den EMCal-Detektor in 5.2 einzusehen.

3.4 Auswertung

Zunächst soll die Peakposition des Gaußfits, der die invariante Masse des gemessenen Pions darstellt, gegen den Transversalimpuls abgebildet werden. Bei Betrachtung von Pionen, die aus K_S^0 -Zerfällen stammen (Fall 3), kann der Gaußfit aufgrund von zu geringer Anzahl an Events hoher Transversalimpulse scheitern. Hier wurde für die invariante Masse dann der statistische Mittelwert eingesetzt. Da es nur einen Peak in dieser Messreihe gibt, dürfen die beiden Verfahren in diesem Fall als äquivalent angenommen werden.

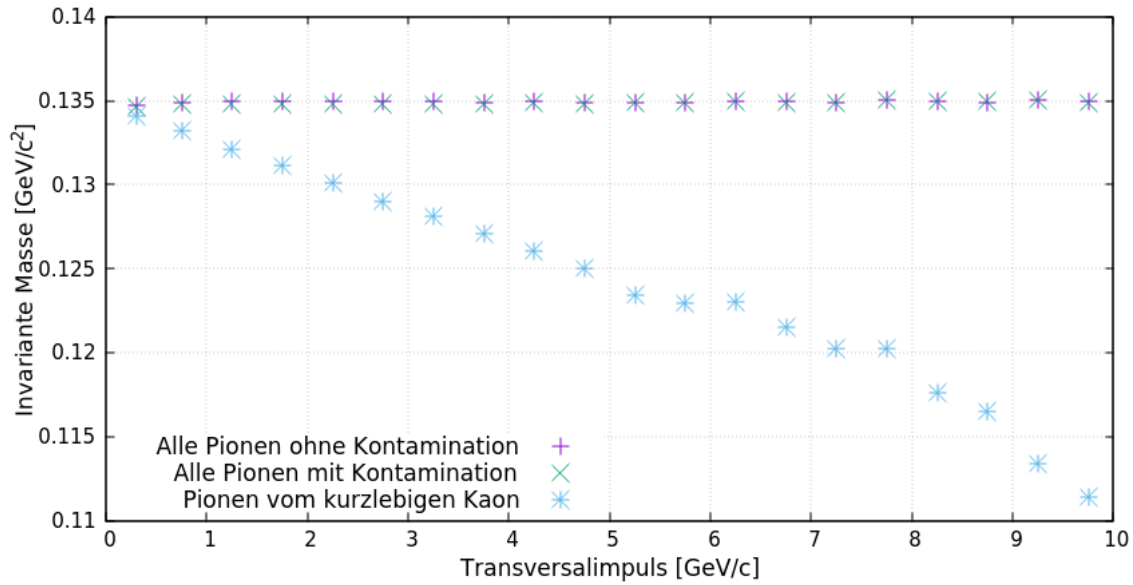


Abbildung 3.3: Invariante Masse des Pions aus Peak des Gaußfits der jeweiligen Messreihen wird gegen den Transversalimpuls dargestellt. Die Werte werden mit den Eigenschaften des PHOS-Detektors simuliert.

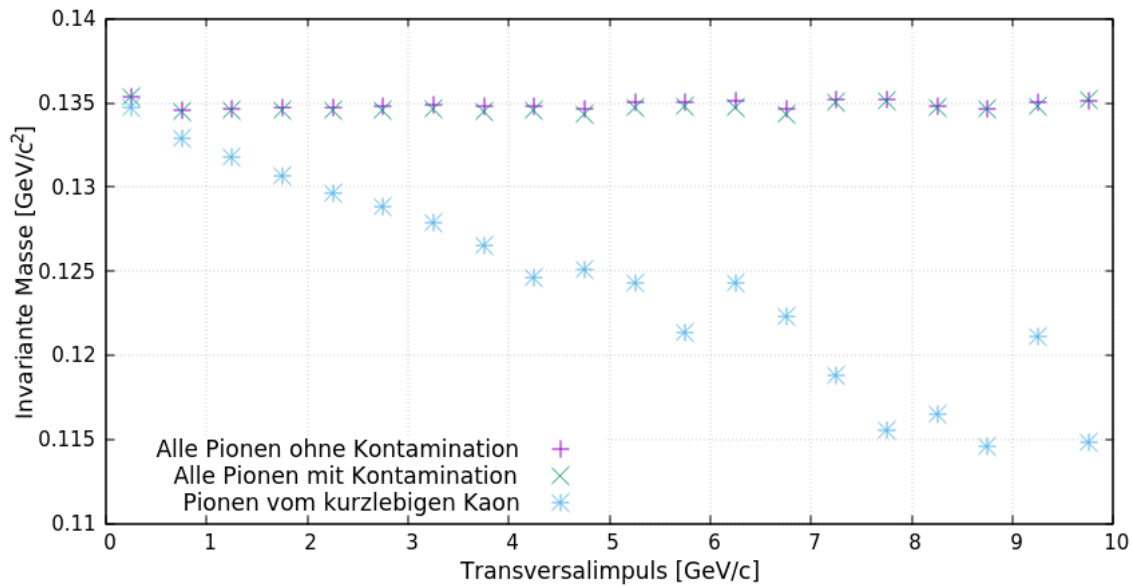


Abbildung 3.4: Der Peak des Gaußfits der jeweiligen Messreihen wird gegen den Transversalimpuls dargestellt. Die Werte werden mit den Eigenschaften des EMCal-Detektors simuliert.

Beide Detektoren liefern auf diesem Maßstab qualitativ die gleichen Ergebnisse. In Abbildung 3.3 und 3.4 ist für alle Pionen auf den ersten Blick keine signifikante Verschiebung

der invarianten Masse zu sehen. Dabei gilt es zu beachten, dass die sekundären Pionen nur einen sehr kleinen Anteil stellen. Ein linearer Zusammenhang beschreibt die Masseverschiebung der vom kurzlebigen Kaon stammenden Pionen.

Es stellt sich die Frage, ob und inwiefern die verspätet zerfallenden Pionen die invariante Masse der im primären Vertex zerfallenden Pionen nach unten korrigieren. Dafür wird ein Blick auf die gleichen Messdaten geworfen, ohne die Pionen aus Kaon-Zerfällen separat zu betrachten, um einen deutlich kleineren Bereich analysieren zu können.

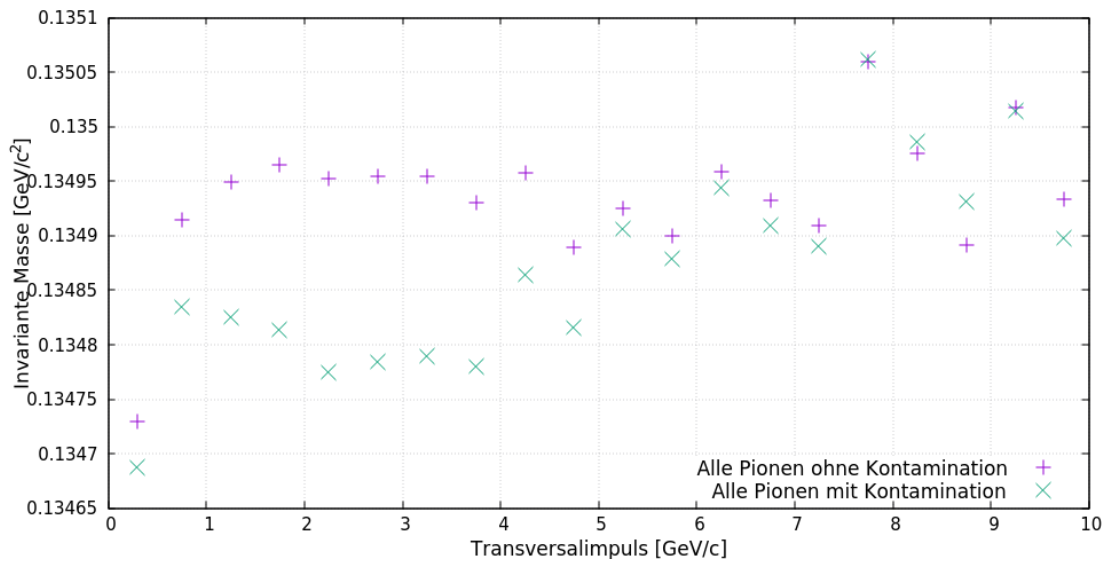


Abbildung 3.5: Invariante Masse der Pionen gemessen mit der Peakposition des Gaußfits mit Eigenschaften des PHOS-Detektors für verschieden Transversalimpuls-Intervalle.

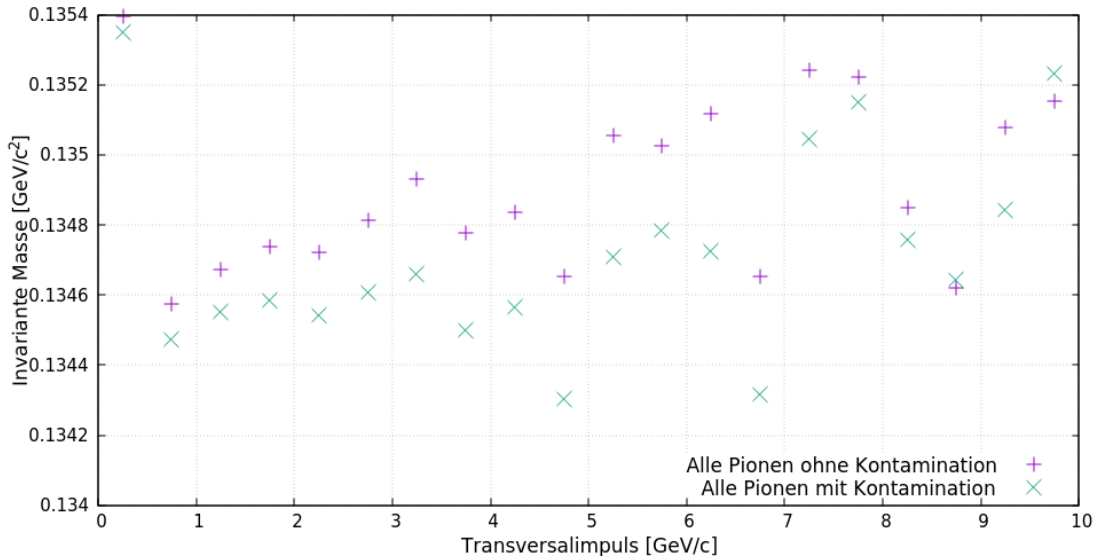


Abbildung 3.6: Invariante Masse der Pionen gemessen mit der Peakposition des Gaußfits mit Eigenschaften des EMCAL-Detektors für verschieden Transversalimpuls-Intervalle.

In den Abbildungen 3.5 und 3.6 sind je die unkontaminierte und kontaminierte Messreihe für alle Pionen für den PHOS Detektor und den EMCAL-Detektor gezeigt. Vergleicht man in den beiden Abbildungen die Detektoren miteinander, so fällt auf, dass die Messpunkte mit nah zueinander liegenden Punkten in y-Richtung starten, sich mit steigendem Transversalimpuls voneinander entfernen, bis sie sich wieder annähern. Beim PHOS geschieht dieser Prozess deutlich schneller und ausgeprägter. Beim EMCAL müssen nähere Untersuchungen vorgenommen werden, um die Vermutung zu bestätigen.

Erklären lässt sich die Beobachtung durch zwei Faktoren. Je höher der Transversalimpuls des Pions ist, desto wahrscheinlicher ist eine starke Ausprägung der Kontamination durch ein sekundäres Pion. Das bedeutet, dass das K_S^0 überhaupt signifikant weit geflogen ist, um in Pionen zu zerfallen, die eine verschobene invariante Masse aufweisen.

Nimmt dieser Effekt stark mit steigendem p_T zu, so wandern die besagten Teilchen mit ihrer invarianten Masse aus der betrachteten 3σ -Umgebung heraus und werden beim Fit nicht berücksichtigt. Dies erklärt das Zusammentreffen der Datenpunkte bei höherem Transversalimpuls.

Eine Bestätigung dieser Tatsache lässt sich gewinnen, wenn man die Anteile der betrachteten Teilchen im Toleranzbereich genauer betrachtet.

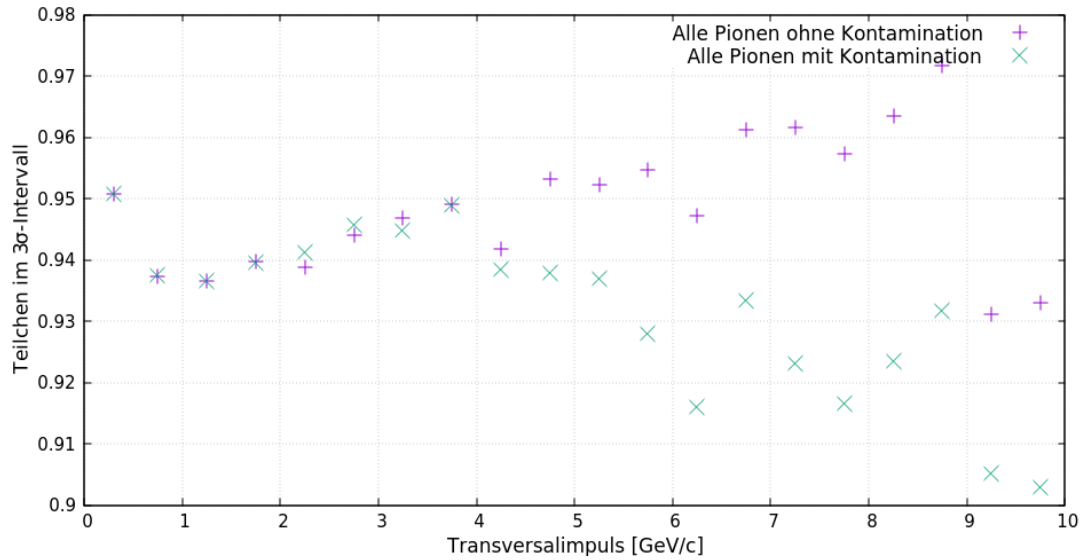


Abbildung 3.7: Anteil der sich im 3σ -Intervall um den Massepeak befindlichen Teilchen simuliert mit den Werten des PHOS-Detektors

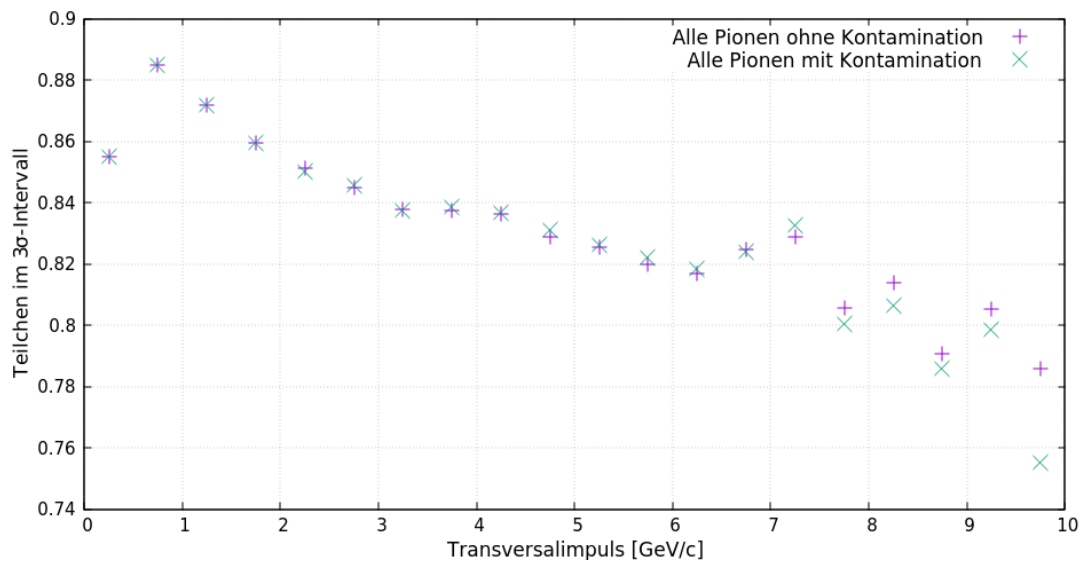


Abbildung 3.8: Anteil der sich im 3σ -Intervall um den Massepeak befindlichen Teilchen simuliert mit den Werten des EMCAL-Detektors

Anhand der Abbildungen 3.7 und 3.8 kann man den zweiten Effekt sehr gut bestätigen. Beim PHOS-Detektor ändert sich der Anteil ab ca. $3 \text{ GeV}/c$ verstärkt. Zu erklären ist dies durch die aus K_S^0 -Zerfällen entstandenen neutralen Pionen. Sie stellen die Teilchen dar, die durch ihren verspäteten Zerfall nicht mehr mit den primären Pionen zusammen detektiert werden, sofern ihr Impuls groß genug ist und die invariante Masse dementsprechend weit

verschoben ist. Die nicht kontaminierte Messreihe scheint durchschnittlich etwa 95% der Teilchen zu beinhalten. Dieser Wert sollte bei einer richtigen Gaußverteilung bei 99,5% liegen. Da die Energieverschmierung allerdings keine perfekte Normalverteilung darstellt, sind die Ergebnisse realistisch.

Beim EMCal ist die Energieauflösung sehr viel schlechter und der Effekt setzt weniger ausgeprägt und etwas später ein. Da die sekundären Pionen allerdings genauso wie auch beim PHOS-Detektor nicht im primären Vertex zerfallen ist eine Kontamination der primären Pionen die Folge. Dies sieht man in den Abbildungen 3.5 und 3.6 und kann es mit den in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnissen auch nachvollziehen.

Auffällig ist, dass die Prozentzahl der unkontaminierten Messreihe auf bis unter 80% fällt. Dies muss im Folgenden näher betrachtet werden.

Ein genauerer Blick auf die Messdaten zeigt rekonstruierte Pionen mit viel größerer Masse. Der in Abbildung 3.9 sichtbare Ausläufer ist signifikant. In der Abbildung sind alle Pionen aller Transversalimpulse mit der Auflösung des EMCal-Detektors rekonstruiert dargestellt. Eine Gaußfunktion wird an die Messdaten gefittet und im 3σ -Intervall gezeichnet.

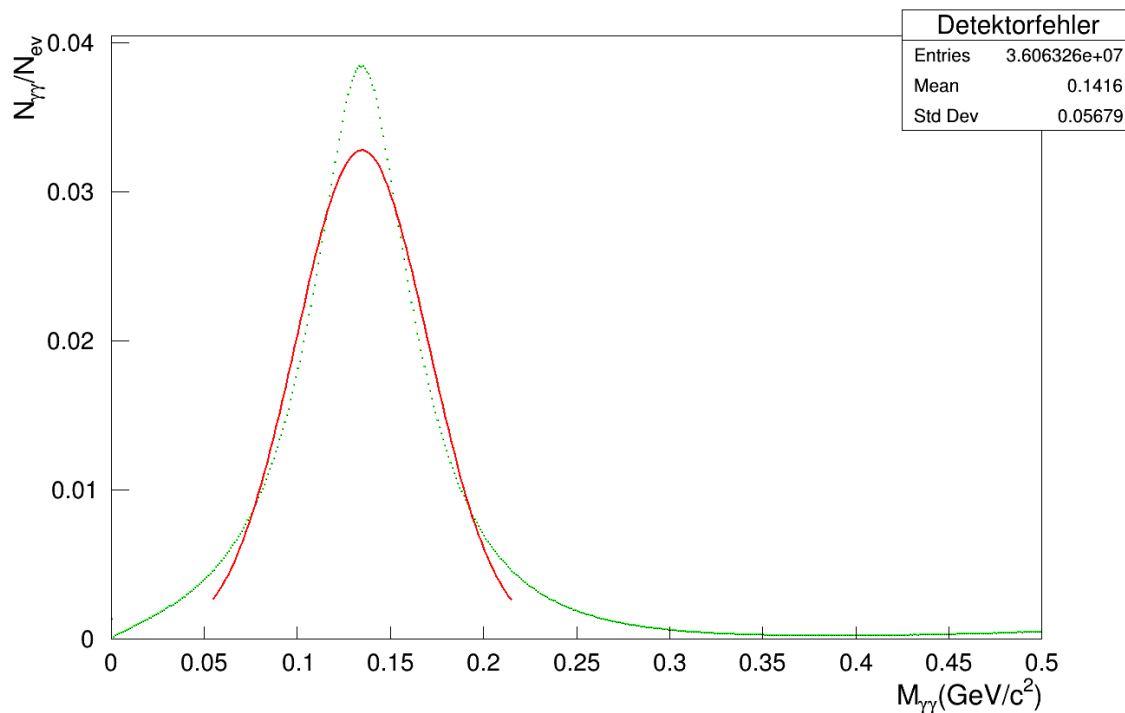


Abbildung 3.9: Rootinterne Abbildung aller Teilchen aller Transversalimpulse mit implementierten Detektorfehler durch die K_S^0 -Kontamination

In jedem der bisher gezeigten Diagramme fällt auf, dass das niedrigste Transversalimpuls Diagramm von 0,1 bis 0,5 GeV/c einen Ausreißer darstellt. Im Experiment werden

Kalorimeter erst ab einem Transversalimpuls von $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ berücksichtigt. Dies liegt unter anderem an dem großen Rauschen, das durch Effekte der Elektronik bedingt ist.

3.4.1 Verschmierung des Transversalimpulses

Um sowohl mögliche Fehler zu berichtigen (wie z.B. die langen Ausläufer beim Massendiagramm des EMCal 3.9), als auch näher an die experimentellen Gegebenheiten heranzutreten, soll nun auch der Transversalimpuls von der verschmierten Energie abhängen. Der Transversalimpuls ist zwar in Pythia abfragbar, doch im Kalorimeter nicht direkt messbar. Es gilt, den Transversalimpuls durch die detektierte Photonenenergie auszudrücken.

Zunächst berechnet man in Gleichung (3.1) die transversale Energie (d.h. die Energie in x- und y- Richtung) der Photonen. Dafür wird der Winkel zwischen der Strahlachse der einfallenden, kollidierenden Strahlen in z-Richtung und dem Photon berechnet. Aus der transversalen Energie der Photonen ergibt sich direkt der transversale Impuls (3.2), da in natürlichen Einheiten gerechnet wird. Addiert man die transversalen Impulse der Photonen, ergibt sich der transversale Impuls des π^0 .

$$E_{\text{trans}} = \sin(\alpha)E \quad (3.1)$$

$$p_{\pi^0} = p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2} \quad (3.2)$$

In der folgenden Analyse sind die Pionen wieder nach dem transversalen Impuls sortiert. Dieser ist nun jedoch auch verschmiert.

Da neue Daten generiert werden müssen, bietet sich die Möglichkeit, weitere Verbesserungen vorzunehmen. Es werden, um statistische Fehler zu verringern, 20 Millionen Events simuliert.

Beim Fall 1 werden Pionen ausgeschlossen, die aus Zerfällen des kurzlebigen Kaons stammen. Der Vorteil soll sein, dass die Histogramme von Fall 1 und 3 zu Fall 2 aufaddieren und somit ein besserer Vergleich möglich ist.

Außerdem werden die Events nun in einem Programm generiert und mit beiden Detektoren einzeln analysiert. Dies soll den Vorteil bringen, dass eventuelle statistische Schwankungen der Simulation sichtbar werden und ein Vergleich der Detektoren besser möglich ist.

Weiterhin wird das kleinste Transversalimpuls-Intervall im Folgenden nicht mehr berücksichtigt. Die Histogramme sind wie zuvor zur Einsicht im Anhang für den PHOS-Detektor in Abbildung 5.3 und den EMCal-Detektor in Abbildung 5.4 dargestellt.

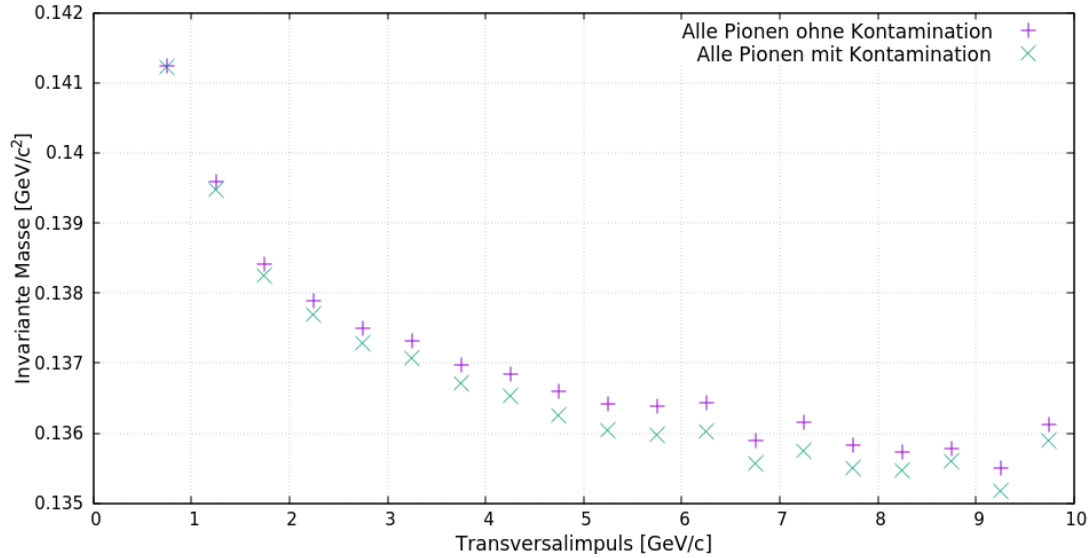


Abbildung 3.10: Position des invarianten Masse-Peaks einer 3σ -Umgebung aufgetragen gegen den Transversalimpuls für den EMCal mit p_T -Verschmierung

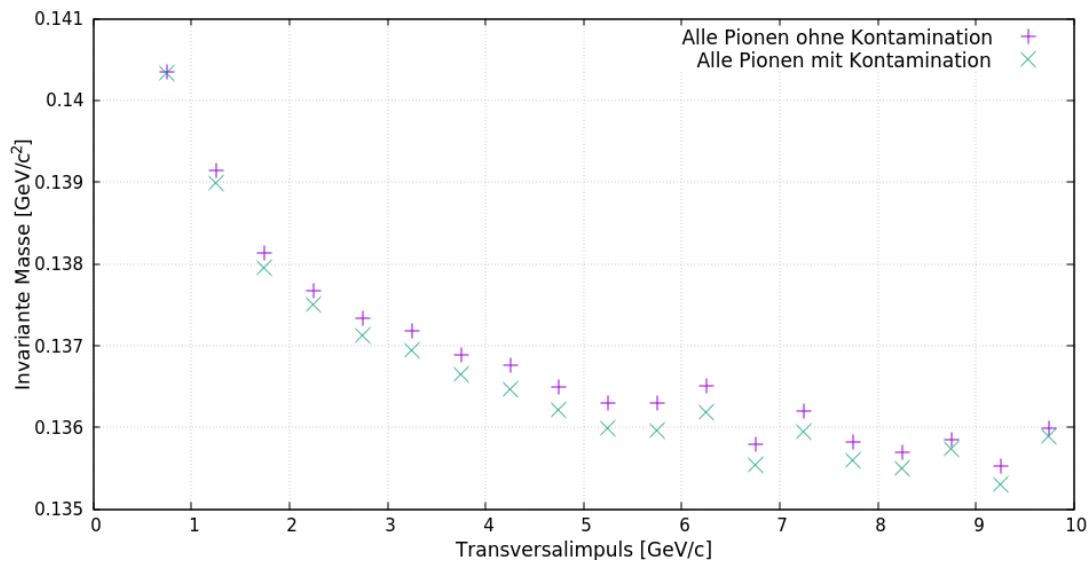


Abbildung 3.11: Position des invarianten Masse-Peaks einer 2σ -Umgebung aufgetragen gegen den Transversalimpuls für den EMCal mit p_T -Verschmierung

Zunächst werden in Abbildung 3.10 und 3.11 für den EMCal-Detektor die Positionen des Fit-Hochpunkts verglichen. Es zeigt sich für beide σ -Umgebungen ein sehr ähnlicher Verlauf. Ein exponentieller Abfall der invarianten Masse ist zu erkennen.

Die Vermutung, dass die invariante Masse zunächst auseinander läuft und bei höheren Transversalimpulsen wieder zusammen trifft sollte nach genaueren Untersuchungen für

den EMCal bestätigt werden. Die Tendenz ist wieder zu erkennen, jedoch scheint die Energieverschmierung des EMCal zu stark. Es können keine genauen Aussagen für den EMCal getroffen werden.

Auffällig ist, dass die invariante Masse nun größer ist als im Versuchsteil ohne Transversalimpulsverschmierung, bei welchem die Masse der Simulation dem Literaturwert etwas näher kommt. Für kleine Transversalimpulse ist die Abweichung größer.

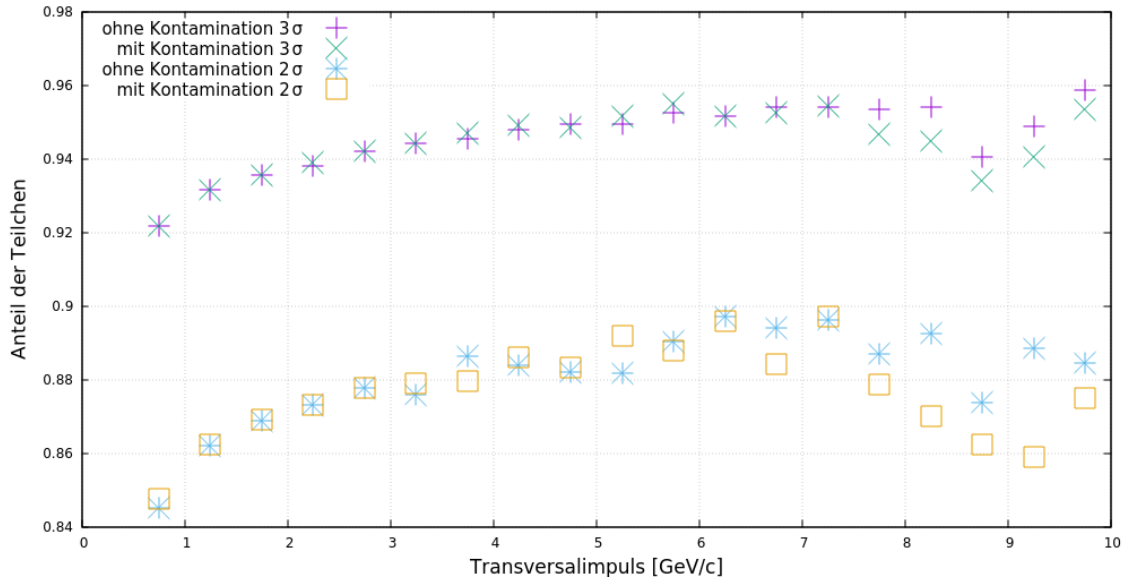


Abbildung 3.12: Anteil der im 2- oder 3σ -Intervall liegenden Teilchen mit und ohne Kontamination durch das kurzlebige Kaon mit p_T -Verschmierung am EMCal-Detektor

Betrachtet man in Abbildung 3.12 die Anteile der Teilchen, die innerhalb der Vielfachen der Standardabweichung liegen, bestätigt sich erneut die zuvor getroffene Vermutung, dass einige Teilchen aus der Fit-Umgebung verschwinden. Jedoch sind die Tendenzen immer noch sehr klein.

Auch hier fällt auf, dass für kleinere Transversalimpulse die Gaußkurve eine schlechtere Näherung ist. Im vorigen Versuchsteil war der Anteil in den Umgebungen deutlich geringer. Dieses Problem scheint mit der p_T -Verschmierung nun gelöst zu sein. Erst recht der zuvor so deutliche Ausläufer ist nun nicht mehr zu sehen. In Abbildung 3.13 ist dies zu erkennen. Es handelt sich um die gleichen Voraussetzungen wie in Abbildung 3.9 mit dem Unterschied, dass nun der Transversalimpuls verschmiert ist.

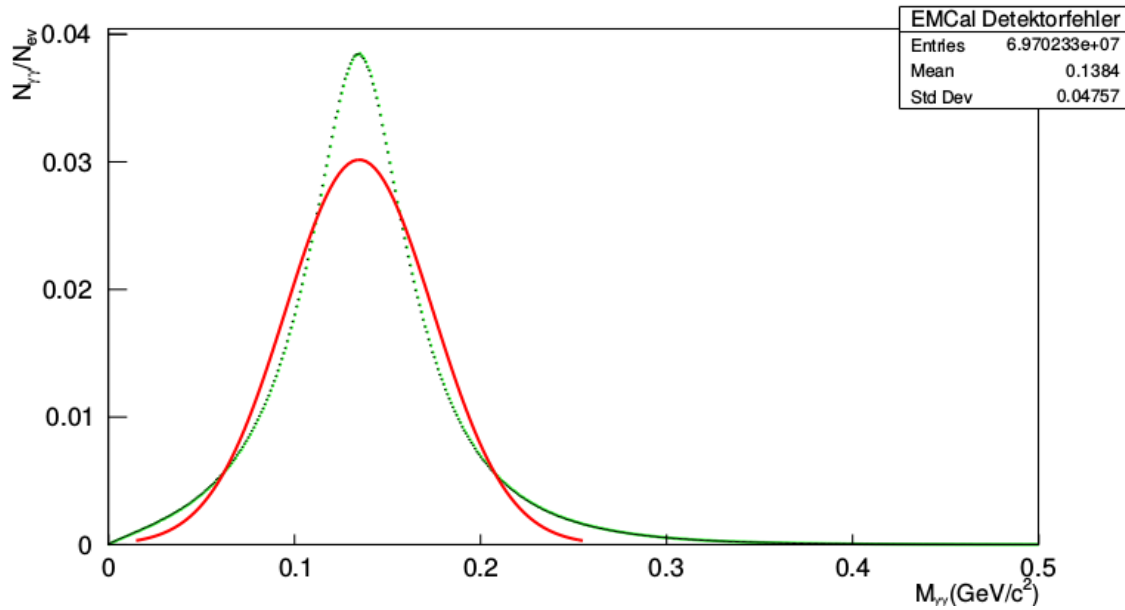


Abbildung 3.13: Rootinterne Abbildung aller Teilchen aller Transversalimpulse mit implementierten Detektorfehler durch die K_S^0 -Kontamination mit Verschmierung des Transversalimpulses

Beim PHOS-Detektor war der Effekt der Kontamination schon zuvor sehr deutlich zu erkennen. Nun sollen mit der korrekt simulierten Einteilung der Transversalimpuls-Intervalle und einer größeren Statistik die zuvor gewonnenen Ergebnisse überprüft werden.

Vergleicht man die invarianten Massen aus Abbildung 3.14, gewonnen durch die Peakpositionen der Gaußfits, mit den zuvor ausgewerteten Daten aus den Abbildungen 3.5 und 3.6, so fallen einige Unterschiede auf. Zum einen sind wie schon zuvor beim EMCal-Detektor größere invariante Massen bei kleineren Transversalimpulsen festzustellen. Dass die Kontamination zunächst vorhanden ist, und später ab ca. 6 GeV/c aus der Reichweite (der jeweiligen σ -Umgebung) gewandert ist, geschieht analog.

Die einzelne Messreihe in Abbildung 3.14 veranschaulicht die Kontamination sehr gut.

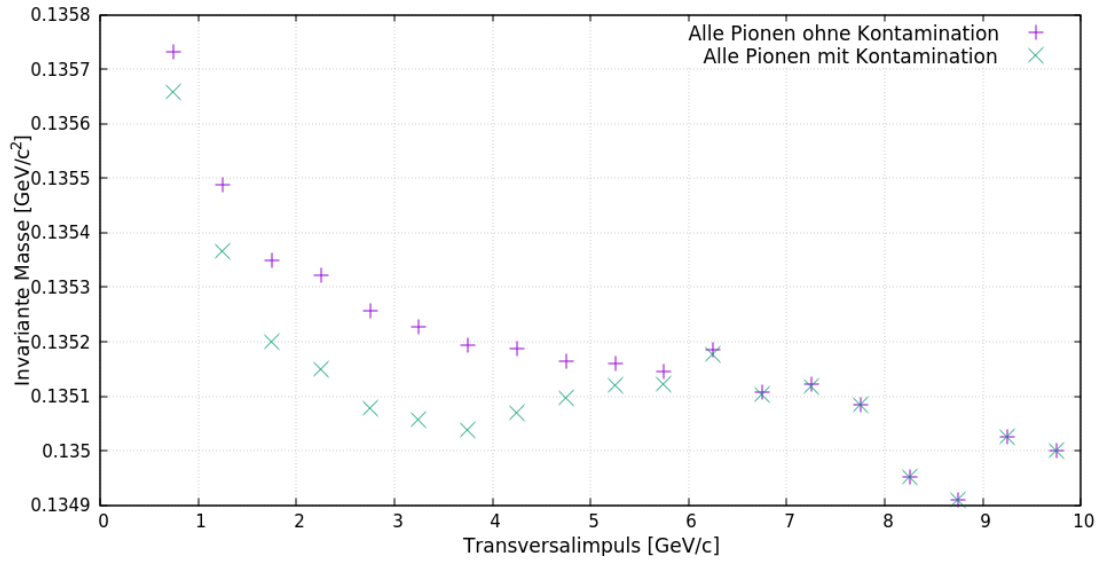


Abbildung 3.14: Position des invarianten Masse-Peaks einer 3σ -Umgebung aufgetragen gegen den Transversalimpuls für PHOS mit p_T -Versmierung

Vergleicht man nun das benutzte 3σ -Intervall mit den gleichen Daten angewandt auf das 2σ -Intervall in Abbildung 3.15 so fällt auf, dass die Messreihen sich bei kleiner einbezogener Umgebung früher wieder aufeinander zu bewegen. Global ist das gleiche Ergebnis festzustellen.

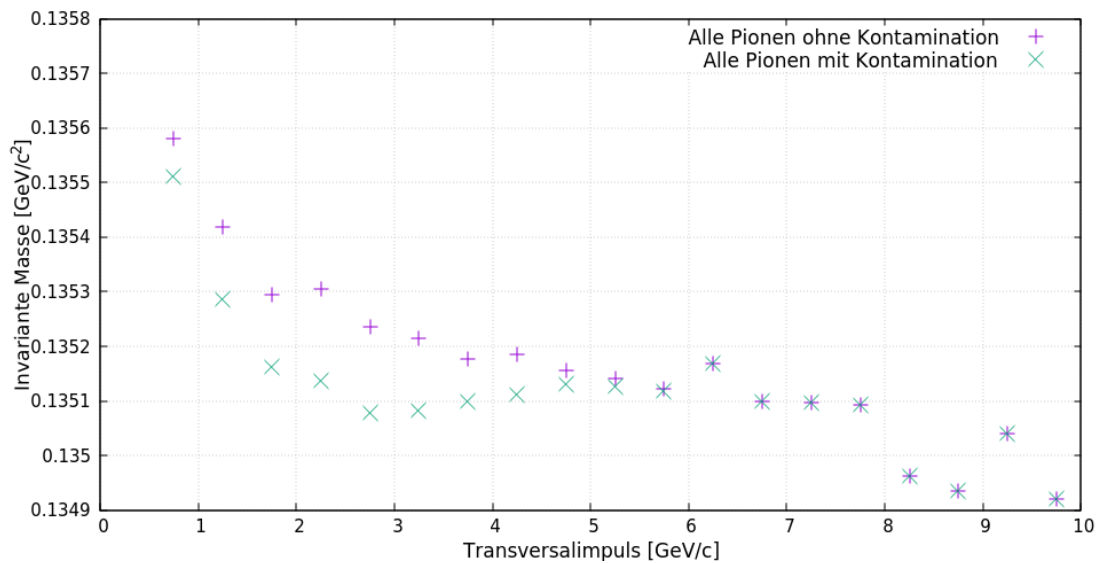


Abbildung 3.15: Position des invarianten Masse-Peaks einer 2σ -Umgebung aufgetragen gegen den Transversalimpuls für PHOS mit p_T -Versmierung

Betrachtet man in Abbildung 3.16 den Vergleich der im jeweiligen Intervall liegenden Anteile, so wird bei beiden Messreihen deutlich, dass bei der kleineren Umgebung schneller ein gewisser Anteil der Teilchen aus dem Bereich läuft. Der Unterschied wächst beim 2σ -Intervall ab $3,75 \text{ GeV}/c$ signifikant an und wächst ab $5 \text{ GeV}/c$ nicht mehr erheblich. Bei der größeren Umgebung sind die gleichen Effekte $1 \text{ GeV}/c$ später zu beobachten.

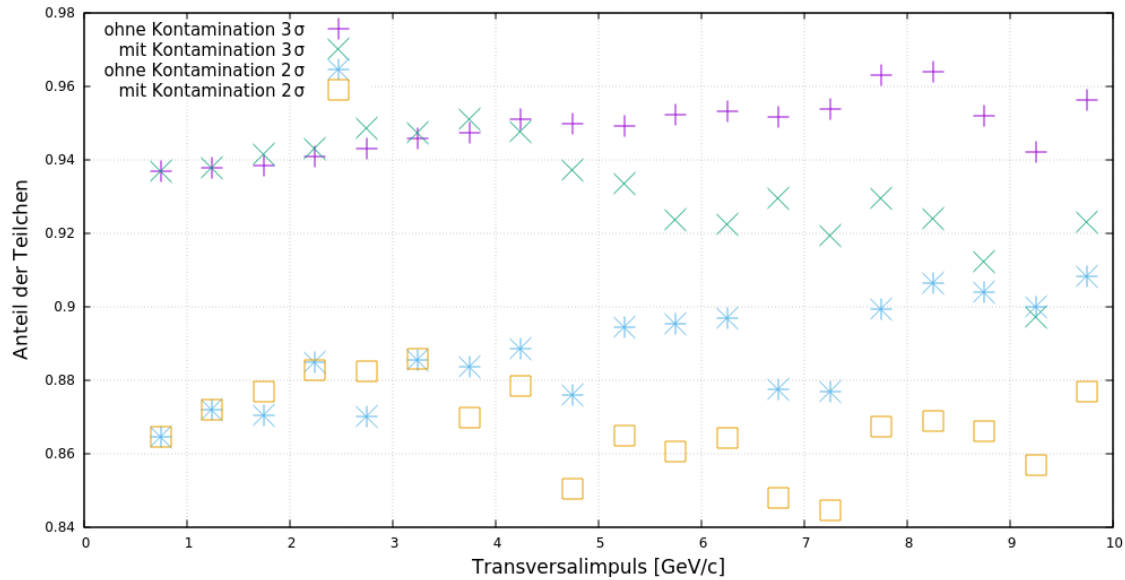


Abbildung 3.16: Anteil der im 2- oder 3σ -Intervall liegenden Teilchen mit und ohne Kontamination durch das kurzlebige Kaon mit p_T -Verschmierung

4 Diskussion und Ausblick

Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse diskutiert, mögliche Fehlerquellen aufgeführt, Verbesserungsvorschläge für diese vorgestellt und ein Ausblick auf eine mögliche weitere Behandlung des Themas gegeben. Anschließend folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

4.1 Diskussion

Durch den Zerfall des kurzlebigen neutralen Kaons abseits des primären Vertex wird eine verfälschte invariante Masse der Pionen rekonstruiert. Bei kleinem Transversalimpuls der Pionen sind die Pionen aus unterschiedlichen Quellen schwierig zu unterscheiden. Dies hat eine Kontamination zur Folge. Es muss aufgrund derer unterschiedlicher Energieauflösung zwischen den Detektoren EMCal und PHOS unterschieden werden. Bei dem hochauflösenden PHOS-Detektor können ab einem p_T von ca. 5 GeV/c bei einer 2σ -Umgebung Teilchen aus K_S^0 -Zerfällen von Pionen aus dem primären Vertex unterschieden werden. Bei einer betrachteten 3σ -Umgebung ist die Unterscheidung erst ab 6 GeV/c möglich. Am EMCal-Detektor ist die Kontamination auch festzustellen. Die schlechte Energieauflösung verhindert eine Unterscheidung der Teilchen auch bei hohen Transversalimpulsen.

Bei der Durchführung der Bachelorarbeit wurde in drei grundlegenden Schritten vorgegangen: Visualisierung des Problems, Anwendung auf die Detektoren mit Energieverschmierung und Verbesserungen wie z.B. Verschmierung des Transversalimpulses.

Während der schlichten Visualisierung tritt wenig Diskussionsstoff auf. Bei Betrachtung von Abbildung 3.2 fällt auf, dass der die ganze Arbeit über beschriebene Fall von einer Korrektur zu einer kleineren invarianten Masse bei kleinem Transversalimpuls nicht notwendigerweise angenommen werden kann. Es ist auch ein Ausschlag zu größeren Massen zu erkennen. Die Kinematik bei kleinem p_T könnte noch bearbeitet werden. Aufgrund der Vernachlässigung von Teilchen mit derartig kleinem Transversalimpuls in Kalorimetern ist dies allerdings nicht zwangsläufig notwendig.

Sobald die Energieverschmierung eingeführt wird, werden, speziell beim EMCal, Pionen mit deutlich zu großer invarianter Masse rekonstruiert (siehe Abbildung 3.9). Wie genau

der Ausläufer zustande kommt und warum er erst fällt und später wieder zunimmt, ist eine interessante Frage zur weiteren Bearbeitung des Themas. Nach Einführung der Verschmierung des Transversalimpulses tritt das Problem nicht mehr auf.

Allerdings sind die invarianten Massen nun größer als der Literaturwert. Je kleiner der Transversalimpuls ist, desto größer ist die Abweichung. Dies lässt sich durch das mit steigendem Transversalimpuls stark abfallende Teilchenspektrum erklären.

Eine weitere Verbesserung der Arbeit wäre die Erzeugung einer größeren Statistik. Bei hohem Transversalimpuls wären deutlich mehr Events für geringere Schwankungen erforderlich. Dementsprechend ist die Annahme von verschwindenden Fehlern nach dem Gesetz der großen Zahlen bei großem Transversalimpuls fragwürdig.

Außerdem wird bei der Reichweite der kurzlebigen Kaonen mit der mittleren Lebensdauer des Teilchens kalkuliert. Auch hier könnte eine zufällige Verteilung eine Verbesserung darstellen. Eine Erweiterung auf andere Teilchen außer des K_S^0 -Teilchens ist denkbar.

Im Allgemeinen lässt sich festhalten, dass mit den genannten Verbesserungen eine Bearbeitung des Problems mit dem Ziel von mehr quantitativen Aussagen möglich ist. Zum Beispiel wäre es interessant, die aus der 2- oder 3 σ -Umgebung laufenden Teilchen mit den aus Kaonen entstandenen Pionen zu vergleichen. So könnte weiterhin überprüft werden, ob der Anteil der ab einem gewissen p_T gleich bleibt.

Nun soll abschließend eine kurze Einordnung der Arbeit in den Kontext des ALICE-Experiments folgen. Bei ALICE wird das Quark-Gluon-Plasma durch Blei-Blei-Kollisionen erzeugt. Betrachtet man Proton-Proton-Kollisionen, wird kein QGP erwartet. Gerade deshalb ist es wichtig dieses System als Referenz zu verstehen.

In dieser Arbeit wird das Problem des verspäteten Zerfalls der kurzlebigen neutralen Kaonen auf Generatorlevel behandelt. Für eine umfassende Analyse des Problems ist auch das Einbeziehen anderer Effekte (z.B. Konversion, Bremsstrahlung von Konversionselektronen und das Rauschen der verbauten Elektronik) wichtig.

Moderne Experimente wie ALICE beziehen den Zerfall des K_S^0 zwar mit ein, jedoch wurde bereits gezeigt, dass Eventgeneratoren wie Pythia die Anzahl an auftretenden Kaonen nicht richtig beschreiben [ALIC 15]. Genau deshalb ist eine isolierte Schritt-für-Schritt Betrachtung des Systems wichtig. So kann verstanden werden, welche Ursache für welchen Effekt verantwortlich ist.

4.2 Zusammenfassung

Die Frage, ob Pionen aus K_S^0 -Zerfällen eine Kontamination der im Experiment gemessenen invarianten Masse verursachen, muss differenziert betrachtet werden.

Grundsätzlich liegt eine Verschiebung der invarianten Masse von aus Zerfällen des kurzlebigen neutralen Kaons stammenden, neutralen Pionen vor. Bei geringem Transversalimpuls ist sie aufgrund der kleinen Reichweite des K_S^0 nur wenig ausgeprägt, doch vorhanden. Die Massendifferenz wächst mit steigendem Transversalimpuls wegen der wachsenden Reichweite der Kaonen an und nimmt schließlich wieder ab, da die Pionen nun von aus dem primären Vertex kommenden unterschieden werden können.

Es gibt große Unterschiede zwischen den Kalorimetern EMCal und PHOS. Die Energieauflösung des PHOS ist deutlich besser, weshalb ab einem gewissen Transversalimpuls eine klare Unterscheidung zwischen im primären Vertex zerfallenden und verspätet zerfallenden Pionen möglich ist. Die Kontamination kann also für hohe Transversalimpulse umgangen werden.

Beim EMCal ist eine Kontamination auch bis zu hohen Transversalimpulsen vorhanden und eine Unterscheidung der Teilchen gestaltet sich schwierig.

5 Anhang

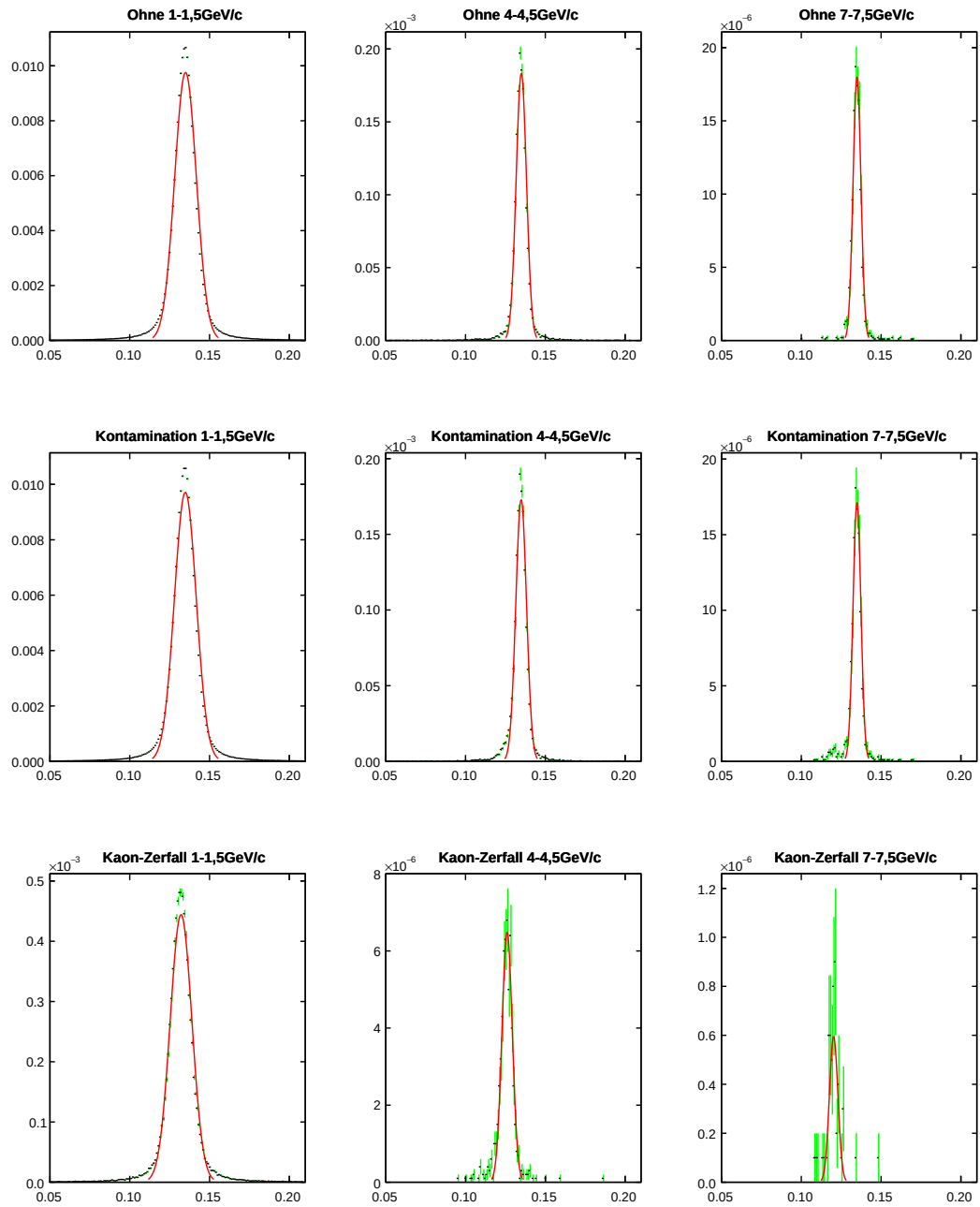


Abbildung 5.1: Aufnahme mit Eigenschaften des PHOS-Detektors. Histogramme verschiedener Transversalimpuls-Intervalle sind zusammen mit ihrem Gaußfit abgebildet. Die obere Zeile stellt alle Pionen ohne Kontamination dar. In der mittleren Zeile sind alle Pionen mit Kontamination gezeigt. Unten werden nur Pionen berücksichtigt, die aus Zerfällen des kurzlebigen neutralen Kaons stammen. Es wurden 10 Millionen Events generiert.

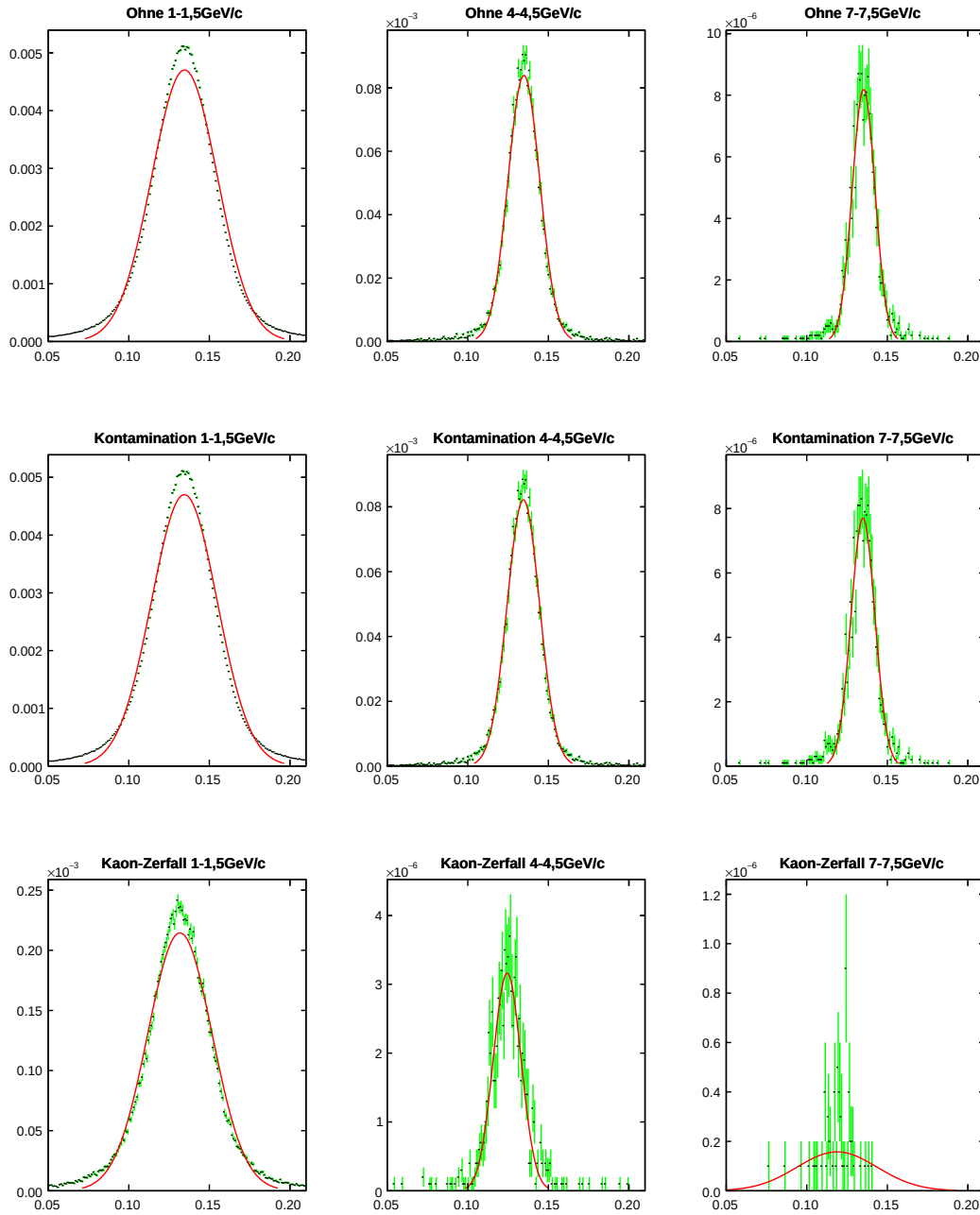


Abbildung 5.2: Aufnahme mit Eigenschaften des EMCal-Detektors. Histogramme verschiedener Transversalimpuls-Intervalle sind zusammen mit ihrem Gaußfit abgebildet. Die obere Zeile stellt alle Pionen ohne Kontamination dar. In der mittleren Zeile sind alle Pionen mit Kontamination gezeigt. Unten werden nur Pionen berücksichtigt, die aus Zerfällen des kurzlebigen neutralen Kaons stammen. Es wurden 10 Millionen Events generiert.

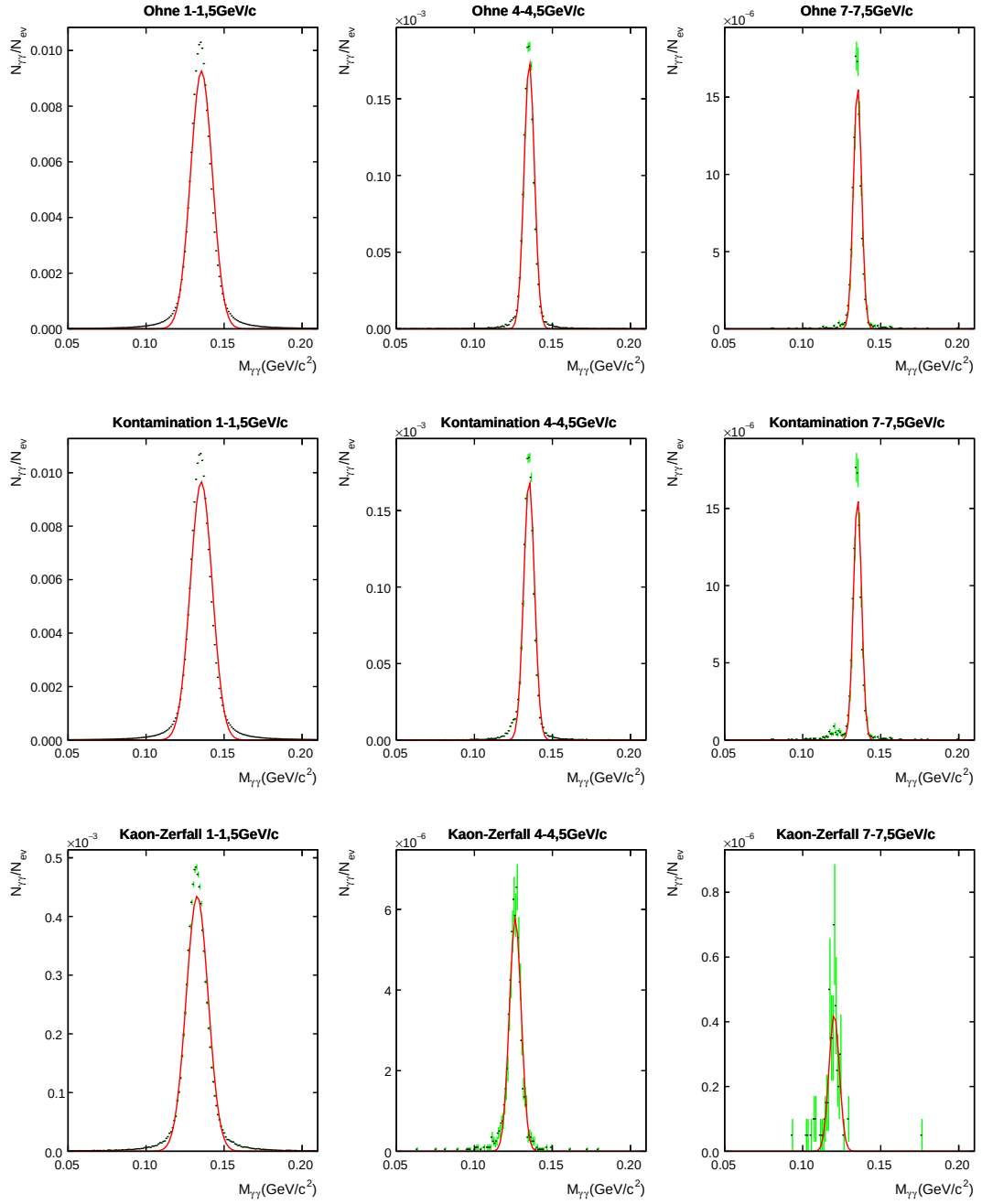


Abbildung 5.3: Aufnahme mit Eigenschaften des PHOS-Detektors. Neben der Energieverschmierung ist nun auch die Transversalimpulsverschmierung implementiert. Histogramme verschiedener Transversalimpuls-Intervalle sind zusammen mit ihrem Gaußfit abgebildet. Die obere Zeile stellt alle Pionen ohne Kontamination dar. In der mittleren Zeile sind alle Pionen mit Kontamination gezeigt. Unten werden nur Pionen berücksichtigt, die aus Zerfällen des kurzlebigen neutralen Kaons stammen. Die erste und letzte Zeile ergeben aufaddiert die mittlere. Es wurden 20 Millionen Events generiert.

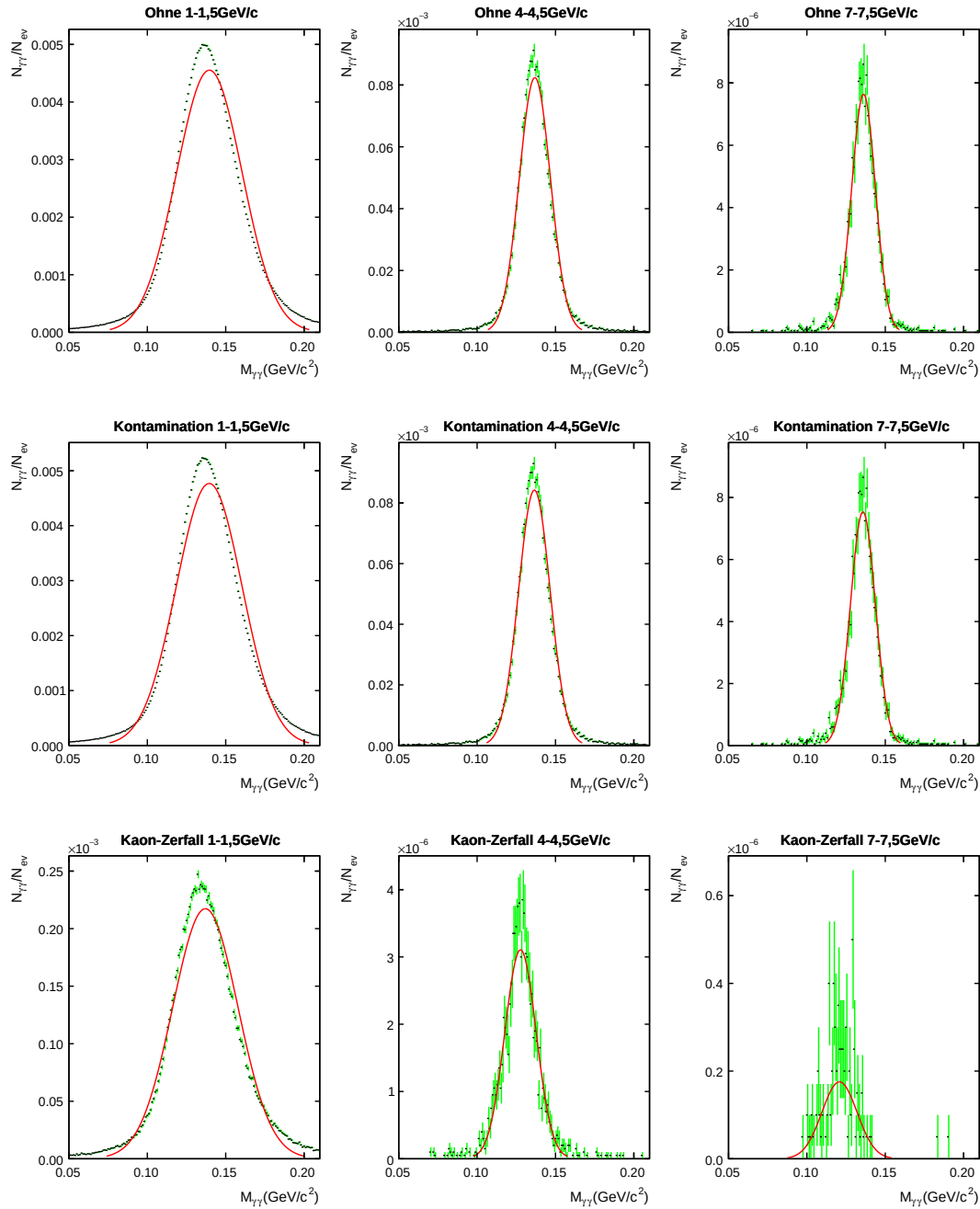


Abbildung 5.4: Aufnahme mit Eigenschaften des EMCal-Detektors. Neben der Energieverschmierung ist nun auch die Transversalimpulsverschmierung implementiert. Histogramme verschiedener Transversalimpuls-Intervalle sind zusammen mit ihrem Gaußfit abgebildet. Die obere Zeile stellt alle Pionen ohne Kontamination dar. In der mittleren Zeile sind alle Pionen mit Kontamination gezeigt. Unten werden nur Pionen berücksichtigt, die aus Zerfällen des kurzlebigen neutralen Kaons stammen. Die erste und letzte Zeile ergeben aufaddiert die mittlere. Es wurden 20 Millionen Events generiert.

Literaturverzeichnis

- [ALIC 08] ALICE-Collaboration. "The ALICE experiment at the CERN LHC" **08002** (2008).
- [ALIC 09] ALICE-Collaboration. "ALICE EMCal Physics Performance Report" (2009).
- [ALIC 15] ALICE-Collaboration. "Measurement of pion, kaon and proton production in proton-proton collisions". *Eur. Phys. J. C* **75**, 226 (2015).
- [ALIC 99] ALICE-Collaboration. "Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)" (1999).
- [Demt 10] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4. Springer-Lehrbuch*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2010).
- [Hint 08] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2008).
- [Klei 05] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung. Teubner Studienbücher Physik*, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden (2005).
- [LHC 17] *LHC: The Guide*. url: <http://press.cern/press-kit> zuletzt eingesehen: 13.03.2018 (2017).
- [Nolt 12] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 4. Springer-Lehrbuch*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2012).
- [Part 17] *Particle Physics Booklet*. url: <http://pdg.lbl.gov/> zuletzt besucht: 24.03.2018 (2017).
- [Povh 14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche und W. Rodejohann. *Teilchen und Kerne. Springer-Lehrbuch*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2014).
- [ROOT 16] *ROOT Primer For Students "Diving Into ROOT"*. url: <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/primer/ROOTPrimerLetter.pdf> zuletzt eingesehen: 17.03.2018 (2016).

- [Sjos 08] T. Sjöstrand, S. Mrenna und P. Skands. “A brief introduction to PYTHIA 8.1”. *Computer Physics Communications* **178**, 852–867 (2008).
- [Thom 17] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge: Cambridge Univ. Pr. (2017).
- [Wong 94] C.-y. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy Collisions*. World Scientific (1994).

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Münster, den 31. März 2018

Frederik Henke