

**Messung inklusiver Photonen in p+p
Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV**

**Measurement of inclusive Photons in p+p
Collisions at $\sqrt{s} = 2,76$ TeV**

Bachelorarbeit

im Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von

Bernhard Wallmeyer

Erstprüfer: Dr. C. Klein-Bösing
Zweitprüfer: Prof. Dr. J. P. Wessels

Münster, den 22. Mai 2012

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	4
2 Das ALICE-Experiment am LHC	5
2.1 Das ITS und die TPC	6
3 Theoretische Grundlagen der Photonenrekonstruktion	8
3.1 Die Paarbildung	8
3.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	9
3.3 Pseudorapidität	9
3.4 V0-Teilchen	10
3.5 V0-Rekonstruktion	10
4 Cuts	13
4.1 Der $\frac{dE}{dx}$ -Cut	13
4.2 Der Ψ_{pair} -Cut	15
4.3 Armenteros-Podolanski-Plot	16
4.4 Gesamtübersicht der benutzten Cuts	17
5 Simulation des inklusiven Photonenspektrums	20
5.1 Zusammensetzung des Spektrums	20
5.2 Zusammensetzung des Untergrundes	23
6 Rekonstruktion des inklusiven Photonenspektrums	26
6.1 Methode zur Berechnung der inklusiven Photonen	26
6.2 Vergleich der Korrekturgrößen	28
6.3 Entfalten des Spektrums	33
6.4 Der systematische Fehler	35
6.5 Das inklusive Photonenspektrum	36
7 Zusammenfassung und Ausblick	38
A Zusammensetzung des Spektrums	40
B Korrekturgrößen	41
Danksagung	45
Eidesstattliche Erklärung	46

1. Einleitung

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) ist ein Schwerionenexperiment am LHC des CERN. Mit diesem Experiment soll das Quark-Gluon-Plasma (QGP) näher untersucht werden. Das QGP zeichnet sich dadurch aus, dass das Confinement der Quarks und Gluonen aufgehoben ist. Man vermutet, dass sich das Universum unmittelbar nach dem Urknall in diesem Zustand befand. Bei ALICE soll dieser Zustand der Materie mittels Kollisionen von Bleikernen bei hohen Energien erzeugt werden. Von besonderem Interesse sind hierbei die entstandenen direkten Photonen, da sie Aussagen über das Quark-Gluon-Plasma ermöglichen. Bei ihnen handelt es sich um thermische Photonen sowie um Photonen, die unmittelbar durch die Kollision erzeugt werden und nicht durch Zerfälle von bei der Kollision entstandenen Teilchen entstehen. Um das direkte Photonspektrum einer Kollision zu messen, ist es allerdings nötig eine möglichst genaue Kenntnis des inklusiven Photonenspektrums zu haben. Dabei bezeichnet man als inklusive Photonen diejenigen, die direkt in der Kollision entstehen, und diejenigen, die aus den Zerfällen stammen.

ALICE misst neben Pb-Pb-Kollisionen auch die hauptsächlich am LHC durchgeführten Kollisionen von Protonen. Direkte Photonen, die bei diesen Kollisionen entstehen, sind ebenfalls von Interesse. Sie liefern unter anderem eine wichtige Referenz für die Messung der Schwerionenstöße.

Ziel dieser Arbeit ist es, dass inklusive Photonenspektrum von p-p-Kollisionen zu rekonstruieren. Die p-p-Kollisionen wurden bei einer Energie von $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ im Jahr 2010 am CERN durchgeführt. Um das inklusive Photonenspektrum aus dem gemessenen Spektrum zu erhalten, werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen der Kollisionen die Informationen, die für die Rekonstruktion bekannt sein müssen, berechnet.

Zu Beginn werden ALICE und die verschiedenen Detektoren des Experiments vorgestellt. Danach werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit erläutert. Sobald die Grundlagen geschaffen sind, wird die Rekonstruktion des Spektrums beschrieben. Hierfür wird zunächst betrachtet, wie das gemessene Photonenspektrum entsteht. Insbesondere werden die Auswahlkriterien für Photonkandidaten (Cuts) genauer erklärt. Anschließend wird das gemessene Spektrum und seine Zusammensetzung untersucht. Neben den verschiedenen Quellen, aus denen Photonen stammen, wird das Augenmerk auf den Untergrund gelegt. Nach diesen Vorarbeiten wird dargestellt, wie aus dem gemessenen Photonenspektrum ein möglichst genaues inklusives Photonenspektrum rekonstruiert werden kann. Es wird erklärt, welche Größen bekannt sein müssen und wie sie berechnet werden können. Des Weiteren werden kurz die wichtigsten Punkte zum Verständnis der „Entfaltung“ eines Spektrums eingeführt. Auch Überlegungen zum systematischen Fehler werden angestellt. Zuletzt wird als Endresultat das rekonstruierte inklusive Photonenspektrum vorgestellt.

2. Das ALICE-Experiment am LHC

ALICE ist neben ATLAS, CMS und LHCb eines der vier größten Experimente am LHC. Dabei konzentrieren sich ATLAS und CMS auf p-p-Kollisionen. Mit ihnen soll das Higgs-Boson nachgewiesen werden. LHCb misst die Eigenschaften von Teilchen, die Bottom-Quarks enthalten. Ergänzend hierzu ist ALICE auf Schwerionenkollisionen, insbesondere für Pb-Pb-Kollisionen, optimiert. Es werden allerdings auch p-p-Kollisionen gemessen. Die in der Kollision entstandenen Hadronen, Elektronen, Myonen und Photonen können mit ALICE umfassend studiert werden.

In Abbildung 1 ist der Aufbau des Experiments gezeigt. Die in diesem Ab-

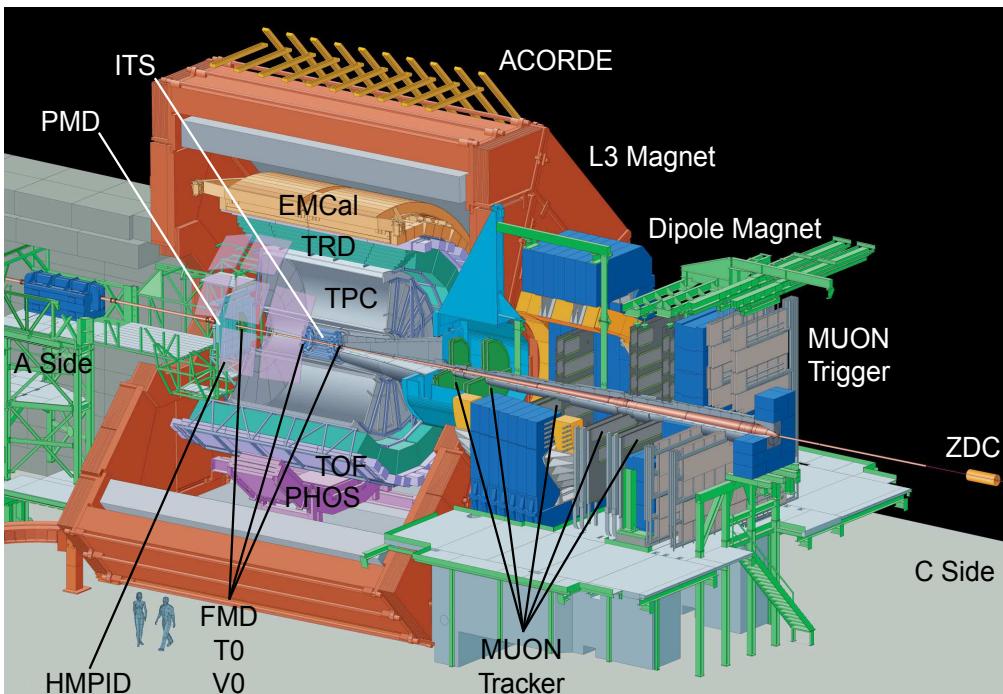


Abbildung 1: Das ALICE-Experiment und die verschiedenen Detektoren. Entnommen aus [3].

schnitt gegebenen Beschreibungen der Detektoren sind [2] entnommen. ALICE besteht aus einem zentralen zylinderförmigen Teil, der Hadronen, Elektronen und Photonen detektiert, sowie einem Myonen-Spektrometer. Der zentrale Teil besteht aus dem Inner Tracking System (ITS), das den primären Vertex (den Kollisionspunkt der Protonen oder Bleiionen) bis auf $100\text{ }\mu\text{m}$ bestimmen soll, und der Time-Projection Chamber (TPC), die das Haupttrackingsystem bildet. Hier sollen die Teilchen identifiziert und ihre Spur bestimmt werden. Da das ITS und die TPC die beiden wichtigsten Detektoren im Rahmen dieser Arbeit

sind, werden sie in Abschnitt 2.1 ausführlicher erläutert. Weiter außen folgen der Transition Radiation Detector (TRD), der Elektronen mit einem Impuls größer als $1 \text{ GeV}/c$ identifizieren soll, der Time-Of-Flight (TOF) Detector, der Teilchen im mittleren Impulsbereich (Impuls unter $2,5 \text{ GeV}/c$ für Pionen oder Kaonen und unter $4 \text{ GeV}/c$ für Protonen) bestimmen soll, und der High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID), dessen Aufgabe es ist, Hadronen mit Transversalimpulsen oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$ zu erfassen. Außen befindet sich das PHOton Spectrometer (PHOS), bei dem es sich um ein hochauflösendes elektromagnetisches Spektrometer handelt, mit dem Photonen und neutrale Mesonen gemessen werden. Die gleiche Aufgabe besitzt auch das ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal). Allerdings deckt es mit dem Pseudorapiditätsbereich $|\eta| \leq 0,7$ und der azimutalen Akzeptanz $\Delta\Phi = 107^\circ$ einen größeren Bereich ab als das PHOS ($|\eta| \leq 0,12$ und $\Delta\Phi = 100^\circ$). Dafür besitzt EMCal eine kleinere Energie- und Ortsauflösung.

2.1. Das ITS und die TPC

Das ITS besteht aus sechs Lagen und erstreckt sich von einem Abstand $R = 4 \text{ cm}$ von der Strahlachse bis zu $R = 43 \text{ cm}$. Die beiden inneren Lagen bestehen aus Siliziumpixeldetektoren (SPD), für die beiden mittleren Schichten wurden Siliziumdriftdetektoren (SDD) gewählt und für die äußeren Lagen Siliziumstreifendetektoren (SSD). Das ITS deckt den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| \leq 0,9$ ab. Neben der Bestimmung des primären Vertex dient das ITS auch zur Ermittlung der sekundären Vertices (der Zerfallspunkte) der entstandenen Hyperonen und Mesonen. Des Weiteren werden für Teilchen, die einen Impuls kleiner $200 \text{ MeV}/c$ aufweisen, ausschließlich die Rekonstruktionen der ITS genutzt. Identifiziert werden diese mittels Messung der deponierten Energie pro Weg $\frac{dE}{dx}$ durch SDD und SSD. Außerdem verbessert das ITS die Winkel- sowie die Impulsauflösung der TPC und rekonstruiert Teilchen, die Regionen durchqueren, in denen die TPC „blind“ ist.

Wie bereits erwähnt, ist die TPC der wichtigste Detektor, um Teilchenspuren zu rekonstruieren. Sie arbeitet hierbei nach dem Prinzip eines Ionisationsdetektors. Geladene Teilchen ionisieren das Füllgas auf ihrem Weg durch die Kammer. Die entstehenden Ladungsträger werden zu den Endkappen der Kammer, die die Anode bilden, und zur Kathode, die scheibenförmig im Zentrum der Kammer angebracht ist, beschleunigt. Aus der gemessenen Ladungsverteilung der Elektronen an der Anode und der Zeitinformation lässt sich die Spur des ionisierenden Teilchens ermitteln. Zusätzlich lassen sich Teilchen über $\frac{dE}{dx}$ -Messung identifizieren, da die Zusammensetzung des Füllgases und die Energie der Teilchen bekannt ist. Eine ausführlichere Erläuterung der Teilchenidentifikation mit

Hilfe der TPC erfolgt später. Die TPC leistet dies für Teilchen mit einem Transversalimpuls zwischen $0,1 \text{ GeV}/c$ und $100 \text{ GeV}/c$. Auch sie deckt den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| \leq 0,9$ ab.

Der Impuls geladener Teilchen wird sowohl in der TPC als auch im ITS mit Hilfe der Spurkrümmung der Teilchenspuren bestimmt. Dazu befindet sich der Detektor in einem Magnetfeld von $0,5 \text{ T}$, welches in Strahlrichtung ausgerichtet ist. Aufgrund der Lorentzkraft werden geladene Teilchen abgelenkt. Die Spuren werden, in der Stärke abhängig vom Impuls, gekrümmmt.

3. Theoretische Grundlagen der Photonenrekonstruktion

In diesem Kapitel soll kurz auf die wichtigsten theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, eingegangen werden. Die Informationen zur Wechselwirkung von Photonen und geladenen Teilchen mit Materie sind [4] und [1] entnommen, die Informationen zur Pseudorapidität entstammen [5].

3.1. Die Paarbildung

Die wichtigsten Effekte, die zur Wechselwirkung von Photonen mit Materie beitragen, sind der Photo-Effekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung. Die zugehörigen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 2 gezeigt. Bei den in die-

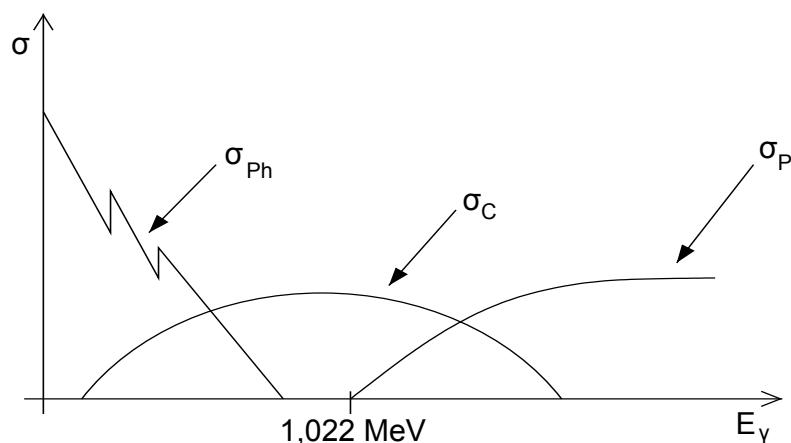


Abbildung 2: Die Wirkungsquerschnitte des Photoeffekts σ_{Ph} , des Compton-Effekts σ_C und der Paarbildung σ_P (logarithmische Skala) in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ . Entnommen aus [3].

ser Arbeit betrachteten Teilchenkollisionen sind die Photonenergien E_γ sehr groß. Daher ist die Paarbildung der einzige auftretende Effekt und der Wirkungsquerschnitt σ_P ist nahezu konstant. Daher macht man die Annahme, dass ein inklusives Photonenspektrum aus Paarbildung von Photonen bestimmt werden kann. Paarbildung kann immer dann auftreten, wenn die Photonenergie $E_\gamma > 2 \cdot m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$ ist. Hierbei wandelt sich ein Photon in ein Elektron und ein Positron um.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1)$$

Aufgrund der Impulserhaltung und der Tatsache, dass Photonen massenlos sind, gibt es keinen Öffnungswinkel zwischen Elektron und Positron.

3.2. Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Die Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen (Protonen, Mesonen, etc.) mit Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel, die die deponierte Energie pro zurückgelegtem Weg $\frac{dE}{dx}$ wiedergibt, beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c} \quad (2)$$

Der Energieverlust hängt von der Ladungszahl Z des Teilchens, seiner Geschwindigkeit v , der Elektronendichte n des Materials und dem effektivem Ionisationspotential I , das ebenfalls eine Materialkonstante ist, ab. Bei leichten Teilchen, z.B. Elektronen, hoher kinetischer Energie muss die Bethe-Bloch-Formel (2) um Verluste durch Bremsstrahlung ergänzt werden.

Ist die Materialzusammensetzung bekannt, lässt sich der Energieverlust nutzen, um Teilchen zu identifizieren. Es gilt

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &\propto \frac{Z^2}{v^2} \quad \text{und} \quad E \propto mv^2 \\ \Rightarrow \quad \frac{dE}{dx} &\propto \frac{1}{E} m Z^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Damit lassen sich Masse m und Betrag der Ladungszahl Z des Teilchens bestimmen. Somit ist das Teilchen eindeutig bis auf das Vorzeichen der Ladung identifiziert. Diese Technik wird auch bei einigen Detektoren von ALICE verwendet, wie in Kapitel 2 erwähnt wurde.

3.3. Pseudorapidität

Die Pseudorapidität η eines Teilchens ist definiert als

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right). \quad (4)$$

Dabei bezeichnet θ den Winkel zwischen dem Impuls \vec{p} des Teilchens und der Strahlachse, den sogenannten Polarwinkel. p_z ist die Projektion des Impulses auf die Strahlachse. Außerdem ist die Rapidität y definiert als

$$y = \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (5)$$

η wird als Pseudorapidität bezeichnet, da sie für Teilchen mit hohem Impuls ($|\vec{p}| \approx E$) und für massenlose Teilchen der Rapidität entspricht. Das in dieser Arbeit oft verwendete Pseudorapiditätsintervall $-0,9 < \eta < 0,9$ entspricht dem Polarwinkelintervall $45^\circ < \theta < 135^\circ$.

3.4. V0-Teilchen

V-Teilchen sind nach der Form des Buchstabens V benannt. V-Teilchen zerfallen in zwei Tochterteilchen, die positiv und negativ geladen sind. In einer Blasenkammer oder einem anderen Teilchendetektor, in dem ein elektrisches oder magnetisches Feld herrscht, bilden die Spuren der Tochterteilchen die Form eines V. Ist das Mutterteilchen elektrisch neutral, spricht man von einem V0-Teilchen oder auch einem V0.

Die häufigsten V0-Teilchen sind Λ , $\bar{\Lambda}$, K_S^0 und Photonen γ . Im strengen Sinne sind Photonen keine V0-Teilchen, da sie nicht zerfallen. Weil sie aber elektrisch neutral sind und sich über Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln, können sie als solche behandelt werden.

Tabelle 1: Zerfälle der V0-Teilchen und ihrer Tochterteilchen mit Häufigkeit (Zerfälle der Antiteilchen werden nicht aufgelistet). Die Daten stammen von der Particle Data Group (siehe [6]).

Teilchen	Zerfallskanäle	Häufigkeit
Λ	$p + \pi^-$	63,9%
	$n + \pi^0$	35,8%
K_S^0	$\pi^+ + \pi^-$	69,2%
	$\pi^0 + \pi^0$	30,7%
γ	$e^- + e^+$	100,0%
π^0	$\gamma + \gamma$	98,8%
	$e^+ + e^- + \gamma$	1,2%
π^+	$\mu^+ + \nu_\mu$	99,99%
n	$p + e^- + \bar{\nu}_e$	100%

3.5. V0-Rekonstruktion

Mit ALICE sollen hochenergetische Protonen- und Schwerionenkollisionen durchgeführt und gemessen werden. Die durch die Kollision entstehenden Photonen können daher große Energien erreichen. Das führt dazu, dass die Photonen hauptsächlich über Paarbildung mit dem Detektormaterial wechselwirken. Diese Photonkonversionen können rekonstruiert werden, indem man die Konversionsprodukte verfolgt. Dies geschieht mit dem ITS und der TPC. Hierbei wird die typische geometrische Form der Spuren, die ein V bilden, ausgenutzt. Alternativ könnte man auch mittels einer kalorimetrischen Messung die Photonen rekonstruieren. Dies wird mit PHOS und EMCAL versucht.

Aus den von dem ITS und der TPC aufgenommenen Spuren wird versucht diejenigen auszusortieren, die nicht zu einem V0-Teilchen gehören. So werden nur Spuren mit einem hohen Stoßparameter bezüglich des primären Vertex (der

primäre Vertex entspricht dem Punkt, in dem die Kollision stattgefunden hat) ausgewählt, da man hier davon ausgehen kann, dass die zugehörigen Teilchen nicht in der Kollision sondern weiter entfernt vom Kollisionspunkt (sekundärer Vertex) entstanden sind. Anschließend werden Spuren mit entgegengesetztem Vorzeichen, d.h. die Krümmungen der Spuren haben ein unterschiedliches Vorzeichen, kombiniert. Der Grund hierfür ist, dass Elektron und Positron unterschiedlich geladen sind. Daher werden sie durch das magnetische Feld in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt. Als nächstes wird der sogenannte „distance of closest approach“ (DCA) aller möglichen Kombinationen berechnet. Wenn der DCA zu groß ist, die Spuren dieser Kombination also zu weit auseinanderliegen, als dass sie aus demselben Photon stammen könnten, wird diese Kombination verworfen. Zusätzlich muss der „point of closest approach“ vor allen gemessenen Punkten der beiden Spuren liegen. Eine Skizze zum beschriebenen Verfahren findet sich in Abbildung 3.

Mit dem obigen Verfahren lässt sich der Konversionspunkt der Photonen nur

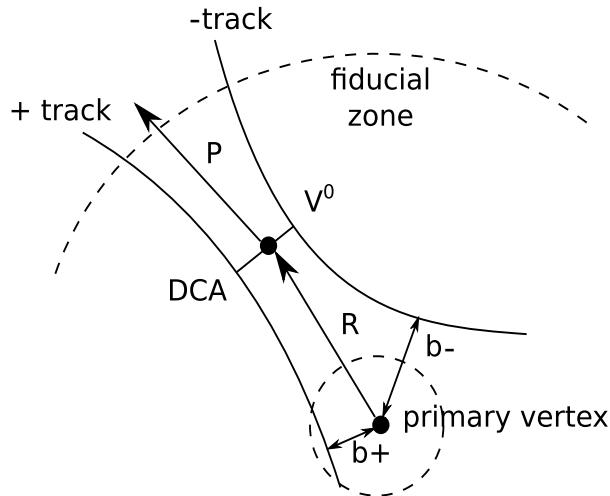


Abbildung 3: Skizze zur Rekonstruktion eines sekundären Vertex mit der V0-Rekonstruktionsmethode. Entnommen aus [1].

groß abschätzen. Daher wird der Ort des sekundären Vertex neu berechnet. Bei dieser neuen Berechnung wird ausgenutzt, dass die Impulse von Elektron und Positron am Konversionspunkt parallel sein müssen, da Photonen massenlos sind. Dafür können die Helices, auf denen sich die Konversionsprodukte bewegen, verwendet werden. Sie ergibt sich aus dem ersten gemessenen Punkt der Teilchenspur, der Impulskomponenten an diesem Ort und dem Vorzeichen der Ladung. Dann wird das Zentrum (x_c, y_c) der beiden Helices berechnet. Durch Gewichtung von x_c und y_c bezüglich der Radien der Helices r_h erhält man x-

und y-Komponente des Konversionspunktes.

$$x_{conv} = \frac{x_{c,pos} \cdot r_{h,neg} + x_{c,neg} \cdot r_{h, pos}}{r_{h,neg} + r_{h, pos}} \quad (6)$$

$$y_{conv} = \frac{y_{c,pos} \cdot r_{h,neg} + y_{c,neg} \cdot r_{h, pos}}{r_{h,neg} + r_{h, pos}} \quad (7)$$

Die z-Komponente berechnet man aus den Punkten der beiden Helices (x_v, y_v, z_v), die von der Geraden durch Konversionspunkt und Zentrum der Helix geschnitten werden.

$$z_{conv} = \frac{z_{v,pos} \cdot r_{h,neg} + z_{v,neg} \cdot r_{h, pos}}{r_{h,neg} + r_{h, pos}} \quad (8)$$

Die Informationen über die V0-Rekonstruktionsmethode sind [1] entnommen. Dort findet sich auch eine ausführlichere Beschreibung der Neuberechnung des Konversionspunktes mit allen zur Herleitung benötigten Formeln.

4. Cuts

Mit der V0-Methode werden neben Photonen natürlich auch die anderen V0-Teilchen K_s^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ rekonstruiert. Um eine möglichst reine Auswahl von Photonen zu erhalten, wird versucht, die übrigen Teilchen herauszufiltern. Dabei betrachtet man verschiedene physikalische Größen und formuliert Kriterien, die ein Photon oder die Konversionsprodukte Elektron und Positron bezüglich dieser Größe erfüllen. Man spricht von einem Cut, der auf eine Größe angewandt wird. Darüber hinaus gibt es auch Cuts, die auf der gemessenen Spurqualität beruhen. Zunächst werden die mächtigsten Cuts genauer erläutert. Im Anschluß ist in Listenform eine Gesamtübersicht der verwendeten Cuts dargestellt.

4.1. Der $\frac{dE}{dx}$ -Cut

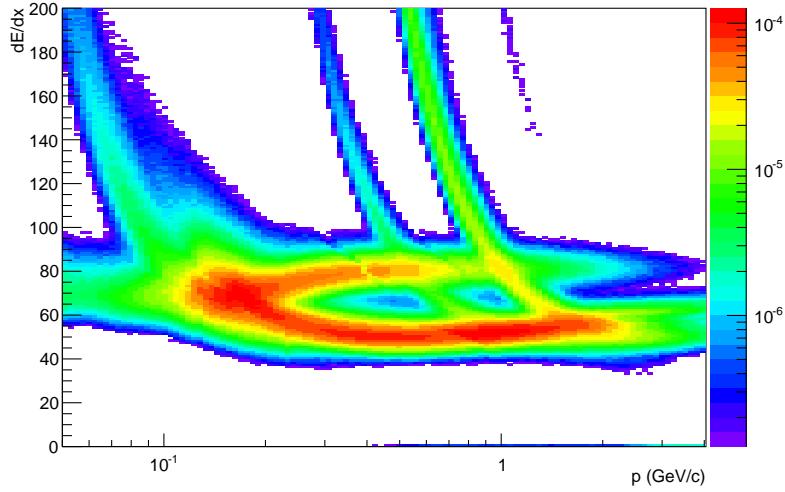
Die diesem Cut zugrunde liegende Idee ist es, die Tochterteilchen der V0-Teilchen zu identifizieren und nur V0-Teilchen, deren Tochterteilchen Elektronen oder Positronen sind, als Photonkandidaten zu akzeptieren.

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, lässt sich der spezifische Energieverlust eines geladenen Teilchens zur Teilchenidentifizierung in der TPC nutzen. Die Tatsache, dass nicht das Vorzeichen der Ladung des Teilchens bestimmt werden kann, spielt keine Rolle, weil Photonen in Elektron-Positron-Paare konvertieren. Da die Zusammensetzung des Füllgases der TPC bekannt ist, lässt sich der theoretisch erwartete spezifische Energieverlust eines Elektrons berechnen. Es werden alle Teilchen, die zu stark von dieser „Elektron-Linie“ abweichen, verworfen. Hierfür berechnet man die Standardabweichung σ der gemessenen $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung und legt fest, um wie viele σ Teilchen nach unten oder oben Abweichen dürfen. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Messungen der Kollisionen, die im Folgenden immer „Daten“ genannt werden, wurde dieser Cut für den Energieverlust in der TPC mit zwei unterschiedlichen Intervallen durchgeführt. Einmal war das Intervall $(-2,5\sigma ; +4\sigma)$. Diese Variante wird als „Cut 1“ bezeichnet. Bei der zweiten Variante, die „Cut 2“ genannt wird, war das Intervall $(-4\sigma ; +5,5\sigma)$. Es ist allerdings nur Cut 1 verwendet worden. Der Grund wird später erläutert.

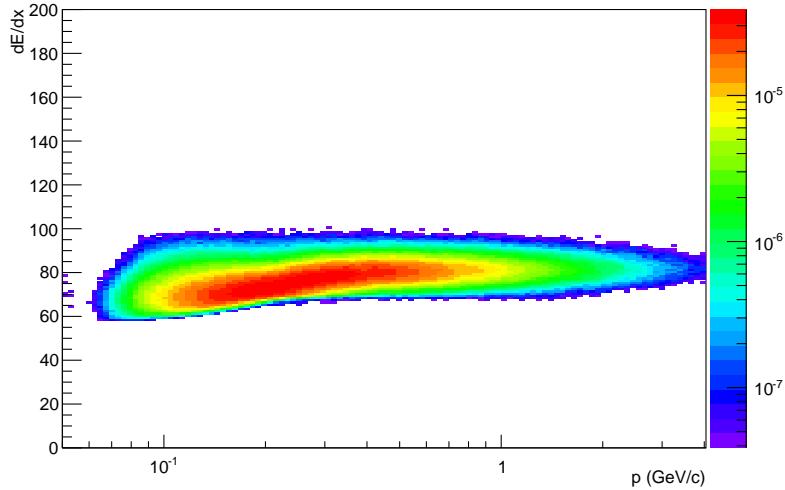
Ein weiterer Cut auf die $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung wird anhand der „Pion-Linie“ durchgeführt. Wie aus Tabelle 1 ersichtlich ist, können alle V0-Teilchen außer Photonen in geladene Pionen zerfallen. Daher ist es sinnvoll, Teilchen, die zu nah an der Pion-Linie liegen, zu verwerfen. Außerdem bilden geladene Pionen einen großen Anteil am kombinatorischen Untergrund (siehe Kapitel 5.2).

In Abbildung 4 ist die Verteilung des spezifischen Energieverlustes vor und nach allen Cuts gezeigt. Vorher sind mehrere Linien verschiedener Teilchen auszumachen. Nachdem alle Cuts angewandt worden sind, ist nur noch eine Linie übrig.

In Abbildung 5 ist der spezifische Energieverlust als Vielfaches von σ darge-



(a) $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung bevor Cuts angewandt worden sind



(b) $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung nachdem alle Cuts durchgeführt worden sind

Abbildung 4: Spezifischer Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit des Impulses p .
Verwendete Daten: LHC11a without SDD Pass 2, Cut 1.

stellt. Dabei entspricht $\frac{dE}{dx} = 0$ der Elektron-Linie. Neben den aus Daten ermittelten Verteilungen sind auch simulierte Verteilungen abgebildet. Es ist zu erkennen, dass Simulation und Daten für kleine Impulse voneinander abweichen. Der Grund hierfür ist, dass die Kontamination mit geladenen Pionen in Simulation und Daten nicht übereinstimmt. Falls aber Cut 1 verwendet wird, ist die

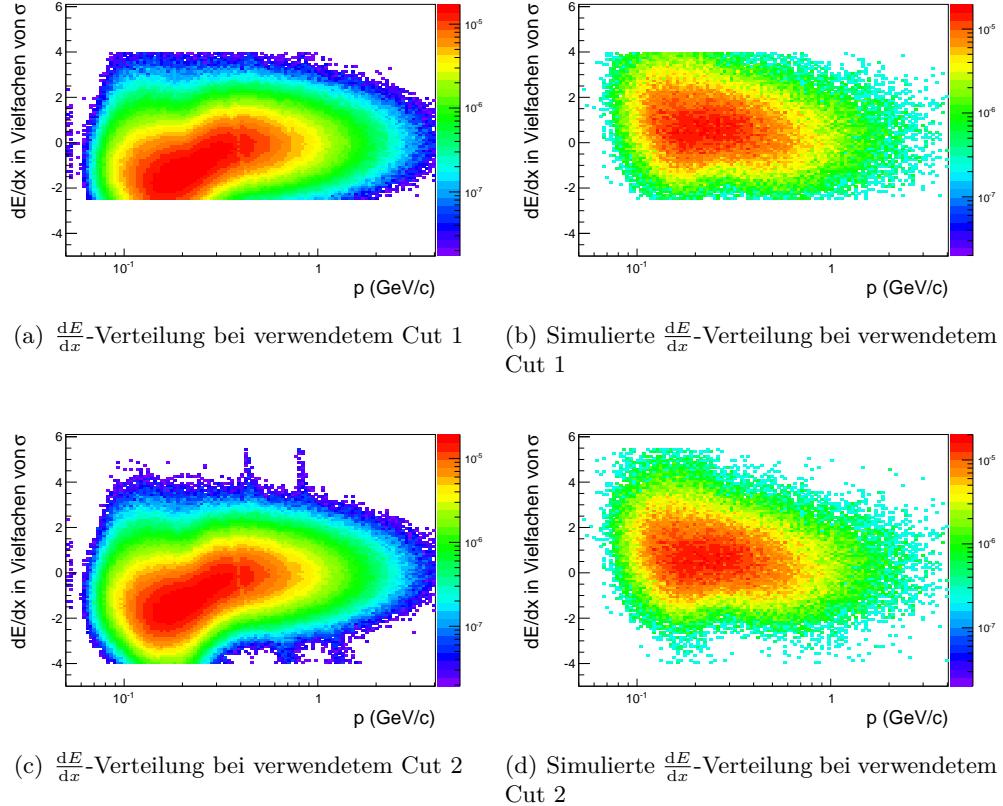


Abbildung 5: Spezifischer Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ als Vielfaches von σ in Abhängigkeit des Impulses p . Verwendete Daten: LHC11a without SDD Pass 2. Verwendete Simulation: LHC11b10a without SDD Pass 2.

Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation wegen des engeren Schnittes größer. Aus diesem Grund ist in den folgenden Betrachtungen nur noch Cut 1 verwendet worden.

4.2. Der Ψ_{pair} -Cut

Auf den sogenannten Ψ_{Pair} -Winkel wird ebenfalls ein Cut angewendet. Bei diesem Cut wird die Tatsache ausgenutzt, dass ein aus Paarbildung eines Photons hervorgegangenes Elektron-Positron-Paar einen uberst geringen (theoretisch gar keinen) Oftungswinkel besitzt. Die Informationen, die in diesem Abschnitt

verwendet werden, sind [7] entnommen. Ψ_{Pair} ist wie folgt definiert.

$$\xi_{\text{Pair}} = \arccos \left(\frac{\vec{p}_- \cdot \vec{p}_+}{|\vec{p}_-| \cdot |\vec{p}_+|} \right) \quad (9)$$

$$\Psi_{\text{Pair}} = \arcsin \left(\frac{\Delta\vartheta}{\xi_{\text{Pair}}} \right) \quad (10)$$

Die verschiedenen Winkel sind in Abbildung 6 dargestellt. Dabei sind $\Delta\vartheta$

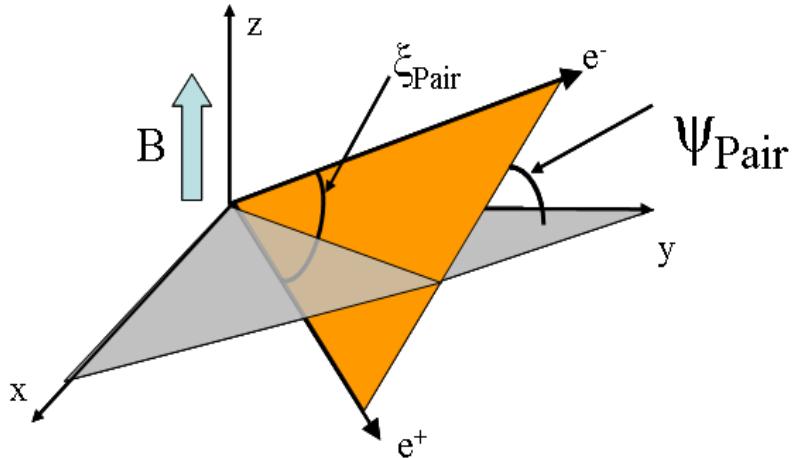


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Ψ_{Pair} -Winkels. Entnommen aus [7].

der polare Öffnungswinkel und $\vec{p}_{+,-}$ die Impulse des positiv/negativ geladenen Tochterteilchens des V0. ξ_{Pair} ist somit der Winkel zwischen den Flugrichtungen der beiden Teilchen. Damit ist Ψ_{Pair} ein Maß für den Beitrag des polaren Öffnungswinkel am Winkel zwischen den beiden Teilchen.

Handelt es sich um ein Elektron und ein Positron, die aus der Paarbildung eines Photons stammen, sollte Ψ_{Pair} klein sein. Zum Einen ist $\Delta\vartheta$ in diesem Fall natürlicherweise klein. Zum Anderen wird ξ_{Pair} groß, da Elektron und Positron durch das magnetische Feld in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt werden. Es ließen sich zwar auch direkt Cuts auf ξ_{Pair} und $\Delta\vartheta$ anwenden, aber ein Cut auf Ψ_{Pair} hat im Vergleich einige Vorteile. Der Vorteil gegenüber der Betrachtung des polaren Öffnungswinkels liegt in einer besseren Trennung vom Hintergrund. Der Vorteil gegenüber einem Cut auf ξ_{Pair} besteht darin, dass Ψ_{Pair} nicht vom Magnetfeld aufgeweitet wird.

4.3. Armenteros-Podolanski-Plot

Beim Armenteros-Podolanski-Plot wird der Transversalimpuls q_T des Tochterteilchens relativ zur rekonstruierten Flugrichtung des Mutterteilchens gegen die

AsymmetrievARIABLE α aufgetragen. Es gilt

$$q_T = \frac{|\vec{p}_T \times \vec{p}_M|}{|\vec{p}_M|} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}. \quad (11)$$

Dabei bezeichnet p_T den Transversalimpuls, den Impuls senkrecht zum Protonenstrahl des Tochterteilchens, $p_L^{+,-}$ den Longitudinalimpuls des positiv/negativ geladenen Tochterteilchens und p_M den rekonstruierten Impuls des Mutterteilchens.

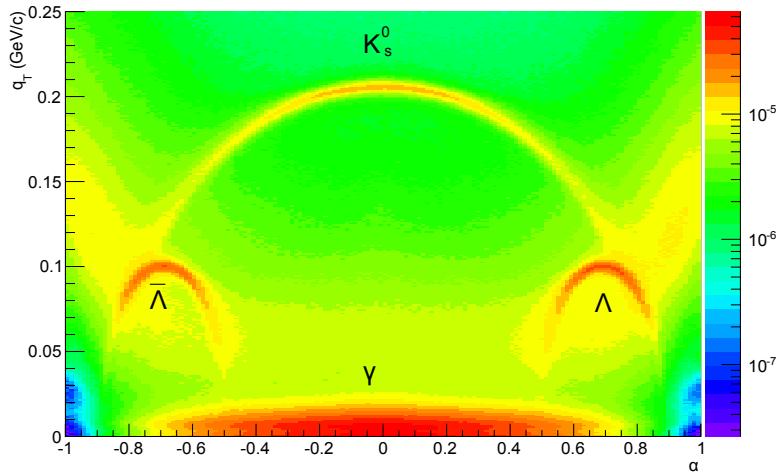
Da man bei der Paarkonversion eines Photons einen geringen Öffnungswinkel zwischen Elektron und Positron erwartet, ist q_T klein. Bei den übrigen V0-Teilchen ist dies anders. Sie sind nicht massenlos, wodurch die Zerfallsprodukte auch Impuls senkrecht zur Flugrichtung des V0 erhalten. q_T ist deutlich größer. Außerdem lassen sich K_s^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ auch untereinander anhand von α unterscheiden. Das K_s^0 zerfällt in zwei geladene Pionen (siehe Tabelle 1). Da beide die gleiche Masse haben, ist es, wie beim Photon auch, am wahrscheinlichsten, dass $p_L^+ = p_L^-$ also $\alpha = 0$ ist. Anders ist es beim Λ . Es zerfällt in ein Proton und ein geladenes Pion. Weil das Proton viel schwerer als das Pion ist, ist $p_L^+ > p_L^-$ und damit $\alpha \neq 0$.

Der Armenteros-Plot vor und nach Durchführen der Cuts ist in Abbildung 7 gezeigt. Vor den Cuts sind neben den Photonen auch die anderen V0-Teilchen zu erkennen. Beim q_T -Cut werden alle Einträge oberhalb eines festen q_T -Wertes verworfen. Ein α -Cut wird nicht verwendet.

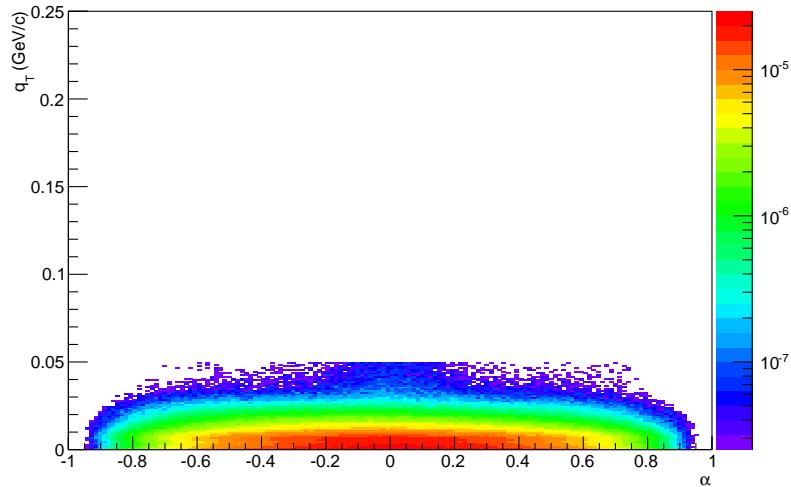
4.4. Gesamtübersicht der benutzten Cuts

Neben den im Detail betrachteten wichtigsten Cuts auf $\frac{dE}{dx}$, Ψ_{Pair} und q_T wird im Folgenden eine Liste aller Cuts gezeigt.

1. V0-Teilchen, deren Tochterteilchen Spuren mit gleichem Vorzeichen aufweisen, werden herausgefiltert.
2. Wenn die Spuren der Tochterteilchen nicht das Kriterium eines TPC-Refits erfüllen, wird das V0 verworfen.
3. Ein V0, dessen Tochterteilchen Spuren mit einer Knickstelle aufweisen, werden verworfen. Knickstellen treten immer dann auf, wenn ein geladenes Teilchen in ein gleichartig geladenes Teilchen und ein neutrales Teilchen zerfällt. Elektronen und Positronen zerfallen allerdings nicht in massive neutrale Teilchen. Sie strahlen zwar Synchrotronstrahlung ab, diese wird aber parallel zur Flugrichtung emittiert, sodass ihre Spuren keine Knickstellen aufweisen.
4. V0-Teilchen, dessen Zerfallspunkt einen Abstand $R > 180\text{ cm}$ oder $R < 5\text{ cm}$ vom primären Vertex aufweisen, werden nicht berücksichtigt. Der



(a) Armenteros-Plot bevor Cuts angewandt worden sind



(b) Armenteros-Plot nachdem alle Cuts durchgeführt worden sind

Abbildung 7: Armenteros-Plot vor (a) und nachdem (b) Cuts durchgeführt worden sind. Verwendete Daten: LHC 11a without SDD Pass 2, Cut 1.

Grund für die Begrenzung nach oben ist die Tatsache, dass die TPC eine Mindestlänge benötigt, um Teilchenspuren zu rekonstruieren. Die Begrenzung nach unten ist nötig, um Pionen, die über den Dalitz-Zerfall $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (siehe Tabelle 1) zerfallen, herauszufiltern, da dieser Zerfall der Paarkonversion eines Photons sehr ähnlich ist. Nach wenigen

Zentimetern sind nahezu alle π^0 zerfallen.

5. Ein Line Cut wird angewandt. Alle V0-Teilchen außerhalb einer Linie, die durch den Pseudorapiditätscut $|\eta| < \eta_0 = 0,9$ und $Z_0 = 7,0$ cm bestimmt wird, werden herausgeschnitten.

$$R_{V0} < Z_{V0} \cdot ZR_{\text{slope}} - Z_0 \quad \text{mit} \quad ZR_{\text{slope}} = \tan(2 \cdot \arctan(e^{-\eta_0})) \quad (12)$$

6. Die Pseudorapidität der V0-Teilchen und der Tochterteilchen muss $|\eta| < \eta_0 = 0,9$ erfüllen, da ALICE außerhalb dieses Bereiches „blind“ ist.
7. Es werden Cuts auf den spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der Tochterteilchen des V0 in der TPC angewandt. Der Energieverlust muss innerhalb des Intervalls $(-2,5\sigma; +4\sigma)$ im Falle von Cut 1 oder innerhalb $(-4\sigma; +5,5\sigma)$ im Falle von Cut 2 liegen. Außerdem werden alle Einträge, die weniger als 1σ oberhalb der Pion-Linie liegen sowie einen Impuls größer als $0,25 \text{ GeV}/c$ und kleiner als $100 \text{ GeV}/c$ aufweisen, verworfen. Einträge mit Impulsen oberhalb von $100 \text{ GeV}/c$ werden entfernt, falls sie sich mehr als -10σ unterhalb der Pion-Linie befinden.
8. Falls der Ψ_{pair} -Winkel der beiden Tochterteilchen größer als $0,05 \text{ rad}$ ist, wird das V0 verworfen.
9. V0-Teilchen mit Tochterteilchen, deren spezifischer Energieverlust außerhalb des Intervalls $(-2\sigma; +3\sigma)$ um die Elektron-Linie im TOF liegt, werden ausgeschlossen. Mit dem TOF wird die Flugzeit der Teilchen gemessen, da bei bekannter Energie aus der Geschwindigkeit die Teilchenmasse berechnet werden kann. Die Detektion der Teilchen erfolgt nach dem Prinzip einer Proportional-Ionisationskammer ähnlich wie bei der TPC. Daher wird ein ähnlicher Cut angewendet.
10. Wenn q_T der V0-Tochterteilchen größer als $0,05 \text{ GeV}/c$ ist, wird das V0 verworfen.
11. Das Verhältnis der Anzahl der TPC Cluster zur Anzahl der auffindbaren Cluster muss größer $0,6$ sein.
12. Der Transversalimpuls der einzelnen Tracks muss größer als $0,050 \text{ GeV}/c$ sein.
13. Der Transversalimpuls des Mutterteilchens muss größer als $0,02 \text{ GeV}/c$ sein.

5. Simulation des inklusiven Photonenspektrums

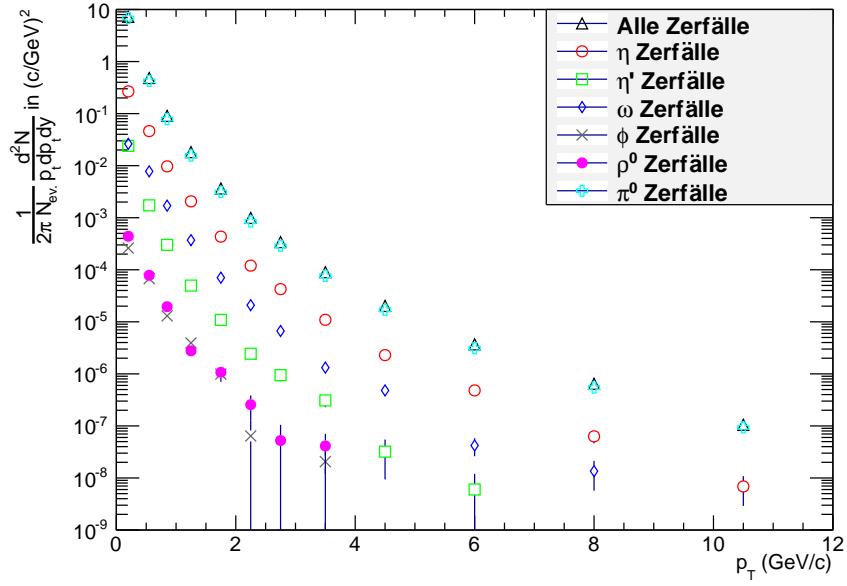
Um das inklusive Photonenspektrum aus den gemessenen Daten zu rekonstruieren, werden Informationen aus Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) der Kollisionen benötigt. In den Simulationen stehen mehr Informationen zur Verfügung als in den ALICE-Messungen. Beispielsweise ist es möglich zu ermitteln, ob ein vom Detektor als Photon erkanntes V0 auch tatsächlich eines war. Mit dieser und weiteren Informationen wird es später möglich sein, alle inklusiven Photonen einer Proton-Proton-Kollision zu erhalten. In diesem Kapitel soll allerdings näher untersucht werden, aus welchen Teilchenzerfällen die inklusiven Photonen in der Simulation stammen und welche Quellen V0-Teilchen, die fälschlicherweise als Photonen identifiziert werden, den sogenannten Untergrund, erzeugen.

In dieser Arbeit wurden vier MC-Simulationen benutzt. Die ersten beiden Simulationen waren *LHC11b10a without SDD Pass 2* und *LHC11b10a with SDD Pass 2*. Dabei steht *with* beziehungsweise *without* *SDD* dafür, dass die Silizium-driftdetektoren (SDD), die ein Teil des ITS sind, bei der Simulation an- oder ausgeschaltet waren. Die beiden anderen Simulationen waren *LHC11b10b without SDD Pass 2* und *LHC11b10b with SDD Pass 2*. Bei diesen Simulationen wurden zusätzliche 'heavy-flavor-Teilchen' und π^0 erzeugt und den simulierten Kollisionen hinzugefügt.

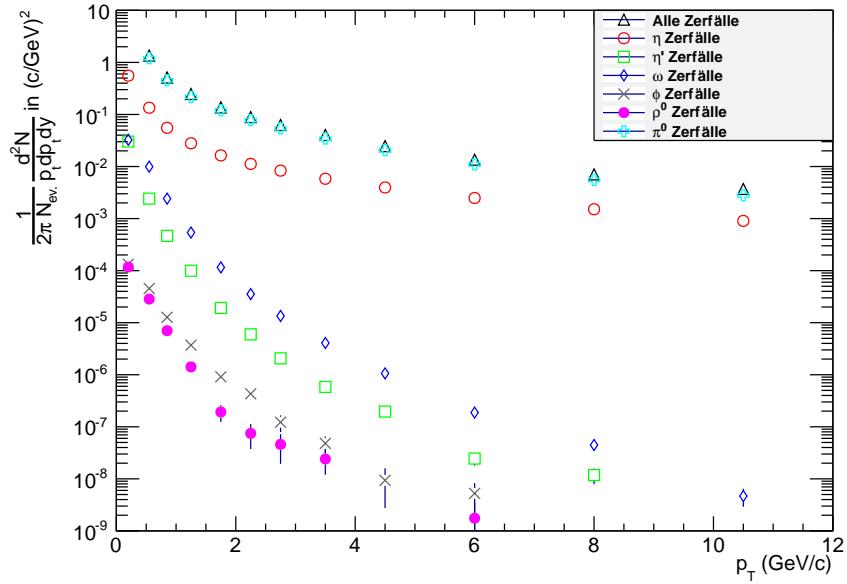
5.1. Zusammensetzung des Spektrums

Es wird die Zusammensetzung des Spektrums der Simulation *LHC11b10a without SDD Pass 2* und die Zusammensetzung des Spektrums der Simulation *LHC11b10b without SDD Pass 2* untersucht. Da es kaum Unterschiede zwischen den Simulationen mit an- und ausgeschalteten SDD gab, wird die Zusammensetzung der Spektren der Simulationen mit aktivierten SDD im Anhang A gezeigt. In Abbildung 8 ist das Spektrum der Zerfallsphotonen mit den Beiträgen der unterschiedlichen Teilchenzerfälle gezeigt. In der 10a-Simulation stammt der Großteil der Photonen aus π^0 - und η -Zerfällen. Eine untergeordnete Rolle spielen ω - und η' -Zerfälle. Gar keine Rolle spielen hingegen ϕ - und ρ^0 -Zerfälle. Ein etwas anderes Bild ergibt sich bei der 10b-Simulation. Zuerst ist festzustellen, dass mehr Zerfallsphotonen auftreten. Dies war durchaus zu erwarten, weil bei dieser Simulation zusätzliche Teilchen, die in Photonen zerfallen, simuliert werden. Aus dem gleichen Grund dominieren π^0 - und η -Zerfälle das Spektrum noch stärker als bei der 10a-Simulation.

Der Anteil der Photonen aus π^0 - und η -Zerfällen an den gesamten Zerfallsphotonen ist vergleichend für die 10a- und 10b-Simulation in Abbildung 9 dargestellt.



(a) LHC11b10a without SDD Pass 2



(b) LHC11b10b without SDD Pass 2

Abbildung 8: Spektrum aller Photonen, die aus Teilchenzerfällen stammen, mit Beitrag der verschiedenen Zerfälle.

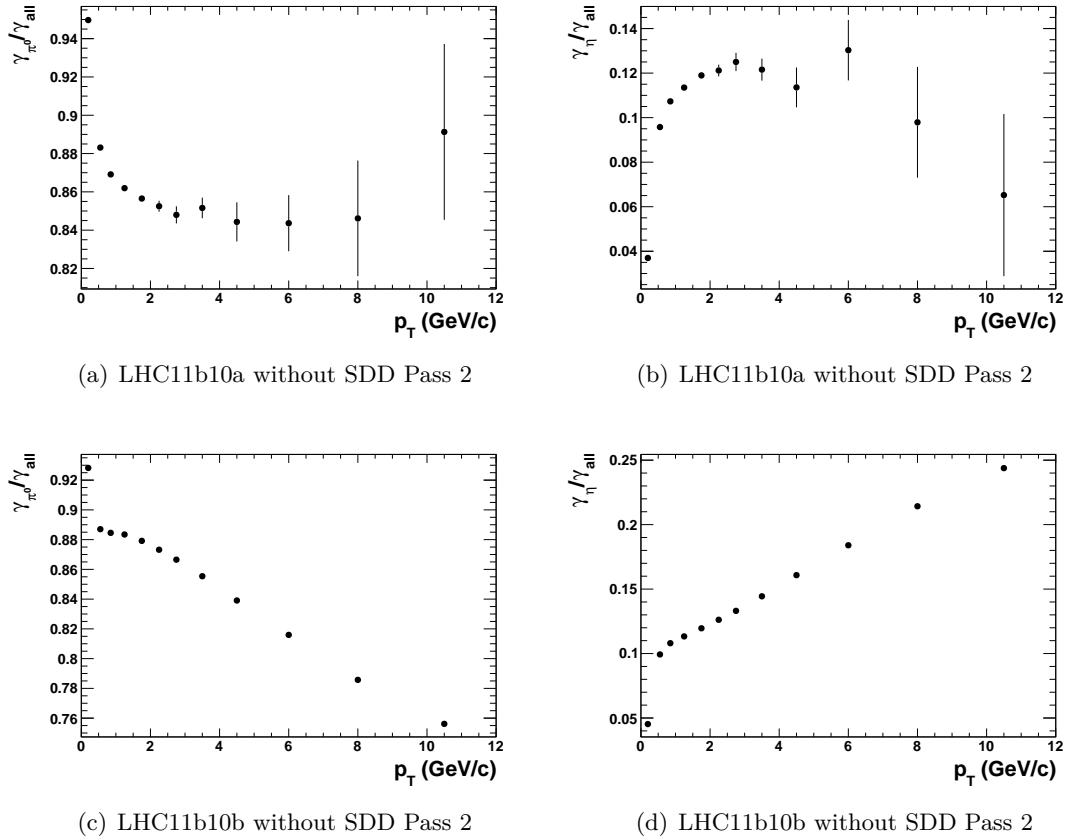


Abbildung 9: Anteil der Photonen aus π^0 -Zerfällen (a und c) und η -Zerfällen (b und d) an den gesamten Zerfallsphotonen.

Auffällig ist hier der große statistische Fehler der 10a-Simulation bei hohem Transversalimpuls. Das verwundert nicht, da in der 10a Simulation die Anzahl der Ereignisse $N_{ev.} = 1,2 \cdot 10^6$ betrug und in der 10b-Simulation dagegen $N_{ev.} = 4,2 \cdot 10^6$. Darüber hinaus sorgen die zusätzlichen Teilchen für eine größere Statistik bei großen Transversalimpulsen. Des Weiteren ist ein unterschiedlicher Verlauf der Anteile in Abhängigkeit des Transversalimpulses zu erkennen. Der Anteil der Photonen aus π^0 -Zerfällen fällt in der 10b-Simulation bis auf ca. 76%. In der 10a-Simulation sinkt er selbst im Rahmen der statistischen Fehler nicht unter 82%. Bei den Photonen aus η -Zerfällen hingegen steigt der Anteil in der 10b-Simulation auf bis zu 25%. In der 10a-Simulation übersteigt er nie 14%. Zuletzt sollte noch erwähnt werden, dass nahezu das komplette inklusive Photonenspektrum aus Zerfallsphotonen besteht. Das inklusive Photonenspektrum im Vergleich mit den Zerfallsphotonen befindet sich im Anhang.

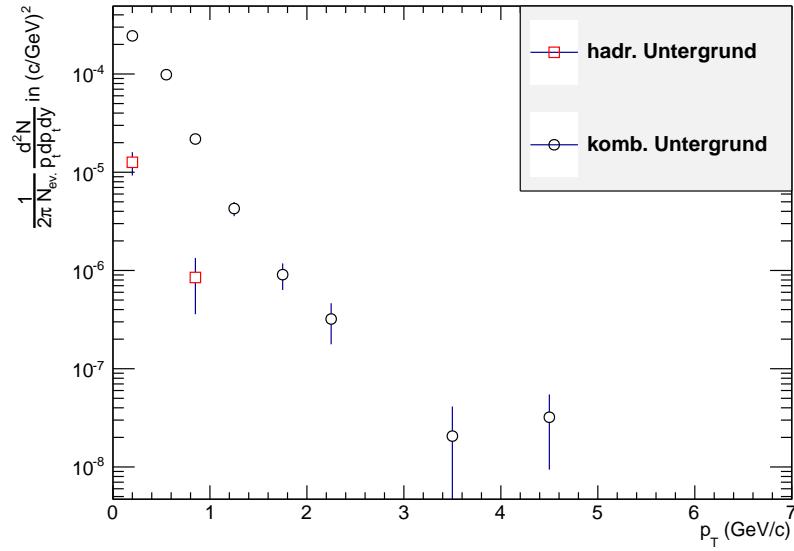


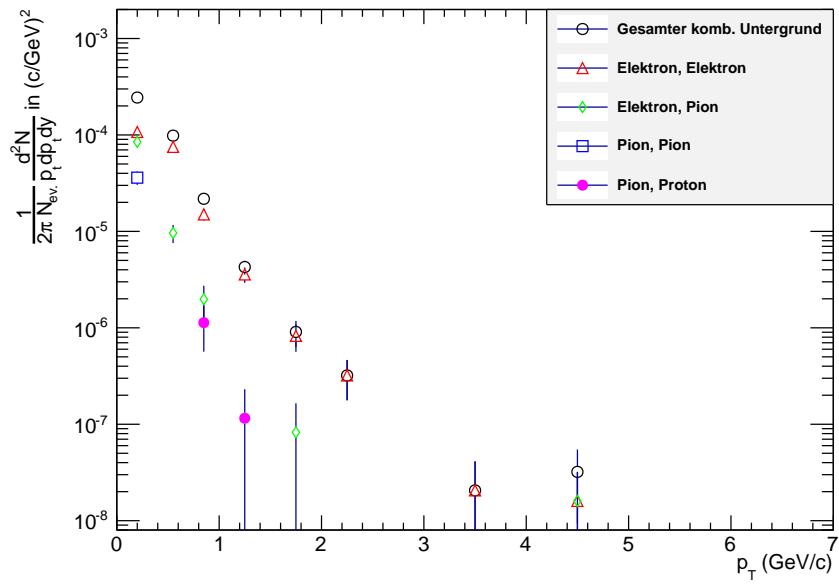
Abbildung 10: Hadronischer und kombinatorischer Untergrund der Simulation LHC11b10a without SDD Pass 2.

5.2. Zusammensetzung des Untergrundes

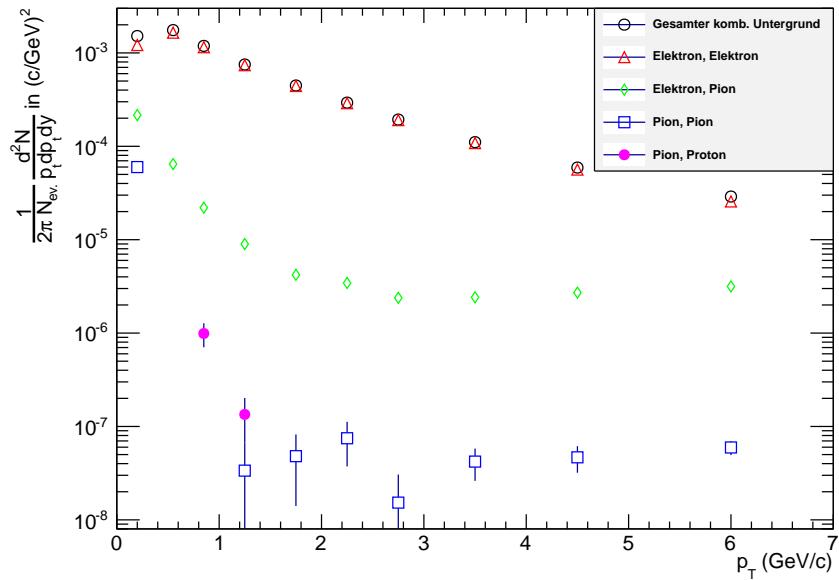
Der Untergrund der gemessenen Photonen lässt sich in zwei Komponenten aufteilen. Die eine Komponente ist der hadronische Untergrund. Gemeint sind hiermit Teilchen, die keine Photonen waren, aber vom Detektor dennoch gemessen wurden und durch die Cuts nicht herausgefiltert wurden. Die andere Komponente ist der kombinatorische Untergrund. Die Ursache für diesen Teil des Untergrundes liegt in der V0-Rekonstruktionsmethode. Im Laufe des Verfahrens werden Spuren mit unterschiedlichem Vorzeichen kombiniert. Hier können natürlich auch Teilchen, die nicht aus einem gemeinsamen Mutterteilchen stammen, zusammengefügt werden. Eine derartige Kombination, die nicht aussortiert wird, trägt zum kombinatorischen Untergrund bei. Kombinatorischer und hadronischer Untergrund sind in Abbildung 10 gezeigt. Der hadronische Untergrund ist klein im Vergleich zum kombinatorischen.

Welche Teilchenkombinationen fälschlicherweise kombiniert wurden, wird in Abbildung 11 gezeigt. Es wurde allerdings nicht zwischen Antiteilchen unterschieden, d.h. sowohl Elektron als auch Positron werden unter „Elektron“ zusammengefasst. Am häufigsten treten falsche Kombinationen aus Elektronen sowie Elektronen und Pionen auf.

Außerdem sind wieder Unterschiede zwischen der 10a- und der 10b-Simulation zu erkennen. Der kombinatorische Untergrund ist nämlich in der 10b-Simulation größer.

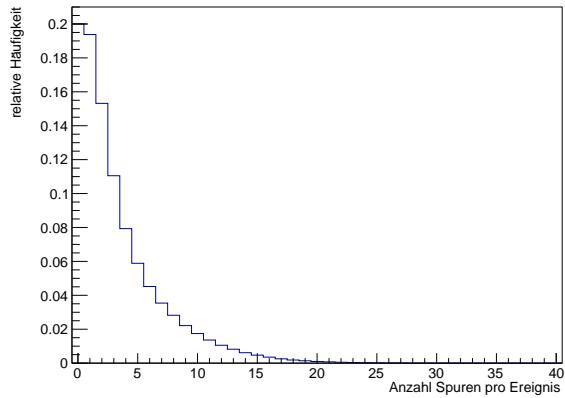


(a) LHC11b10a without SDD Pass 2

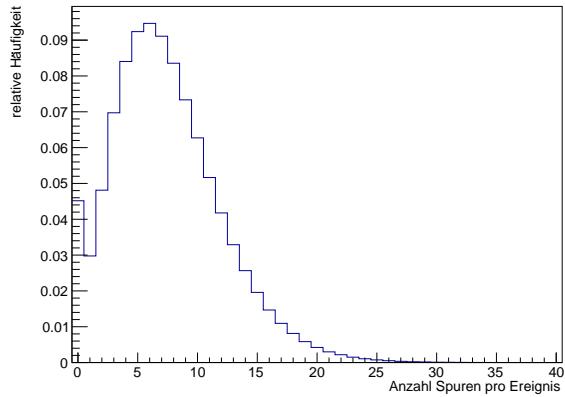


(b) LHC11b10b without SDD Pass 2

Abbildung 11: Anteil der Teilchenkombinationen, die fälschlicherweise kombiniert wurden, am gesamten kombinatorischen Untergrund.



(a) LHC11b10a without SDD Pass 2



(b) LHC11b10b without SDD Pass 2

Abbildung 12: Anzahl der Teilchenspuren pro Ereignis mit zugehöriger relativer Häufigkeit.

Auch dies lässt sich wieder auf die zusätzlich erzeugten Teilchen zurückführen. Hierfür ist in Abbildung 12 die Anzahl der Teilchenspuren pro simuliertem Ereignis mit der zugehörigen relativen Häufigkeit dargestellt. Im Vergleich zur 10a-Simulation besitzt die Verteilung der 10b-Simulation einen Offset, der durch die zusätzlich erzeugten Teilchen entsteht. Im Mittel weist ein Ereignis in der 10b-Simulation also mehr Teilchenspuren auf. Damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass man bei der Rekonstruktion „falsche“ Kombinationen, die nicht aussortiert werden, erzeugt.

6. Rekonstruktion des inklusiven Photonenspektrums

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Messung der Photonen und ihre Zusammensetzung anhand von Simulationen beschrieben wurde, soll jetzt das inklusive Photonenspektrum rekonstruiert werden. Es standen zwei Messungen zweier Protonkollisionen zur Verfügung. Bei dem Datensatz *LHC11a without SDD Pass 2* waren die SDD während der Messung ausgeschaltet, bei *LHC11a with SDD Pass 2* angeschaltet.

6.1. Methode zur Berechnung der inklusiven Photonen

Es gibt im Wesentlichen drei Aspekte, die bei der Berechnung der inklusiven Photonen berücksichtigt werden müssen. Zum Einen gibt es einen Untergrund in der Messung. Dies wurde bereits in Abschnitt 5.2 diskutiert. Der Untergrund wird durch die *Reinheit P* berücksichtigt. Die Reinheit ist definiert als der Anteil der Photonen, die tatsächlich welche waren, an allen gemessenen Photonen. Es gilt also

$$P = \frac{\text{tatsächlich gemessene Photonen}}{\text{alle gemessenen Photonen}}. \quad (13)$$

Zum Anderen wurde die Messung nicht mit einem idealen Detektor, der alle Photonen, die konvertiert sind, misst, durchgeführt. Daher muss die *Rekonstruktionseffizienz ε* bekannt sein, um alle inklusiven Photonen zu berechnen.

$$\epsilon = \frac{\text{tatsächlich gemessene Photonen}}{\text{konvertierte Photonen}} \quad (14)$$

Zuletzt bleiben noch Photonen, die nicht durch Paarbildung zu einem Elektron-Positron-Paar konvertiert sind. Diese Photonen passieren den Detektor ungehindert. Deshalb ist Kenntnis über die *Konversionswahrscheinlichkeit C* nötig.

$$C = \frac{\text{konvertierte Photonen}}{\text{alle inklusiven Photonen}} \quad (15)$$

Insgesamt erhält man daher die inklusiven Photonen $\gamma_{\text{inkl.}}$ gemäß

$$\gamma_{\text{inkl.}} = \gamma_{\text{roh}} \cdot P \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{1}{C}. \quad (16)$$

Dabei bezeichnet γ_{roh} die vom Detektor gemessenen und durch Cuts gefilterten („alle gemessenen“) Photonen.

Die dargestellten Korrekturgrößen sind aber nicht völlig ausreichend. Es können einige Verbesserungen vorgenommen werden. Der Grund hierfür ist, dass man zu den inklusiven Photonen nur die Zerfallsphotonen, die nicht aus schwachen Zerfällen hervorgegangen sind, hinzuzählt. Man spricht von primären Photonen. Photonen, die aus der schwachen Wechselwirkung entstanden sind, bezeichnet

man hingegen als sekundäre Photonen. Ein Beispiel für sekundäre Photonen sind solche, die aus dem Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ stammen.

Dementsprechend ist die *wahre Reinheit* P_{wahr} der Anteil der gemessenen primären Photonen, die tatsächlich Photonen waren, an allen gemessenen primären Photonen. Außerdem ist die *primäre Rekonstruktionseffizienz* $\epsilon_{\text{prim.}}$ das Verhältnis von gemessenen primären Photonen, die tatsächlich Photonen waren, zu konvertierten Photonen. Wenn im Folgenden der Übersicht halber von Reinheit und Rekonstruktionseffizienz gesprochen wird, sind immer wahre Reinheit und primäre Rekonstruktionseffizienz gemeint. Zusätzlich müssen von den gemessenen Photonen γ_{roh} die sekundären Photonen γ_{sec} abgezogen werden. Auch dies wird berücksichtigt, sodass sich für die inklusiven Photonen insgesamt

$$\gamma_{\text{inkl.}} = (\gamma_{\text{roh}} - \gamma_{\text{sec}} - a \cdot \gamma_{K_s^0}) \cdot P_{\text{wahr}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\text{prim.}}} \cdot \frac{1}{C} \quad (17)$$

ergibt. Der Term $a \cdot \gamma_{K_s^0}$ ist nötig, weil in vorherigen Analysen festgestellt wurde, dass in realen Messungen mehr sekundäre Photonen aus K_s^0 -Zerfällen als in den Simulationen auftreten. Dabei ist $a \approx 0,46$.

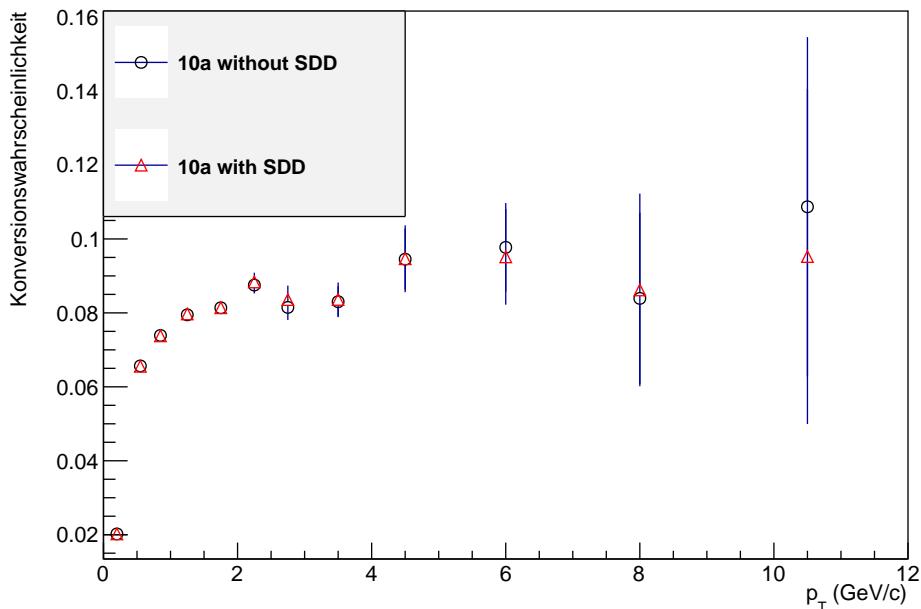


Abbildung 13: Konversionswahrscheinlichkeit der Simulationen LHC11b10a without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10a with SDD Pass 2 (rot).

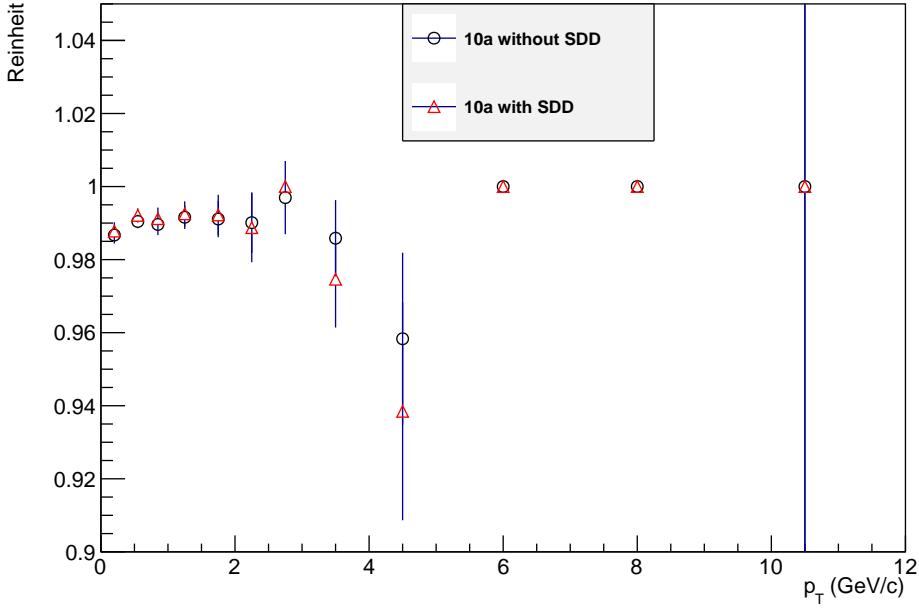


Abbildung 14: Reinheit der Simulationen LHC11b10a without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10a with SDD Pass 2 (rot).

6.2. Vergleich der Korrekturgrößen

Um den statistischen Fehler zu minimieren, ist es wünschenswert die beiden Datensätze und die vier Simulationen zusammenzufassen. Bevor dies gemacht werden kann, muss überprüft werden, ob die verschiedenen Korrekturgrößen untereinander übereinstimmen. Sollte dies nicht der Fall sein, muss ein systematischer Fehler angegeben werden.

Zu Beginn wird untersucht welchen Einfluss die SDD auf die Messung haben. Dafür werden die Korrekturgrößen der Simulationen mit an- und ausgeschalteten SDD verglichen. In den Abbildungen 13 und 14 sind die Konversionswahrscheinlichkeit und die Reinheit der beiden 10a-Simulationen dargestellt. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen sie überein. Dies entspricht der Erwartung. Im Vergleich der beiden Simulationen sind bei der einen Simulation Detektoren ausgeschaltet, d.h. der Detektor nimmt keine Daten auf, ist aber physikalisch noch vorhanden. Daher sollte sich die Konversionswahrscheinlichkeit nicht ändern. Auch gibt es keinen Grund zur Annahme, dass sich die Reinheit der beiden Simulationen voneinander unterscheiden sollte.

Ein anderes Bild ergibt sich für die Rekonstruktionseffizienz (siehe Abbildung 15). Hier existieren deutliche Abweichungen zwischen den beiden Simulationen. Für höheren Transversalimpuls p_T stimmen sie zwar wieder im Rahmen der sta-

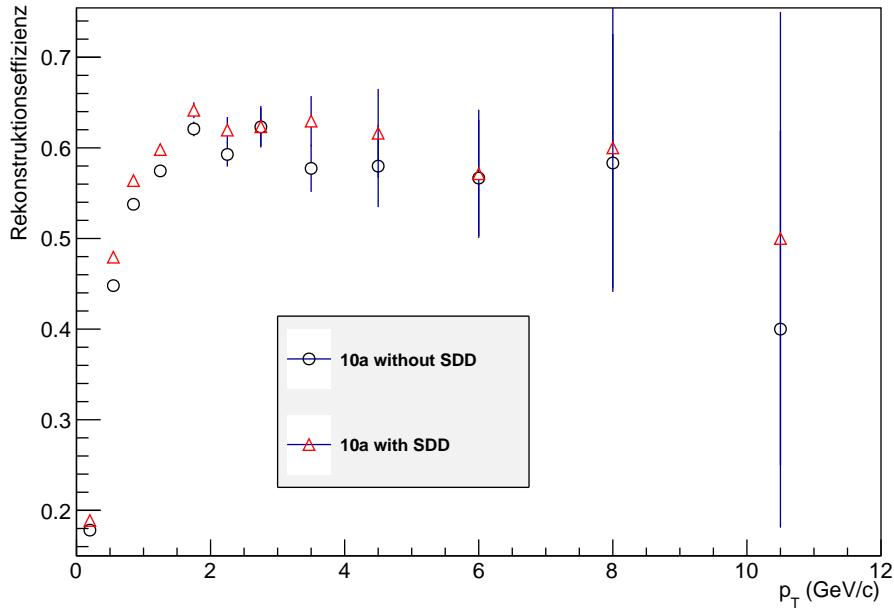


Abbildung 15: Rekonstruktionseffizienz der Simulationen LHC11b10a without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10a with SDD Pass 2 (rot).

tistischen Fehler überein, aber der statistische Fehler ist hier äußerst groß. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Rekonstruktionseffizienz bei ausgeschalteten SDD geringer ist. Dieser Befund war zu erwarten, da die SDD ein Teil des ITS sind. Das ITS wird zur Teilchenidentifikation genutzt und deckt Bereiche ab, auf denen die TPC „blind“ ist (siehe Abschnitt 2.1). Dadurch sollte sich die Anzahl der Photonen, die gefunden werden, verringern, falls die SDD ausgeschaltet sind. Damit stimmen alle Korrekturgrößen bis auf die Rekonstruktionseffizienz überein. Ziel ist es die Simulationen und Daten zu kombinieren. Dafür ist aber die Übereinstimmung der Korrekturgrößen erforderlich. In diesem Fall ist die Abweichung der Rekonstruktionseffizienz allerdings unproblematisch. Denn sowohl in den gemessenen Daten als auch in den Simulationen mit an- bzw. ausgeschalteten SDD steht die Anzahl der Ereignisse im Verhältnis 1:1. Wenn man die Datensätze zusammenführt, entspricht die Rekonstruktionseffizienz des neuen Datensatzes deshalb dem Mittel der Rekonstruktionseffizienzen der beiden einzelnen Datensätze. Daher haben die zusammengefügten Daten und Simulationen die gleiche Rekonstruktionseffizienz, sofern die Simulation die Realität korrekt widerspiegelt.

Die für die 10a-Simulationen gefundenen Ergebnisse gelten auch für die 10b-Simulationen. Die verschiedenen Korrekturgrößen befinden sich im Anhang B.

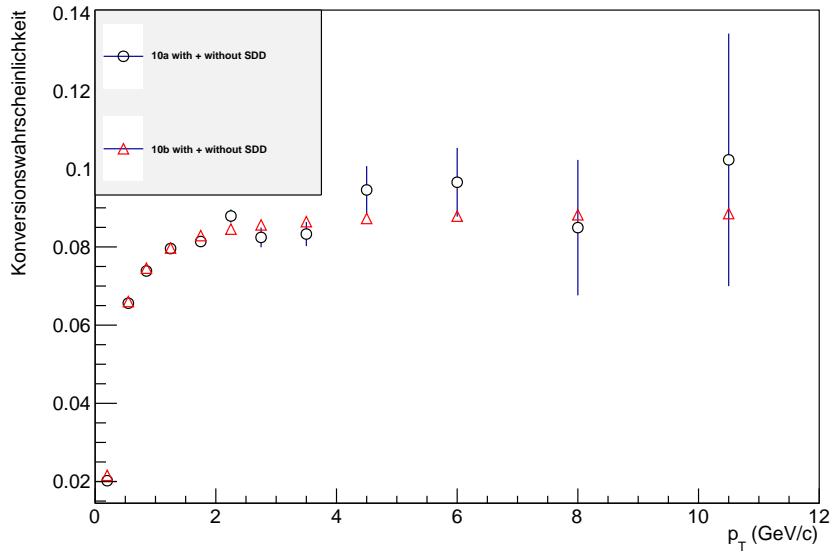
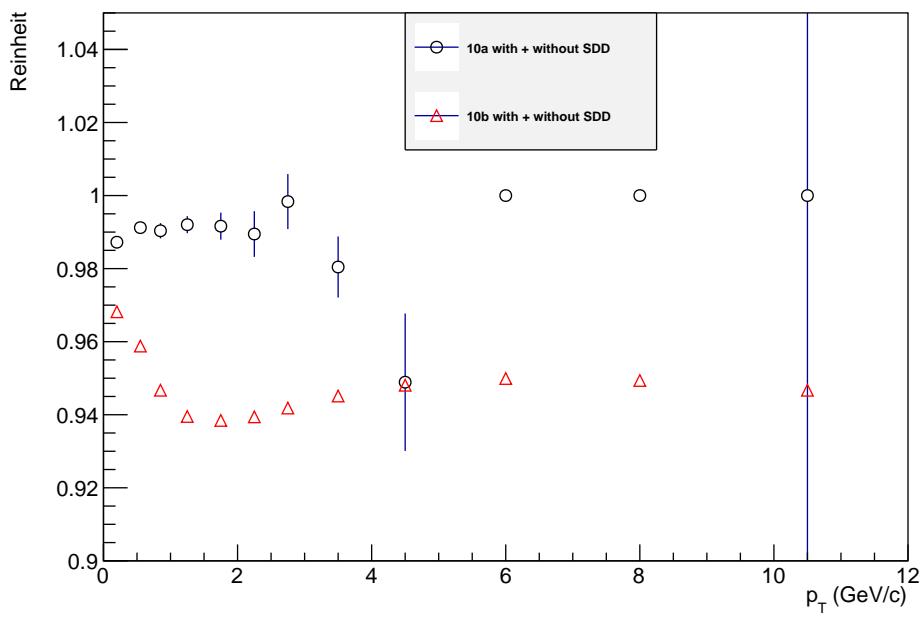


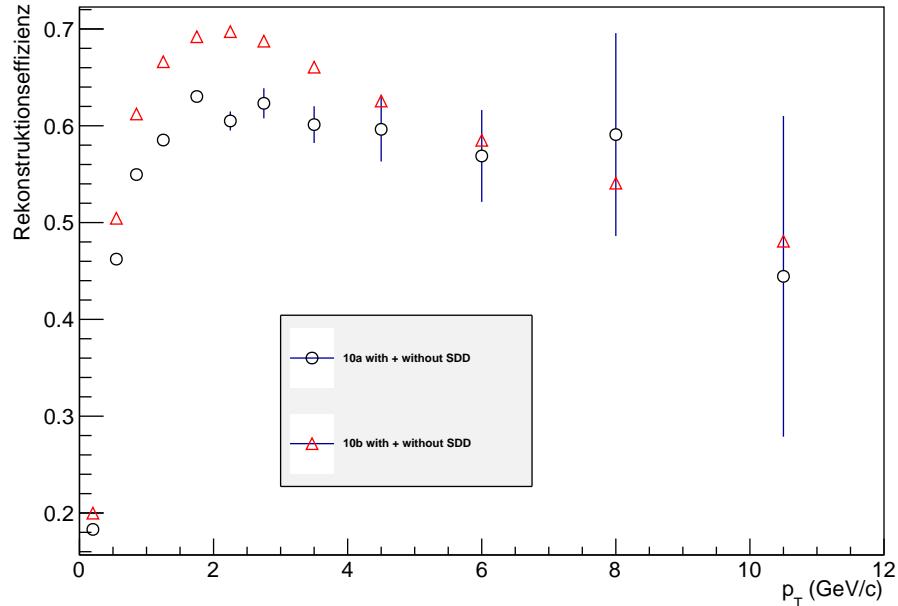
Abbildung 16: Konversionswahrscheinlichkeit der 10a- (schwarz) und 10b-Simulation (rot).

Um den statistischen Fehler der Korrekturgrößen weiter zu verringern, wäre es hilfreich die zusammengefügten 10a- und 10b-Simulationen ebenfalls zu kombinieren. Hierfür wird die gleiche Untersuchung, die bei den Simulationen mit an- und ausgeschalteten SDD durchgeführt wurde, abermals angewendet.

In Abbildung 16 sind die Konversionswahrscheinlichkeiten gezeigt. Sie stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein. Wenn Abweichungen auftreten, sind sie derart gering, dass sie in erster Näherung vernachlässigt werden können. An dieser Stelle sei noch zusätzlich bemerkt, dass die Konversionswahrscheinlichkeit sehr deutlich das theoretisch erwartete Verhalten zeigt. Mit zunehmenden Transversalimpuls also auch mit zunehmender Energie der Photonen steigt sie an und wird nahezu konstant. In der Abbildung 17 sind Reinheit und Rekonstruktionseffizienz dargestellt. Hier sind Abweichungen zu erkennen, die nicht vernachlässigt werden können und bei der Reinheit auch in dieser Form zu erwarten waren. Wie in Abschnitt 5.2 diskutiert wurde, ist der kombinatorische Hintergrund der 10b-Simulationen erkennbar größer als in den 10a-Simulationen. Die Reinheit verschlechtert sich. Auch sind die Abweichungen hier nicht unproblematisch, da einerseits die 10b-Simulation deutlich mehr Ereignisse als die 10a-Simulation aufweist und andererseits in der 10b-Simulation Teilchen, die in der Natur so nicht entstehen würden, erzeugt werden. Daher ist davon auszugehen, dass die 10a-Simulation die wahre Natur der Kollisionen realistischer wiedergibt. Die Abweichungen der Simulationen untereinander müssen also näher behandelt werden. Ein weiteres Problem ist die große Abweichung zwischen den Rekonstruktionseffizienzen.



(a) Reinheit



(b) Rekonstruktionseffizienz

Abbildung 17: Reinheit (oben) und Rekonstruktionseffizienz (unten) der 10a-simulation (schwarz) und 10b-Simulation (rot).

6.2 Vergleich der Korrekturgrößen

Der Grund für diese Abweichung liegt in der unterschiedlichen Spektrenform der beiden Simulationen. Mit Spektrenform sind hier die in der Kollision entstandenen Teilchen und Photonen sowie (im Falle der 10b-Simulation) die zusätzlich simulierten Teilchen gemeint. Da die Impulsmessung des Detektors zudem einen Fehler aufweist, wird die Rekonstruktionseffizienz verfälscht. Abhilfe bringt hier das sogenannte Entfalten, das in Abschnitt 6.3 eingeführt wird.

Zuletzt soll hier noch auf die sekundären Photonen, die bis jetzt noch nicht

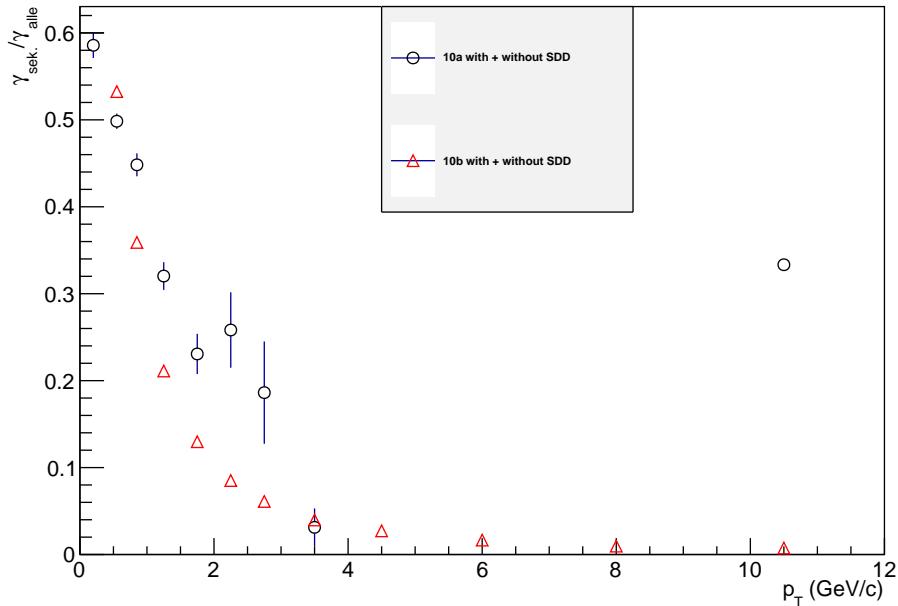


Abbildung 18: Anteil der sekundären Photonen an allen gemessenen Photonen der 10a- (schwarz) und 10b-Simulation (rot).

untersucht wurden, eingegangen werden. In Abbildung 18 ist der Anteil der sekundären Photonen an allen gemessenen Photonen gezeigt. Es gibt nur eine sehr grobe Übereinstimmung zwischen den beiden Simulationen. Auffällig ist hier besonders, dass die 10a-Simulation große statistische Fehler aufweist und im Bereich von 4 GeV/c bis 10 GeV/c gar keine Photonen registriert wurden. Auch der plötzliche Anstieg bei 10,5 GeV/c ist unerklärlich. Im Falle der 10b-Simulation ergibt sich wegen der größeren Statistik ein erkennbar regelmäßigerer Verlauf.

6.3. Entfalten des Spektrums

Um die Abweichungen der Rekonstruktionseffizienzen, die durch fehlerhafte Impulsmessungen entstehen, zu minimieren, ist es sinnvoll das Spektrum zu entfalten. Aus diesem Grund wird eine kurze Einführung in dieses Thema gegeben. Informationen hierzu sind [3] entnommen.

Das Verfahren, das in dieser Arbeit zur Entfaltung verwendet wurde, basiert auf dem *Bayestheorem*.

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)} \quad (18)$$

Dabei bezeichnet $P(A)$ die A-priori-Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis A und $P(A|B)$ die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis A unter der Bedingung, dass B eingetreten ist.

Das Ereignis A sei nun eine Kollision im Detektor und B die Messung dieser Kol-

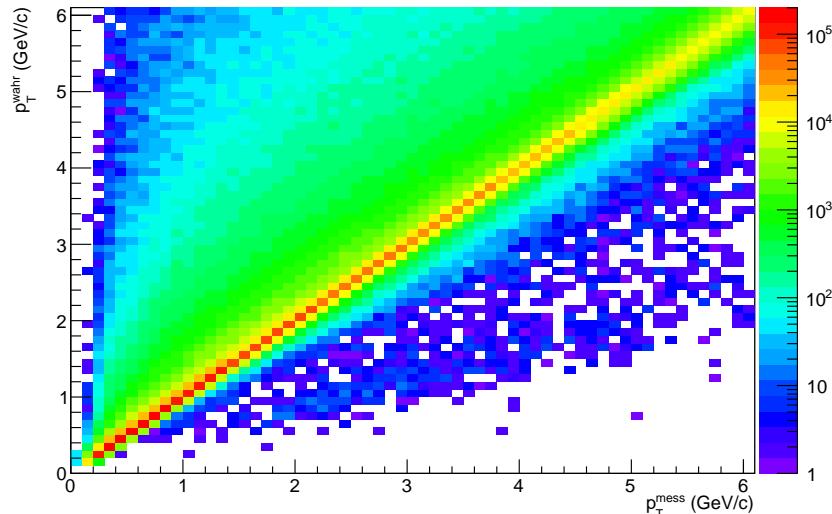


Abbildung 19: Antwortmatrix der 10b-Simulation.

lision. Des Weiteren ist $P(B)$ das tatsächlich gemessene Photonenspektrum und $P(A)$ das wahre Spektrum, welches bestimmt werden soll. Man nennt außerdem $P(B|A)$ die Antwortmatrix des Detektors. $P(A|B)$, auch als 'smearing matrix' bezeichnet, muss berechnet werden. Dafür wäre aber wiederum die Kenntnis des wahren Spektrums nötig. Dieser Widerspruch wird aufgelöst, indem zu Beginn eine Annahme über $P(A)$ getroffen und ein iteratives Verfahren genutzt wird. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens wird an dieser Stelle nicht gegeben, da es den Umfang dieser Arbeit überschreiten würde.

Die Hauptaufgabe, die gelöst werden muss, um entfalten zu können, ist daher

die Antwortmatrix $P(B|A)$ zu bestimmen. Auch sie wird aus den Simulationen gewonnen. In der Simulation ist einerseits der vom Detektor gemessene Transversalimpuls p_T^{mess} sowie der wirkliche Transversalimpuls p_T^{wahr} der Photonen bekannt. In einem Diagramm wird nun p_T^{wahr} gegen p_T^{mess} aufgetragen. Die Antwortmatrix der 10b-Simulation ist beispielhaft in Abbildung 19 gezeigt. Idealerweise wäre $p_T^{\text{wahr}} = p_T^{\text{mess}}$ und es gäbe nur Einträge auf der Diagonalen. Tatsächlich liegt zwar das Gros der Einträge auf der Diagonalen, aber es gibt auch Einträge ober- und unterhalb. Mittels dieser Antwortmatrix wird mit Hilfe des erwähnten iterativen Verfahrens eine Näherung für das wahre Photonenpektrum $P(A)$ berechnet. $P(A)$ wird anschließend mit der bekannten Reinheit und Konversionswahrscheinlichkeit korrigiert. Die Rekonstruktionseffizienz muss allerdings noch von der fehlerhaften Impulsmessung korrigiert werden. Diese korrigierte Rekonstruktionseffizienz wird im Folgenden immer entfaltete Rekonstruktionseffizienz genannt werden.

Aus der Antwortmatrix lässt sich direkt die entfaltete Rekonstruktionseffizienz

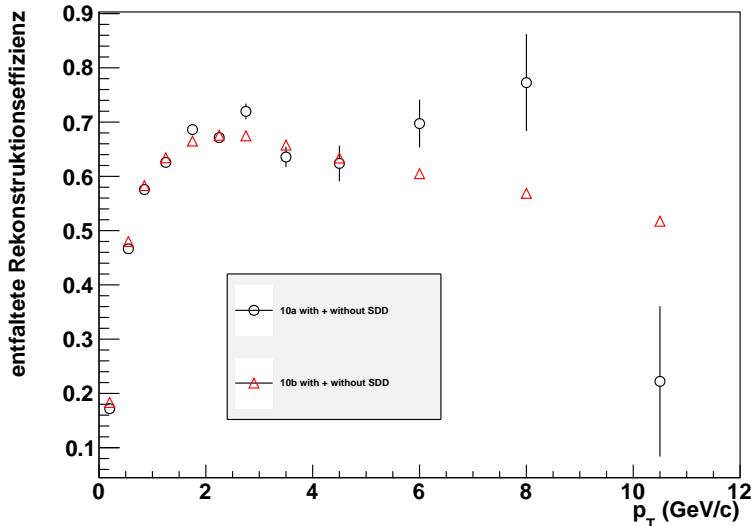


Abbildung 20: Rekonstruktionseffizienz nach Entfalten ϵ_{ent} der 10a- (schwarz) und der 10b-Simulation (rot).

bestimmen. Hierfür nimmt man an Stelle der tatsächlich gemessenen Photonen als Funktion von p_T^{mess} die tatsächlich gemessenen Photonen als Funktion von p_T^{wahr} . Es muss also die Antwortmatrix auf die y-Achse projiziert werden und diese Projektion als „tatsächlich gemessene Photonen“ in Gleichung (14) verwendet werden. Die entfalteten Rekonstruktionseffizienzen sind in Abbildung 20 dargestellt. Im Vergleich zur Rekonstruktionseffizienz vor dem Entfalten (siehe Abbildung 17) ist zu erkennen, dass die Übereinstimmung zwischen den beiden Simulationen gewachsen ist.

6.4. Der systematische Fehler

Um den statistischen Fehler zu minimieren, werden die 10a- und die 10b-Simulation miteinander kombiniert. Wenn aus den Daten mit den Korrekturgrößen, die man aus dieser kombinierten Simulation erhält, das Photonenspektrum rekonstruiert wird, kommt es zu einem systematischen Fehler, da in der 10b-Simulation zusätzliche Teilchen, die in der Natur nicht auftreten, erzeugt werden und sich dies auf die Reinheit auswirkt. Auch die Abweichung zwischen den entfalteten Rekonstruktionseffizienzen ist, insbesondere für hohen Transversalimpuls p_T , so groß, dass sie berücksichtigt werden muss. Die Konversionswahrscheinlichkeiten stimmen hingegen derart gut überein, dass sie in der Fehlerrechnung vernachlässigt werden.

Die erste Annahme, die gemacht wird, um den Fehler zu berechnen, ist diejenige, dass die 10a-Simulation die Physik einer Proton-Proton-Kollision exakt wiedergibt. Mit dieser Annahme gilt für die relativen Fehler der Reinheit P_b und der Rekonstruktionseffizienz ϵ_b der 10b-Simulation

$$\frac{\Delta P_b}{P_b} = \left| 1 - \frac{P_b}{P_a} \right| \quad \text{und} \quad \frac{\Delta \epsilon_b}{\epsilon_b} = \left| 1 - \frac{\epsilon_b}{\epsilon_a} \right|. \quad (19)$$

Dabei sind P_a und ϵ_a die Reinheit bzw. Rekonstruktionseffizienz der 10a-Simulation. Des Weiteren erhält man die Reinheit und Rekonstruktionseffizienz der aus 10a und 10b kombinierten Simulation gemäß

$$P_{a+b} = \frac{1}{N_a + N_b} (N_a P_a + N_b P_b) \quad \text{und} \quad \epsilon_{a+b} = \frac{1}{N_a + N_b} (N_a \epsilon_a + N_b \epsilon_b). \quad (20)$$

Mit N_a und N_b wird hier die Anzahl der Ereignisse der jeweiligen Simulation bezeichnet. Den Fehler von P_{a+b} und ϵ_{a+b} berechnet man nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta P_{a+b} = \frac{N_b}{N_a + N_b} \Delta P_b \quad \text{und} \quad \Delta \epsilon_{a+b} = \frac{N_b}{N_a + N_b} \Delta \epsilon_b. \quad (21)$$

Der systematische Fehler des rekonstruierten inklusiven Photonenspektrums ergibt sich ebenfalls aus Gauß'scher Fehlerfortpflanzung und Gleichung (17).

$$\frac{\Delta \gamma_{\text{inkl.}}}{\gamma_{\text{inkl.}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{a+b}}{P_{a+b}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon_{a+b}}{\epsilon_{a+b}} \right)^2} \quad (22)$$

6.5. Das inklusive Photonenspektrum

Nach den vorangegangenen Überlegungen ist es nun möglich, die inklusiven Photonen aus der Messung zu rekonstruieren und einen systematischen Fehler anzugeben. Hierfür wird zuerst die Konversionswahrscheinlichkeit und die Reinheit aus der kombinierten 10a- und 10b-Simulation berechnet. Anschließend wird das gemessene Photonenspektrum entfaltet und die Rekonstruktionseffizienz ermittelt. Die Diagramme befinden sich im Anhang B in den Abbildungen 27 bis 30. In Abbildung 21 ist das inklusive Photonenspektrum, das mit den kombinierten 10a- und 10b-Simulationen korrigiert wurde, gezeigt. Zusätzlich sind noch die Spektren, die man bei Korrektur mit Hilfe der 10a- oder 10b-Simulation erhalten würde, eingezeichnet. In Tabelle 2 sind alle Werte nochmals in tabellarischer Form aufgeführt. Erwartungsgemäß sollten die Spektren, die man bei Korrektur mit Hilfe der 10a- oder 10b-Simulation erhält, innerhalb des systematischen Fehlers des inklusiven Photonenspektrums liegen. Im Falle der 10b-Simulation wird diese Erwartung erfüllt. Ein anderes Ergebnis wäre verwunderlich, da die 10b-Simulation mit 8,5 Mio. generierten Ereignissen in der Kombination viel stärker gewichtet wird als die 10a-Simulation (2,5 Mio. Ereignisse). Bei der 10a-Simulation ist das nicht überall der Fall. Abweichungen treten bei sehr kleinem Transversalimpuls und ab 6 GeV/c, obwohl der relative Fehler hier sehr groß ist, auf. Die Abweichungen bei hohem Transversalimpuls lassen sich auf die in diesem Bereich schlechte Statistik der 10a-Simulation zurückführen. Ein systematischer Fehler von über 50%, bei dem im Rahmen der Fehler für 8 GeV/c Übereinstimmung herrschen würde, erscheint im Hinblick auf die guten Resultate für den mittleren Impulsbereich unrealistisch. Die Abweichung für sehr kleinen Impuls kann dagegen nicht auf schlechte Statistik zurückgeführt werden. Der systematische Fehler ist hier zu gering.

Tabelle 2: Das rekonstruierte inklusive Photonenspektrum mit systematischen Fehlern.

p_T in GeV/c	$\gamma_{\text{inkl.}}$ in $(\text{c}/\text{GeV})^2$	$\Delta\gamma_{\text{inkl.}}$ in $(\text{c}/\text{GeV})^2$	relativer Fehler
0,20	6,95	0,38	5,5%
0,55	0,53	$0,18 \cdot 10^{-1}$	3,4%
0,85	0,11	$0,39 \cdot 10^{-2}$	3,5%
1,25	$0,22 \cdot 10^{-1}$	$0,92 \cdot 10^{-3}$	4,2%
1,75	$0,41 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-3}$	4,9%
2,25	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,42 \cdot 10^{-4}$	3,8%
2,75	$0,34 \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-4}$	6,8%
3,50	$0,87 \cdot 10^{-4}$	$0,34 \cdot 10^{-5}$	3,9%
4,50	$0,19 \cdot 10^{-4}$	$0,23 \cdot 10^{-6}$	1,2%
6,00	$0,34 \cdot 10^{-5}$	$0,38 \cdot 10^{-6}$	11,2%
8,00	$0,58 \cdot 10^{-6}$	$0,12 \cdot 10^{-6}$	20,7%
10,50	$0,12 \cdot 10^{-6}$	$0,13 \cdot 10^{-6}$	108%

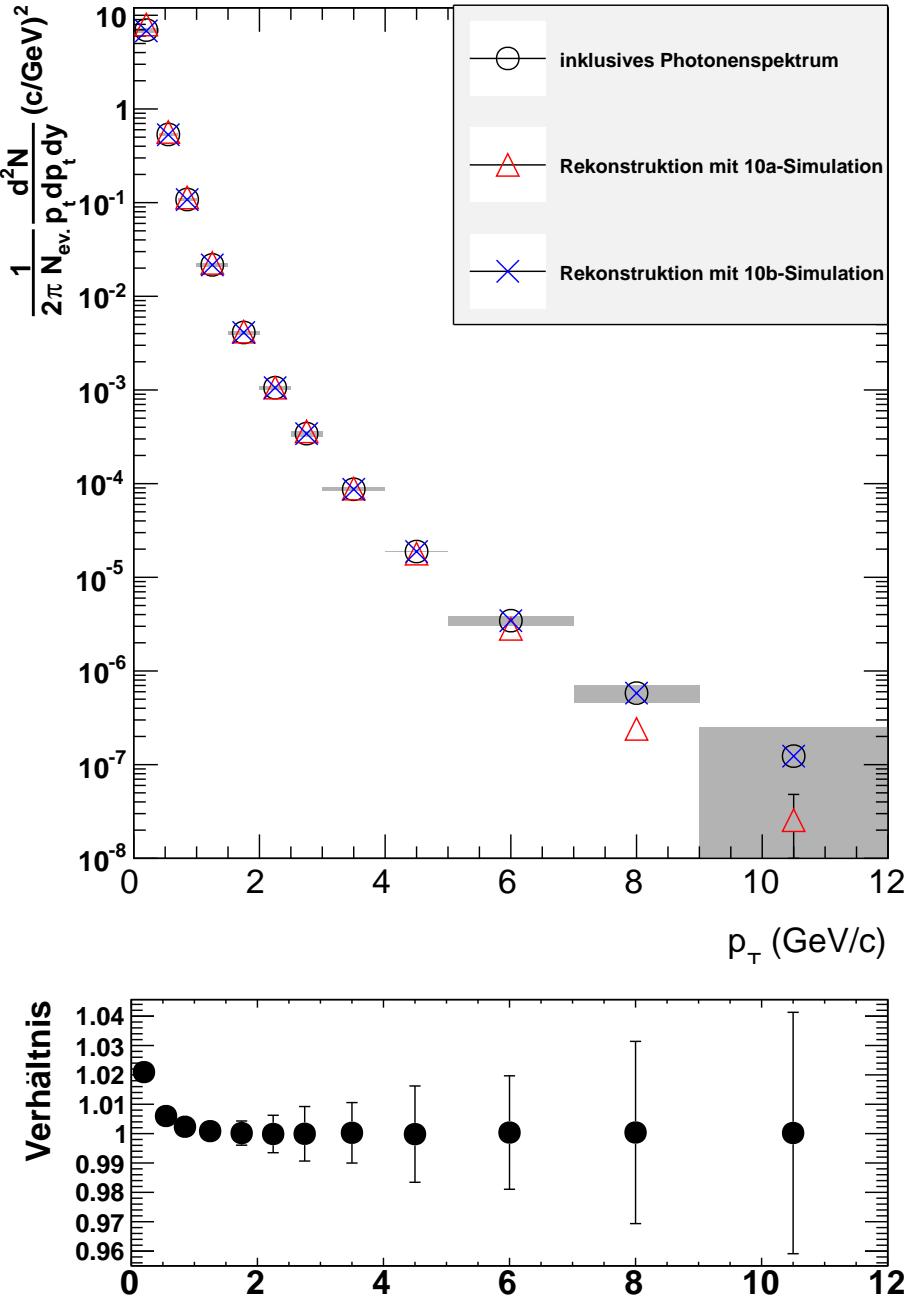


Abbildung 21: Inklusives Photonenspektrum (schwarz) mit systematischen Fehlern (graue Rechtecke). Es wird überlagert vom Spektrum, das man erhält, falls man mit den Korrekturgrößen der 10b-Simulation korrigiert (blau). Das Gleiche ist für die 10a-Simulation aufgetragen (rot). Unterhalb des Spektrums ist das Verhältnis des rekonstruierten Spektrums und der Rekonstruktion mit der 10b-Simulation abgebildet.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es ein inklusives Photonenspektrum zu ermitteln. Dieses Ziel wurde erreicht. Außerdem konnte dargelegt werden, dass durch die Cuts eine hohe Reinheit in der Messung erreicht wurde. Auch die Zusammensetzung des gemessenen Photonenspektrums sowie der Untergrund der Messung wurden ausführlich analysiert. Dabei unterstrich die Tatsache, dass der hadronische Untergrund verschwindend gering war, dass ALICE im Hinblick auf Minimierung des hadronischen Untergrundes kaum noch zu verbessern ist. Auf dem Weg zur Rekonstruktion brachte schließlich das Entfalten des gemessenen Spektrums eine große Verbesserung. Beim inklusiven Photonenspektrum wurden für den mittleren Transversalimpulsbereich zufriedenstellende Ergebnisse gefunden. Für sehr kleinen und für großen Transversalimpuls ist dies leider nicht der Fall. Wenn die ALICE-Messungen mit Hilfe der Informationen aus der 10a-Simulation korrigiert werden, stimmen diese hier nicht im Rahmen des systematischen Fehlers mit dem inklusiven Photonenspektrum überein. Des Weiteren war der systematische Fehler für hohen Transversalimpuls sehr groß.

Der systematische Fehler scheint damit für sehr kleinen Transversalimpuls tatsächlich größer zu sein als angegeben. Die Berücksichtigung des Fehlers der Konversionswahrscheinlichkeit dürfte keine große Veränderung bringen, da die beiden Simulationen hier sehr stark übereinstimmten. Ein möglicher Ausweg wäre in der Fehlerrechnung den Fehler der sekundären Photonen zu berücksichtigen. Wenn dies allerdings gemacht wurde, erhielt man viel zu große Fehler. Die Ursache liegt darin, dass der Anteil der sekundären Photonen an den gemessenen Photonen bei der 10a-Simulation im Vergleich zur 10b-Simulation äußerst unregelmäßig verlief, da die Statistik sehr gering war.

Ähnlich scheint es auch für die Reinheit und Rekonstruktionseffizienz bei hohem Transversalimpuls zu sein. Die Statistik der 10a-Simulation bei hohem Transversalimpuls ist zu gering.

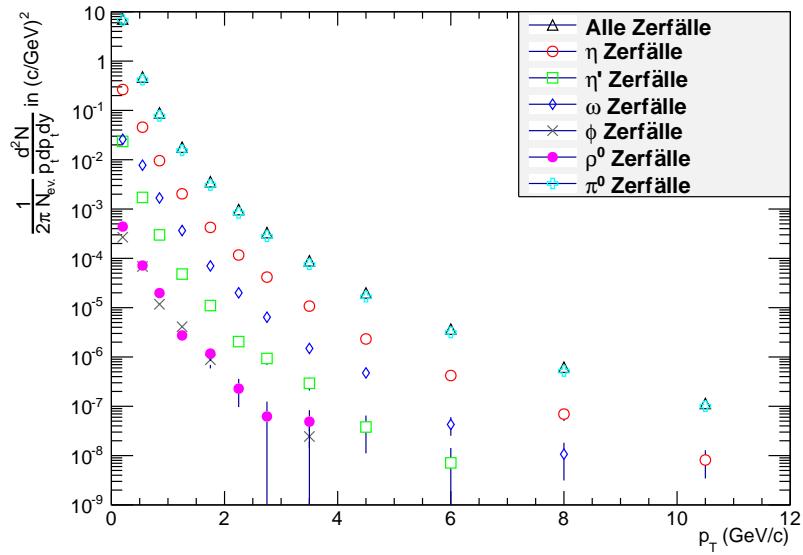
Hier wäre es interessant einen Vergleich mit den durch „Cut 2“ gefilterten Daten und Simulationen zu ziehen. Bei diesem Cut war der $\frac{dE}{dx}$ -Cut in der TPC größer. Es wurden weniger V0-Teilchen verworfen. Dadurch verringert sich natürlich einerseits die Reinheit, andererseits erhöht sich die Statistik.

Abschließend lässt sich sagen, dass man eine Simulation mit größerer Statistik, bei der im Gegensatz zur 10b-Simulation aber keine zusätzlichen Teilchen generiert wurden, verwenden sollte. Außerdem müssen noch detaillierte Studien der verwendeten Cuts durchgeführt werden, um den systematischen Fehler der Rekonstruktionseffizienz besser abschätzen zu können. Diese Fehlerquelle wurde in der Analyse noch nicht beachtet.

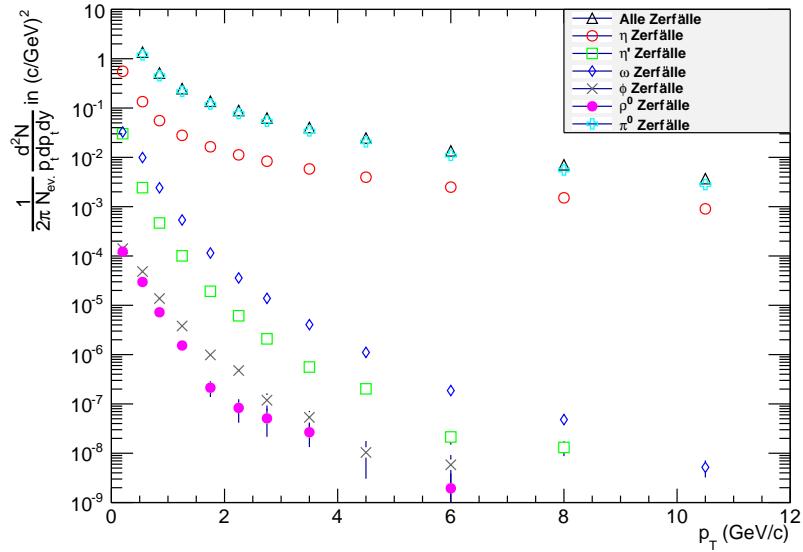
Literatur

- [1] K. Aamodt et al, *ANALYSIS NOTE: Material determination with conversions in ALICE in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ at the CERN LHC*, 6. Oktober 2010
- [2] K. Aamodt et al, *The ALICE Experiment at the CERN LHC*, The ALICE Collaboration, JINST 3 S08002, 2008
- [3] Jan Fiete Große-Oetringhaus, *Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector*, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, April 2009
- [4] Prof. Dr. Christian Weinheimer, *Skript zur Vorlesung Kern- und Teilchenphysik I*, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009
- [5] C. Y. Wong, *Introduction to high-energy heavy ion collisions*, Singapore, Singapore: World Scientific, 1994
- [6] Particle Data Group, *Particle Listings*, http://pdg.lbl.gov/2011/listings/contents_listings.html, eingesehen am 26.04.2012
- [7] Torsten Dahms, *Measurement of photons via conversion pairs with the PHENIX experiment at RHIC*, Stony Brook University, Mai 2005

A. Zusammensetzung des Spektrums



(a) LHC11b10a with SDD Pass 2



(b) LHC11b10b with SDD Pass 2

Abbildung 22: Spektrum aller Photonen, die aus Teilchenzerfällen stammen, mit Beitrag der verschiedenen Zerfälle.

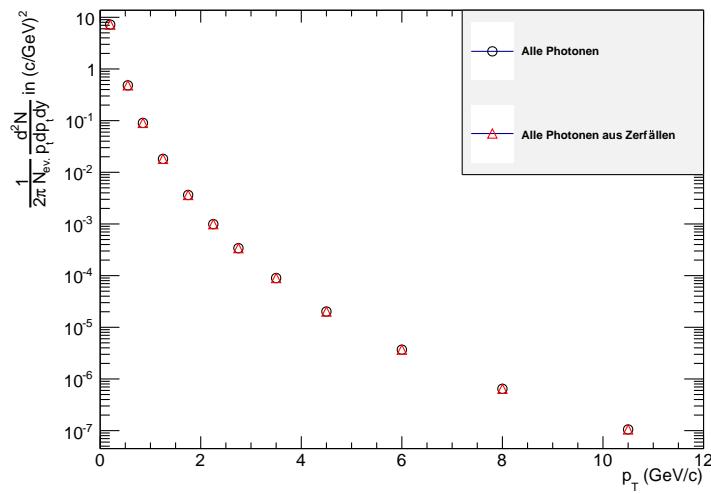


Abbildung 23: Inklusives Photonenspektrum im Vergleich zu den Zerfallsphotonen (Spektren überlagern sich). LHC11b10a without SDD Pass 2

B. Korrekturgrößen

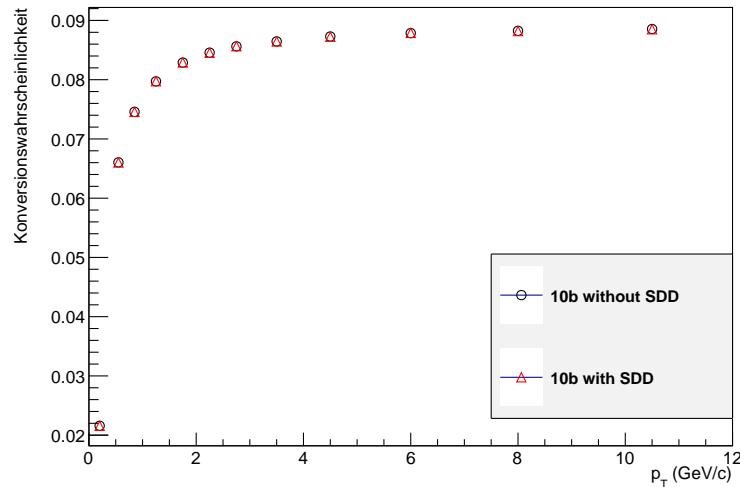


Abbildung 24: Konversionswahrscheinlichkeit der Simulationen LHC11b10b without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10b with SDD Pass 2 (rot).

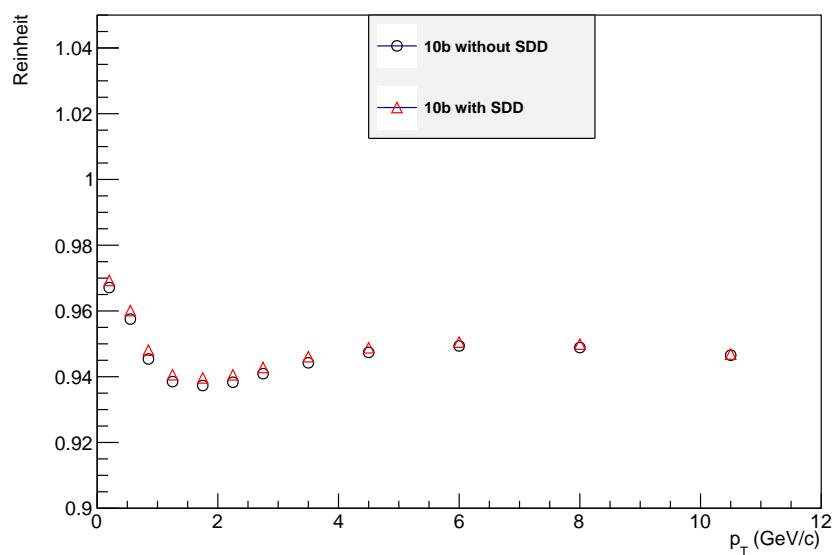


Abbildung 25: Reinheit der Simulationen LHC11b10b without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10b with SDD Pass 2 (rot).

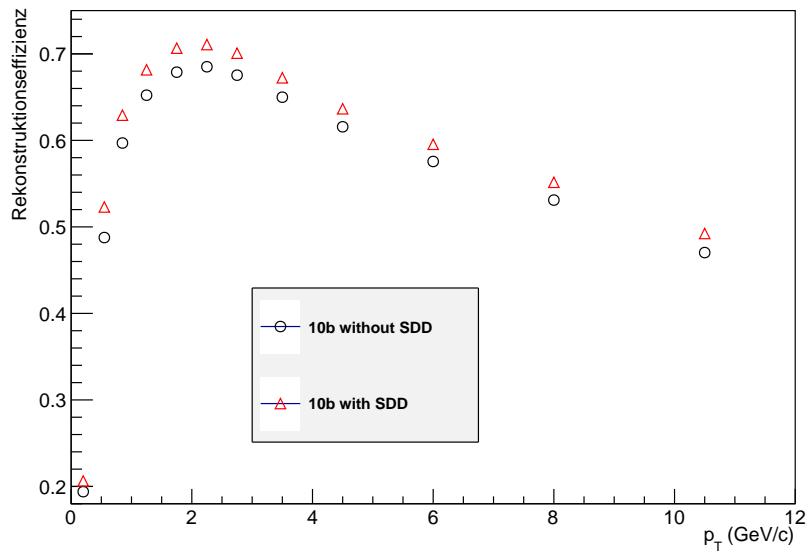


Abbildung 26: Rekonstruktionseffizienz der Simulationen LHC11b10b without SDD Pass 2 (schwarz) und LHC11b10b with SDD Pass 2 (rot).

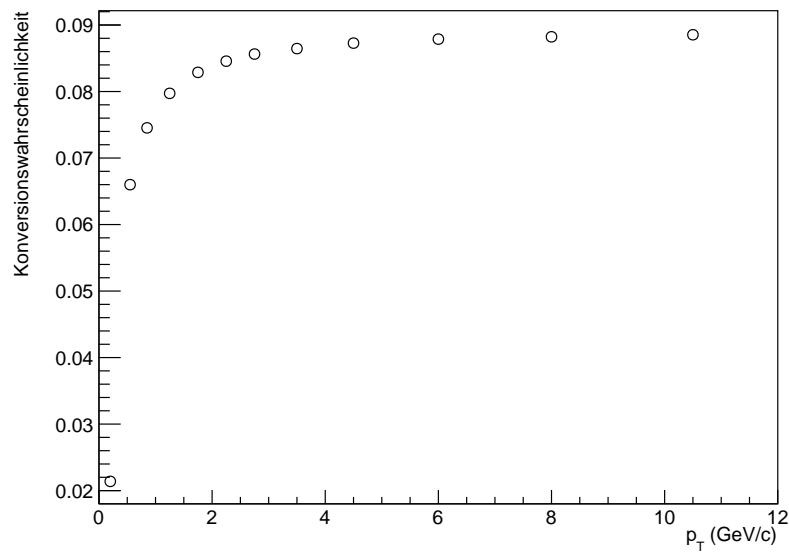


Abbildung 27: Konversionswahrscheinlichkeit der kombinierten 10a- und 10b-Simulation.

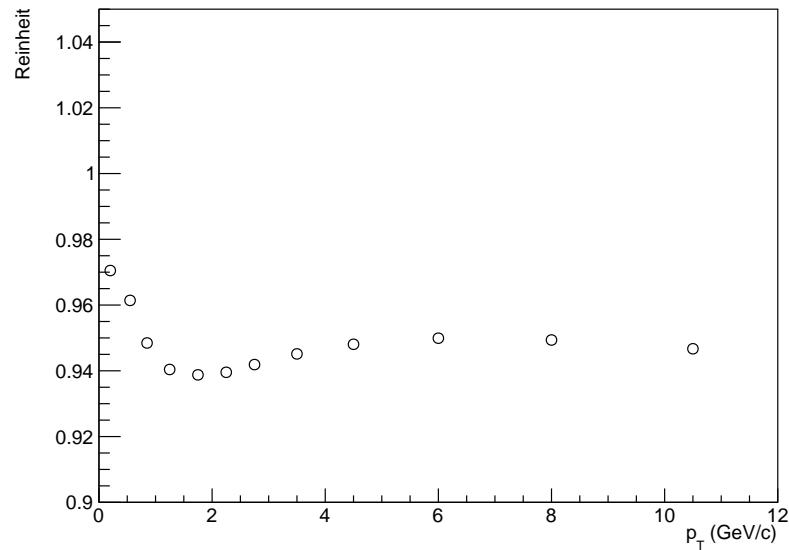


Abbildung 28: Reinheit der kombinierten 10a- und 10b-Simulation.

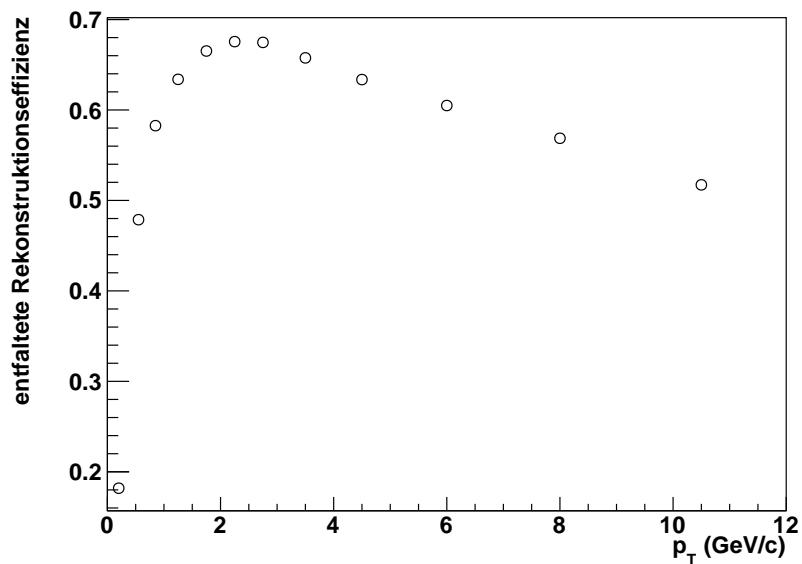


Abbildung 29: Entfaltete Rekonstruktionseffizienz der kombinierten 10a- und 10b-Simulation.

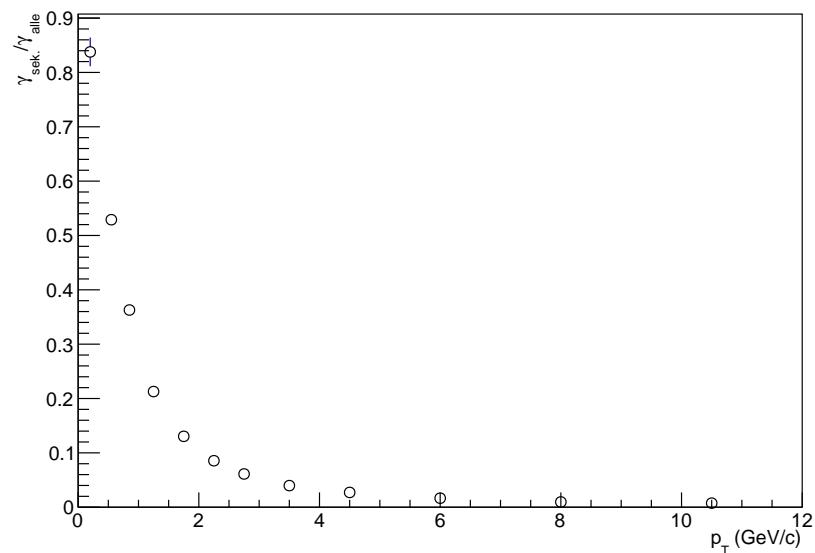


Abbildung 30: Anteil der sekundären Photonen an allen gemessenen Photonen der kombinierten 10a- und 10b-Simulation.

Danksagung

Ich danke der AG Wessels, dass sie mich in ihre Arbeitsgruppe aufgenommen hat und mir ermöglicht hat, diese Bachelorarbeit zu verfassen. Namentlich möchte ich Christian Klein-Bösing für das interessante Thema danken. Besonderer Dank gebührt außerdem Martin Wilde, der stets die Zeit und Geduld hatte, meine vielen Fragen zu beantworten. Zuletzt noch ein Dank an diejenigen, mit denen ich das Büro geteilt habe. Es herrschte dort immer ein nettes und produktives Arbeitsklima.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Messung inklusiver Photonen in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ “ selbstständig verfasst habe und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Münster, 22. Mai 2012

Bernhard Wallmeyer