

Robert Jan Lüchtenborg

Produktion direkter Photonen
in ultrarelativistischen Cu+Cu Stößen
am PHENIX-Experiment

— 2007 —

EXPERIMENTELLE PHYSIK

Produktion direkter Photonen
in ultrarelativistischen Cu+Cu Stößen
am PHENIX-Experiment

Diplomarbeit

von

Robert Jan Lüchtenborg

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Institut für Kernphysik

— Dezember 2007 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Quarks, Gluonen und das QGP	11
2.1	Potenzial der starken Wechselwirkung	11
2.2	Deconfinement	12
2.3	QGP in Kernkollisionen	13
2.3.1	Unterdrückung der J/Ψ -Produktion	15
2.3.2	Erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit	16
2.3.3	Jet-Quenching	17
2.4	Direkte Photonen	18
3	Das PHENIX-Experiment	21
3.1	Aufbau	21
3.1.1	Detektoren zur Event-Charakterisierung	22
3.1.2	Detektoren der Myonenarme	25
3.1.3	Detektoren der Zentralarme	26
3.1.4	Das elektromagnetische Kalorimeter	28
3.2	Trigger	33
3.2.1	Minimum Bias-Trigger	33
3.2.2	ERT-Trigger	33
3.3	Datenverarbeitung	35
4	Datenanalyse	39
4.1	Klassifizierung der Treffer	39

4.1.1	Zentralitätsklassen	39
4.1.2	Auswahl von Runs und Events	41
4.1.3	Cuts	41
4.1.4	Schlechte Module und Randmodule	42
4.1.5	Skalierung der ERT-Daten	43
5	Messung direkter Photonen	47
5.1	Inklusive Photonen	47
5.1.1	Akzeptanz	48
5.1.2	ERT-Triggerakzeptanz	51
5.1.3	Rekonstruktionseffizienz	52
5.1.4	Geladene Teilchen	52
5.1.5	Neutronen und Antineutronen	57
5.1.6	Konversionen	60
5.1.7	Bin Shift	64
5.1.8	Unsicherheiten	65
5.1.9	Spektren	70
5.1.10	Kombination der Spektren	70
5.2	Direkte Photonen	75
5.2.1	Zerfallsuntergrund	75
5.2.2	Korrektur verschmelzender Schauer	76
5.2.3	Das Verhältnis γ/π^0	81
5.2.4	Das Verhältnis R_γ	81
5.2.5	Spektrum direkter Photonen	86
6	pQCD und R_{AA}	89
6.1	Vergleich mit einer pQCD-Rechnung	89
6.2	R_{AA}	89
7	Zusammenfassung	95
A	Kinematische Variablen	97

B Invarianter Wirkungsquerschnitt	99
C N_{coll} - und T_{AB} -Werte	101
D Analysierte Runs	103
E Datenwerte	105
E.1 Inklusive Photonen	105
E.2 Direkte Photonen	135
Literaturverzeichnis	145
Danksagung	149

1. Einleitung

Schon in der Antike existierte die Vorstellung, dass die uns umgebende Materie aus kleineren Bausteinen besteht. So vertraten der griechische Philosoph Leukippos (5. Jahrhundert v. Chr.) und sein Schüler Demokritos (etwa 460 v. Chr. bis 371 v. Chr.) die Lehre von Atomen (griechisch $\alpha\tauομος$ oder atomos $\hat{=}$ unteilbar) als den kleinsten Bestandteilen der Materie. Die unterschiedlichen uns umgebenden Materialien bestehen demnach aus verschiedenen Kombinationen von Atomen, die sich untereinander nur in ihrer Form unterscheiden.

Die Idee, dass Materie aus Atomen aufgebaut ist, wurde in der folgenden Zeit kaum beachtet. Erst John Dalton griff sie Anfang des 19. Jahrhunderts wieder auf. In seinem Buch *A New System Of Chemical Philosophy* postulierte er 1808 eine Atomtheorie, in der sich, im Gegensatz zur antiken Atomtheorie, Atome nicht durch ihre Form, sondern durch ihre Masse unterscheiden. Diese Theorie war zu Daltons Zeit heftig umstritten.

Mehrere Atommodelle wurden postuliert bis es Rutherford, Geigen und Marsden 1911 durch Streuung von Heliumkernen an einer Goldfolie gelang, ein experimentell begründetes Atommodell aufzustellen, in dem die positive Ladung und mit ihr ein großer Teil der Atommasse auf einen kleinen Raumbereich, den Atomkern, konzentriert ist. Um die Neutralität des Atoms zu erklären, ging Rutherford davon aus, dass der Kern von negativ geladenen Elektronen umgeben ist.

Atome bilden die kleinsten Einheiten, die noch die charakteristischen Eigenschaften eines Materials besitzen. Während die den Kern umgebenden Elektronen auch heute noch als Elementarteilchen angesehen werden, besteht der Atomkern aus kleineren Teilchen, den Nukleonen. Hier werden die elektrisch neutralen Neutronen und die elektrisch positiv geladenen Protonen unterschieden. Doch auch diese Nukleonen bestehen aus noch kleineren Teilchen. Murray Gell-Mann und George Zweig entwickelten 1964 unabhängig voneinander die Vorstellung, dass die Nukleonen aus kleineren Teilchen, den Quarks, aufgebaut sind [GM64, Zwe64]. Von Zweig wurden diese Teilchen nicht Quarks, sondern Aces genannt, durchgesetzt hat sich der Begriff Quark.

Diese Quarks bilden zusammen mit den Leptonen (griechisch $\lambda\epsilon\pi\tau\sigma\varsigma$ oder leptos $\hat{=}$ leicht) nach heutigem Wissensstand die Elementarteilchen. Sie werden in drei Familien sortiert (siehe Tabelle 1.1). Die sechs verschiedenen Sorten von Quarks werden auch als Quark-*Flavor* bezeichnet.

Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen, welches dieselbe Masse und denselben Spin wie das Teilchen hat, während es in seinen additiven Quantenzahlen, z. B. elektrischer Ladung, das entgegengesetzte Vorzeichen trägt. Alle aufgeführten Teilchen tragen einen Spin von $S = \frac{1}{2}$ und gehören so zu den Fermionen.

In der Physik existieren vier Grundkräfte:

- starke Wechselwirkung,
- elektromagnetische Wechselwirkung,
- schwache Wechselwirkung,
- Gravitation.

Die daraus resultierenden Wechselwirkungen werden von so genannten Eichbosonen vermittelt, diese sind in Tabelle 1.2 aufgeführt. Das Graviton ist bis jetzt nicht gemessen, sondern nur postuliert worden. Da es, genau wie das Photon, masselos ist, breitet es sich mit Lichtgeschwindigkeit aus. Die Reichweite der gravitativen und der elektromagnetischen Wechselwirkung ist unbeschränkt. Die Träger der schwachen Wechselwirkung, die geladenen W-Bosonen sowie das neutrale Z^0 -Boson, tragen eine Masse, daher ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung eingeschränkt.

	Ladung/e	1. Familie	2. Familie	3. Familie
Leptonen	-1	Elektron (e)	Myon (μ)	Tauon (τ)
	0	Elektronneutrino (ν_e)	Myonneutrino (ν_μ)	Tauonneutrino (ν_τ)
Quarks	2/3	Up-Quark (u)	Charm-Quark (c)	Top-Quark (t)
	-1/3	Down-Quark (d)	Strange-Quark (s)	Bottom-Quark (b)

Tabelle 1.1: Übersicht über die Elementarteilchen mit ihren elektrischen Ladungen.

Eichboson	Masse (GeV/c^2)	vermittelte Wechselwirkung
Gluonen	0	stark
Photon	0	elektromagnetisch
Z^0 -Boson	91,2	
W^+ -Boson	80,4	schwach
W^- -Boson	80,4	
Graviton	0	Gravitation

Tabelle 1.2: Übersicht über die Eichbosonen der verschiedenen Wechselwirkungen.

2. Quarks, Gluonen und das QGP

Quarks sind die Bausteine der so genannten Hadronen. Diese lassen sich in Baryonen und Mesonen unterteilen. Während Baryonen, z. B. das Proton, aus drei Quarks bestehen, besteht ein Meson, z. B. ein Pion, aus einem Quark-Antiquark-Paar. Das Pauli-Prinzip besagt, dass zwei Fermionen nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen können. Soll das Pauli-Prinzip auch in Hadronen gelten, muss eine weitere Quantenzahl existieren, in der sich zwei Quarks gleichen Flavors in einem Hadron unterscheiden. Diese neue Quantenzahl wird als Farbladung (oder einfach Farbe) bezeichnet. So tragen alle Quarks eine der Farben rot, grün oder blau, während die Antiquarks antirot, antigrün oder antiblau sind. Hadronen sind immer so aufgebaut, dass sie farbneutral sind, in Baryonen sind daher immer alle drei Farben vertreten, während Quark und Antiquark eines Mesons stets eine Farbe und die zugehörige Antifarbe tragen.

Ähnlich wie das Photon als Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung an elektrische Ladungen koppelt, koppeln die Gluonen an Farbladungen. Allerdings sind sie im Gegensatz zum elektrisch neutralen Photon selbst Träger der Farbladung. Es existieren acht Gluonen mit verschiedenen Kombinationen aus Farbe und Antifarbe. Daher unterliegen auch die Guonen der starken Wechselwirkung, welche so, trotz der Masselosigkeit der Gluonen, eine endliche Reichweite hat.

2.1 Potenzial der starken Wechselwirkung

Das Potenzial der starken Wechselwirkung kann durch folgende empirische Formel beschrieben werden:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr, \quad (2.1)$$

wobei α_S die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist.

Für kleine Abstände dominiert der erste Summand des Potenzials. Er ist in Analogie zum elektromagnetischen Coulomb-Potenzial gewählt. Die Ähnlichkeit des elektromagnetischen und des starken Potenzials bei kleinen Abständen kann z. B.

aus dem Vergleich der Energieniveaus des Positroniums, hiermit wird der gebundene Elektron-Positron-Zustand bezeichnet, mit denen des Charmoniums, das ist der gebundene Zustand aus Charm- und Anticharmquark ($c\bar{c}$), abgeleitet werden.

Die Kopplungskonstante α_S ist, anders als ihr Name vermuten lässt, nicht konstant, sondern hängt vom Impulsübertrag q^2 ab. In erster Ordnung einer störungstheoretischen Rechnung ergibt sich:

$$\alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln \frac{q^2}{\lambda^2}}. \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet N_f die Zahl der beteiligten Quarkflavor, nach heutigem Kenntnisstand gilt somit $N_f \leq 6$, während λ einen Skalenparameter der Quantenchromodynamik¹ (QCD) bezeichnet. Diese Näherung gilt nur für den Fall $\alpha_S(q^2) \ll 1$.

Für große Impulsüberträge q^2 , dies entspricht kleinen Abständen r , wird die Kopplungskonstante immer kleiner. Im Grenzfall unendlich hoher Impulsüberträge verschwindet die Kopplungskonstante sogar:

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} \alpha_S = 0. \quad (2.3)$$

Quarks verhalten sich folglich auf kleinen Längenskalen wie quasi-freie Teilchen. Dieses Verhalten ist auch unter dem Begriff asymptotische Freiheit bekannt.

Der zweite Summand aus Gleichung (2.1) verursacht ein Anwachsen der Wechselwirkungsstärke mit steigenden Abständen. Dies hat zur Folge, dass Quarks nicht einzeln vorkommen können. Beim Versuch, zwei Quarks zu trennen, steigt die im Potenzial zwischen den Quarks gespeicherte Energie so lange an, bis genug Energie zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares zur Verfügung steht, so dass statt zweier freier Quarks zwei Mesonen gebildet werden. Die resultierende räumliche Eingrenzung von Quarks auf farbneutrale Hadronen wird auch als *Confinement* bezeichnet.

2.2 Deconfinement

Bereits im Jahre 1975 stellten Collins und Perry fest, dass ein kleiner werdendes α_S bei geringen Abständen für Quarks und Gluonen unter Extrembedingungen zu einem

¹Mit diesem Begriff wird die Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung bezeichnet.

Deconfinement, also einer Aufhebung ihrer räumlichen Beschränkung auf einzelne Hadronen, führen sollte [CP75]. Ihre Überlegungen galten für den Zustand hoher Materiedichte bei relativ kleinen Temperaturen, wie er im Innern von Neutronensternen erwartet wird, jedoch gaben sie auch den Hinweis, dass für den Fall extrem hoher Temperaturen, wie sie gemäß dem Urknallszenario in den ersten Sekundenbruchteilen des Universums geherrscht haben, ähnlich argumentiert werden könnte.

Im Folgenden konzentriert sich die Betrachtung auf den Fall hoher Temperaturen. In diesem Bereich ist eine störungstheoretische Beschreibung der physikalischen Vorgänge ungeeignet, da hier die Kopplungskonstante in der Größenordnung $\alpha_S \approx 1$ liegt. Creutz schlug 1977 einen auf Gitterrechnungen beruhenden Formalismus vor, um den Phasenübergang zum Deconfinement theoretisch zu behandeln [Cre77]. Basierend auf solchen Gitterrechnungen kann die Temperatur T_C , bei der ein Phasenübergang zum Zustand des Deconfinement stattfindet, zu etwa 170 MeV, das entspricht etwa 10^{12} K, bestimmt werden. Diese Rechnungen sagen für den Bereich des Phasenübergangs ein starkes Ansteigen der Energiedichte voraus (siehe Abbildung 2.1). Der neue Materiezustand wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

Ein schematisches Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie ist in Abbildung 2.2 zu sehen. In diesem sind zwei extreme Übergänge zum QGP eingezeichnet. Das Urknallszenario sagt für die ersten Sekundenbruchteile des Universums ein QGP auf Grund der extrem hohen Temperatur bei einer Nettobaryonendichte $\rho = 0$ voraus, während im Inneren von Neutronensternen der mögliche Übergang zum QGP bei hohem ρ und kleiner Temperatur erwartet wird.

2.3 QGP in Kernkollisionen

In ultrarelativistischen Kernkollisionen kann der Stoß zweier Atomkerne modellhaft als Überlagerung einzelner Nukleon-Nukleon-Kollisionen verstanden werden. Hierbei werden die Nukleonen in der Überlappzone der beiden Kerne als *Participants* (englisch: Teilnehmer), die anderen Nukleonen als *Spectators* (englisch: Zuschauer) bezeichnet (siehe Abbildung 2.3). In dieser Modellvorstellung nehmen nur die Participants durch Nukleon-Nukleon-Stöße an der Kollision teil. Die in diesen Stößen frei werdende Energie lässt in der Überlappregion der beiden Kerne ein heißes, dich-

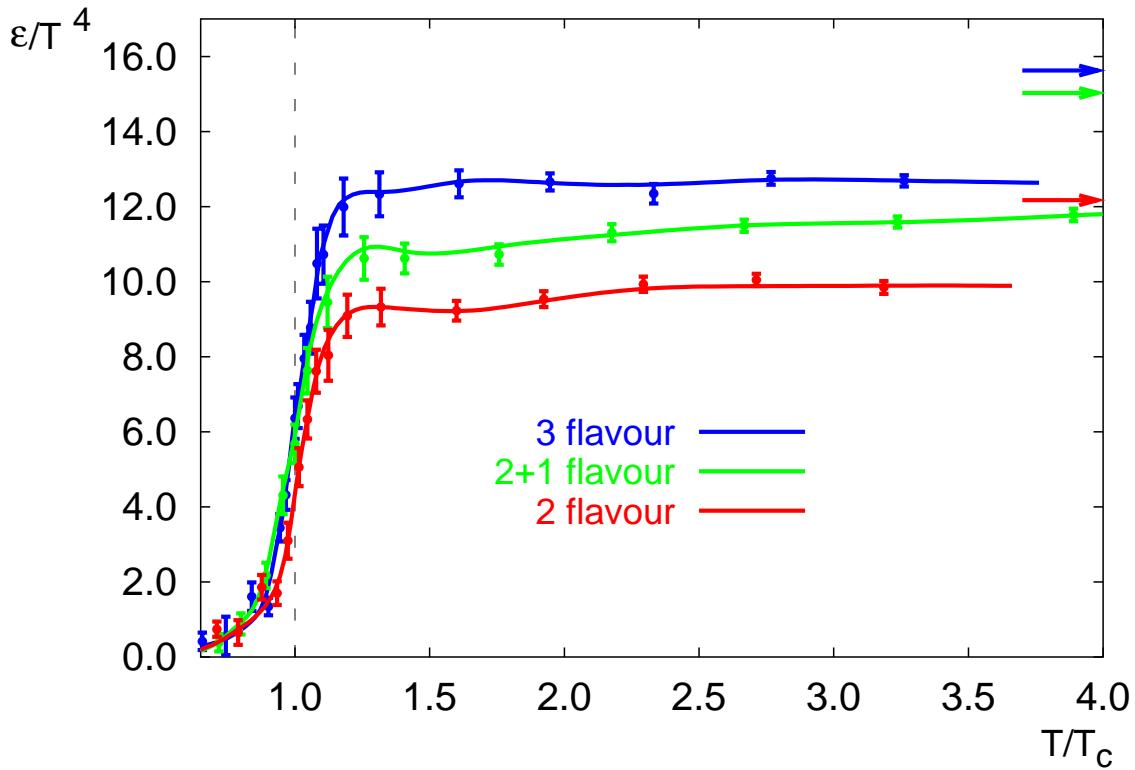


Abbildung 2.1: Verlauf der Energiedichte im Bereich der Temperatur des Phasenübergangs zum Quark-Gluon-Plasma. Die Graphen beruhen auf Gitter-QCD-Rechnungen. Sie wurden für die leichtesten Quark-Flavor durchgeführt. Die Pfeile deuten das Boltzmann-Limit für ein ideales Gas an [Kar02].

tes Medium (Feuerball) entstehen, welches durch weitere Partonstöße² thermalisiert. Bei einer Temperatur von 300 MeV tritt die Thermalisierung nach etwa $3 \text{ fm}/c$ ein [Rey06]. Sind Temperatur und Teilchendichte ausreichend hoch, liegt ein QGP vor. Obwohl dieser Zustand nicht direkt gemessen werden kann, da die Quarks des Plasmas bereits nach kurzer Zeit wieder zu Hadronen rekombinieren³, können verschiedene Signaturen gemessen werden, die für die Erzeugung eines QGP sprechen. Oft existieren für diese Signaturen auch alternative Erklärungsmodelle, die z. B. auf

²Der Begriff Parton wurde ursprünglich von Feynman eingeführt. Er wird heute als Oberbegriff für Quarks und Gluonen gebraucht.

³Bei einer Temperatur von 300 MeV vergehen etwa $30 \text{ fm}/c$ bis zum Erreichen des chemischen Gleichgewichts [Rey06].

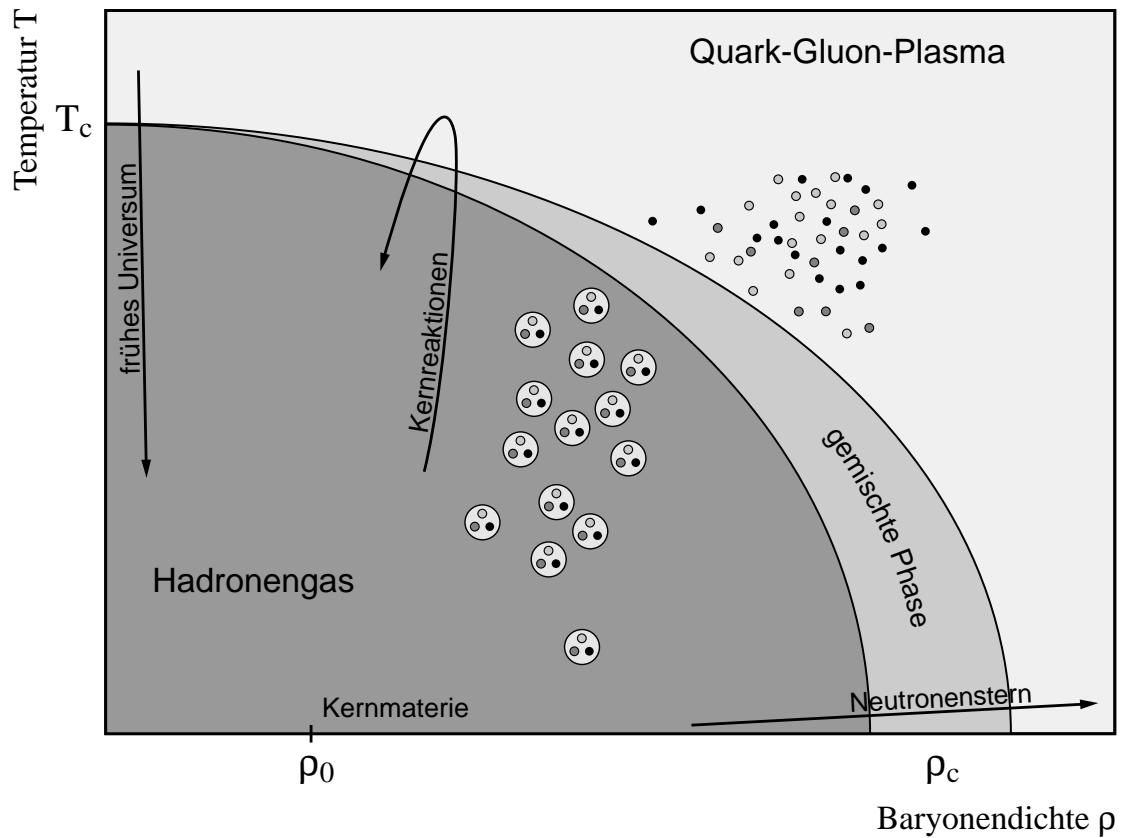


Abbildung 2.2: Schematisches Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie.

einem heißen Hadronengas beruhen. Daher ist es notwendig, möglichst viele dieser Signaturen parallel zu messen.

2.3.1 Unterdrückung der J/ Ψ -Produktion

In [MS86] wird die Messung einer Unterdrückung der J/ Ψ -Produktion in Kern-Kern-Kollisionen als klare Signatur für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas angesehen. Als J/ Ψ wird der 1S-Zustand des Charmoniums bezeichnet. Ist die Debye-Abschirmlänge $r_D(T)$ oberhalb derer die Farbladung praktisch vollständig abgeschirmt ist kleiner als der Bindungsradius des J/ Ψ , kann auf eine Unterdrückung der J/ Ψ -Produktion auf Grund der Farbabschirmung im QGP geschlossen werden.

Jedoch kann eine Veränderung der J/ Ψ -Produktion auch durch andere Effekte erklärt werden. So können J/ Ψ durch Stöße mit produzierten Hadronen absorbiert werden, was ihre Messrate ebenfalls verringern würde. Eine mögliche Rekombination

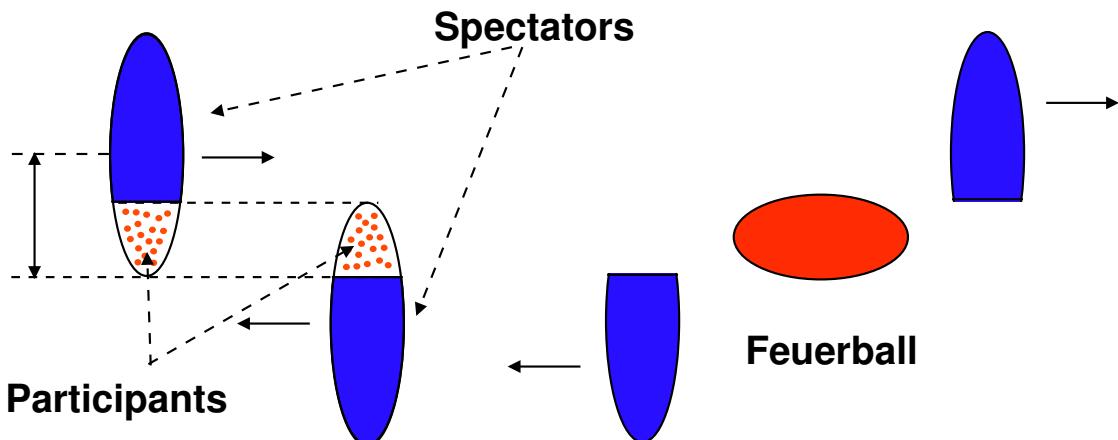


Abbildung 2.3: Modellvorstellung einer Kernkollision. Nur die Participants, nicht aber die Spectators sind an der Kollision beteiligt [Ram07].

von Charm-Quarks aus verschiedenen Streuprozessen würde die gemessene J/Ψ -Rate dagegen wieder erhöhen. Diese zusätzlichen Effekte erschweren die quantitative Beschreibung der J/Ψ -Produktion erheblich, so dass eine gemessene Unterdrückung heute als ein Hinweis, nicht aber als Beweis für die Erzeugung eines QGP interpretiert wird.

2.3.2 Erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit

Die Energieschwelle zur Erzeugung von s -Quarks ist in einem Hadronengas wesentlich höher als im QGP. Da die Seltsamkeit eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist, wird nur die assoziierte Produktion von Seltsamkeit, d. h. die Produktion von $s\bar{s}$ -Paaren, beobachtet. Im Hadronengas ist beispielsweise der Prozess $p+p \rightarrow p+K^++\Lambda$, für den eine Energie von $Q = m_\Lambda + m_K^+ - m_P \approx 670 \text{ MeV}$ aufgewendet werden muss, denkbar. Im QGP können dagegen direkt $s\bar{s}$ -Paare erzeugt werden, für diesen Prozess muss nur eine Energie von etwa $Q \approx 200 \text{ MeV} - 300 \text{ MeV}$ aufgebracht werden. Als Folge dieser verminderter Energieschwelle wird für den Fall eines QGP eine vermehrte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit erwartet.

2.3.3 Jet-Quenching

Teilchen mit hohem Transversalimpuls werden vor allem in der frühen Phase einer Kernkollision vor der möglichen Entstehung eines QGP in harten Partonstößen erzeugt. Beim Durchqueren eines sich später bildenden QGP verlieren die stark wechselwirkenden Partonen durch Gluonabstrahlung und Partonstöße einen Teil ihrer Energie.

Um die Produktionsraten quantitativ zu analysieren, werden die in Proton-Proton-Kollisionen gemessenen Erzeugungsraten einer Teilchenart mit der Anzahl in der Kernkollision erwarteter elementarer Nukleon-Nukleon-Stöße N_{coll} skaliert. Wird die Produktionsrate in Kernkollisionen durch diese skalierte Protonreferenz geteilt, ergibt sich der nukleare Modifikationsfaktor R_{AA} :

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}^h}{N_{\text{coll}} \cdot dN_{pp}^h}, \quad (2.4)$$

wobei dN_{AA}^h und dN_{pp}^h den *Yield* für Teilchen der Sorte h in Kollisionen zweier Kerne A bzw. zweier Protonen bezeichnen. Details zum Begriff Yield sind im Anhang B zu finden.

Die nukleare Überlappfunktion T_{AB} ist über den Wirkungsquerschnitt σ_{pp} einer Proton-Proton-Kollision mit der Zahl der Kollisionen N_{coll} verbunden:

$$T_{AB} \approx \frac{N_{\text{coll}}}{\sigma_{pp}}. \quad (2.5)$$

Der nukleare Modifikationsfaktor kann mit Hilfe der nuklearen Überlappfunktion folgendermaßen angegeben werden:

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}^h}{T_{AB} \cdot d\sigma_{pp}^h}, \quad (2.6)$$

wobei $d\sigma_{pp}^h$ den invarianten Wirkungsquerschnitt (siehe Anhang B) einer Proton-Proton-Kollision bezeichnet.

Sowohl N_{coll} als auch T_{AB} können über Glaubersimulationen bestimmt werden. Die Berechnung des nuklearen Modifikationsfaktor mit Hilfe von Gleichung 2.6 hat den Vorteil, dass keine zusätzliche Unsicherheit des Proton-Proton-Wirkungsquerschnitts in der Glaubersimulation berücksichtigt werden muss.

Für $R_{AA} < 1$ ist die Teilchenproduktion im Vergleich zur Protonreferenz unterdrückt. Wird bei Hadronen eine solche Unterdrückung gemessen, stellt dies einen Hinweis auf die Erzeugung eines QGP dar. Allerdings kann sie auch als Effekt des Anfangszustandes, d. h. der Nukleonenkonfiguration im Kern, interpretiert werden. Eine Messung des nuklearen Modifikationsfaktors für Teilchen, die nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, ist daher notwendig. Diese sollten kaum durch ein QGP beeinflusst werden, jedoch sollte eine veränderte Produktionsrate auf Grund von Effekten des Anfangszustandes auch bei ihnen beobachtet werden können. Hierfür kann die Erzeugung von Photonen gemessen werden. Ist die Unterdrückung stark wechselwirkender Teilchen auf die Erzeugung eines QGP zurückzuführen, wird für Photonen $R_{AA} = 1$ erwartet, während bei einer Unterdrückung auf Grund von Effekten des Anfangszustandes der Kerne auch für Photonen $R_{AA} < 1$ gelten sollte. In Kapitel 6 wird der R_{AA} für das in dieser Arbeit bestimmte Spektrum direkter Photonen berechnet.

2.4 Direkte Photonen

Die in einer Kernkollision entstehenden Photonen werden in Zerfallsphotonen und direkte Photonen unterteilt. Den größten Beitrag zu den Zerfallsphotonen liefern die leichten Mesonen wie π^0 und η . Der Beitrag der direkten Photonen kann grob in prompte Photonen und thermische Photonen unterteilt werden.

Prompte Photonen entstehen in harten Partonstößen vor einer Ausbildung des QGP in der Frühphase einer Kern-Kern-Kollision. In führender Ordnung tragen zwei verschiedene Prozesse zur Produktion prompter Photonen bei:

- Quark-Gluon-Comptonstreuung ($qg \rightarrow q\gamma$),
- Quark-Antiquark-Annihilation ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$).

Für hohe Transversalimpulse bilden prompte Photonen den Hauptbeitrag zum Spektrum direkter Photonen. Da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, werden sie im Gegensatz zu Hadronen praktisch nicht vom QGP beeinflusst. Sie dienen daher als wichtiges Hilfsmittel für das Verständnis der frühen Phase einer Kern-Kern-Kollision.

Wie jede thermische Quelle strahlt auch das QGP thermische Photonen ab. Ihr Energiespektrum folgt im thermischen Gleichgewicht einer Planck-Verteilung. Bei kleinen Transversalimpulsen dominieren thermische Photonen das Spektrum direkter Photonen. Allerdings ist das QGP in einer Kern-Kern-Kollision nicht die einzige Quelle thermischer Strahlung, diese wird auch von dem nach der Hadronisierung vorliegenden Hadronengas emittiert. Eine prinzipiell mögliche Temperaturmessung des Mediums über thermische Photonen ist auf Grund der Temperaturänderungen über die verschiedenen Phasen des Mediums hinweg schwierig.

Weiterhin entstehen direkte Photonen auch in der Zeit vor Erreichen des thermischen Gleichgewichts. Außerdem können direkte Photonen in Wechselwirkungen von Jets mit dem Medium, z. B. über die Emission von Bremsstrahlung, erzeugt werden.

3. Das PHENIX-Experiment

Die dieser Analyse zu Grunde liegenden Daten wurden am PHENIX-Experiment (**P**ioneering **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**nteraction **E**Xperiment) gemessen. Es ist am RHIC¹-Beschleuniger des Brookhaven National Laboratory² in Upton auf Long Island (USA) aufgebaut. Die beiden wichtigsten Ziele von RHIC sind die Erzeugung und Untersuchung des QGP sowie die Analyse der Spinstruktur von Protonen. Es handelt sich um einen Ringbeschleuniger, der aus zwei unabhängigen jeweils 3834 Metern langen Beschleunigerröhren besteht, in denen Ionen in entgegengesetzte Richtung beschleunigt werden. Die Teilchen liegen hierbei nicht als kontinuierlicher Fluss, sondern in Paketen (so genannten *bunches*) vor. An insgesamt sechs Kreuzungspunkten des Rings werden diese Teilchenpakete, jedes enthält mehrere Milliarden Atomkerne, zur Kollision gebracht. Vier dieser Kreuzungspunkte werden von Experimenten genutzt um die Kollisionen zu messen. Neben dem PHENIX-Experiment werden derzeit noch am STAR³-Experiment Daten aufgenommen, während die Experimente BRAHMS⁴ und PHOBOS nicht mehr in Betrieb sind.

Es ist üblich, die Energie der beschleunigten Ionen pro Nukleon anzugeben. Am RHIC können Energien von bis zu $100 \text{ GeV}/u$ für Schwerionen und bis zu 250 GeV für Protonen erreicht werden. In dieser Analyse werden Kollisionen von Kupferionen untersucht, die auf $100 \text{ GeV}/u$ beschleunigt wurden, so dass im Schwerpunktsystem der Kollision pro Nukleon-Nukleon-Paar eine Energie von $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ zur Verfügung steht. Für Details zur Variable $\sqrt{s_{NN}}$ siehe Anhang A.

Im Folgenden wird der Aufbau des PHENIX-Experiments mit seinen Detektoren sowie die Art der Datennahme und -aufbereitung beschrieben.

3.1 Aufbau

Die Detektoren des PHENIX-Experiments teilen sich in drei Untergruppen auf:

¹**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider

²BNL

³Solenoid **T**racker **A**t **R**HIC

⁴Broad **R**ange **H**adron **M**agnetic **S**pectrometer

- Detektoren zur Eventcharakterisierung,
- Detektoren der Myonenarme,
- Detektoren der Zentralarme.

Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Seit dem Start des Experiments gab es mehrere Datenaufnahmeperioden (so genannte *Runs*), die aufsteigend nummeriert werden. In dieser Analyse werden Daten aus Run 5 verwendet. Der Aufbau des Detektors wurde immer wieder verändert. Im Vergleich zu der abgebildeten Konfiguration war der *Multiplicity/Vertex-Detektor* (MVD) in Run 5 nicht mehr vorhanden. Außerdem ist die *Time Expansion Chamber* (TEC) seit Run 3 auch als Übergangsstrahlungsdetektor nutzbar und es wurde ein Aerogel-Detektor installiert. Eine Skizze der Detektorkonfiguration mit diesen Neuerungen (aber noch mit MVD) ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

3.1.1 Detektoren zur Event-Charakterisierung

Der Beam Beam Counter

Der *Beam Beam Counter* (kurz BBC) besteht aus zwei Detektoren, die entlang der Strahlachse in 144 cm Abstand vom nominalen Kollisionsvertex direkt außerhalb der Polschuhe des Zentralmagneten positioniert sind. Jeder der beiden Detektoren besteht aus 64 Quartz-Čerenkovzählern mit jeweils 3 cm Durchmesser, die von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die Čerenkovzähler sind ringförmig um die Strahlachse herum angeordnet und können so geladene Teilchen in einem Pseudorapiditätsintervall von $3,1 < |\eta| < 3,9$ detektieren. Für Details zum Begriff Pseudorapidität siehe Anhang A.

Der BBC erfüllt mehrere Aufgaben: Er gibt den Startzeitpunkt für die Flugzeitmessung vor. Ein präziser Startzeitpunkt ist z. B. für die Trennung von Pionen und Kaonen wichtig. Hierbei erreicht ein einzelnes Element des BBC eine Zeitauflösung von (54 ± 4) ps [HLO03]. Außerdem spielt der BBC eine wichtige Rolle für das Triggersystem des PHENIX-Experiments, indem sein Signal als Trigger für das Vorliegen einer inelastischen Kollision benutzt wird. Aus der Zeitdifferenz des Signals zwischen den beiden BBC-Detektoren kann der Kollisionsvertex in z-Richtung (d. h.

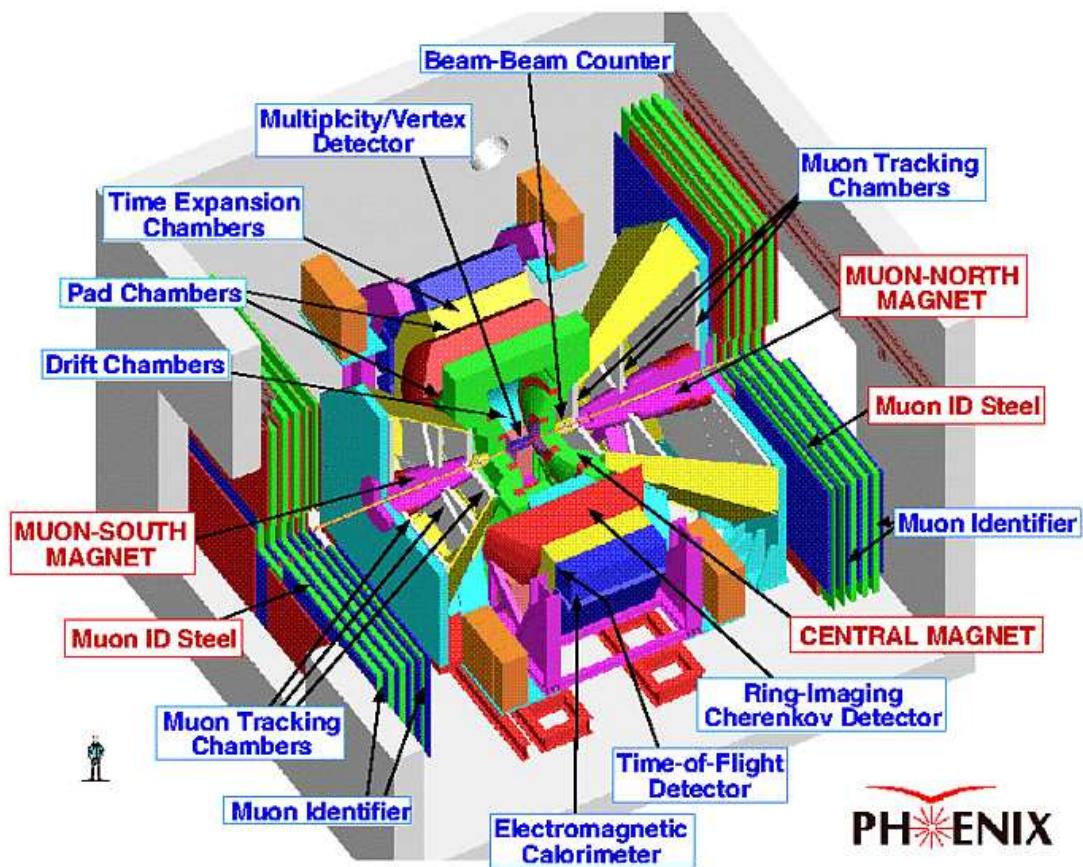


Abbildung 3.1: Das PHENIX-Detektorsystem in seiner ursprünglichen Konfiguration.

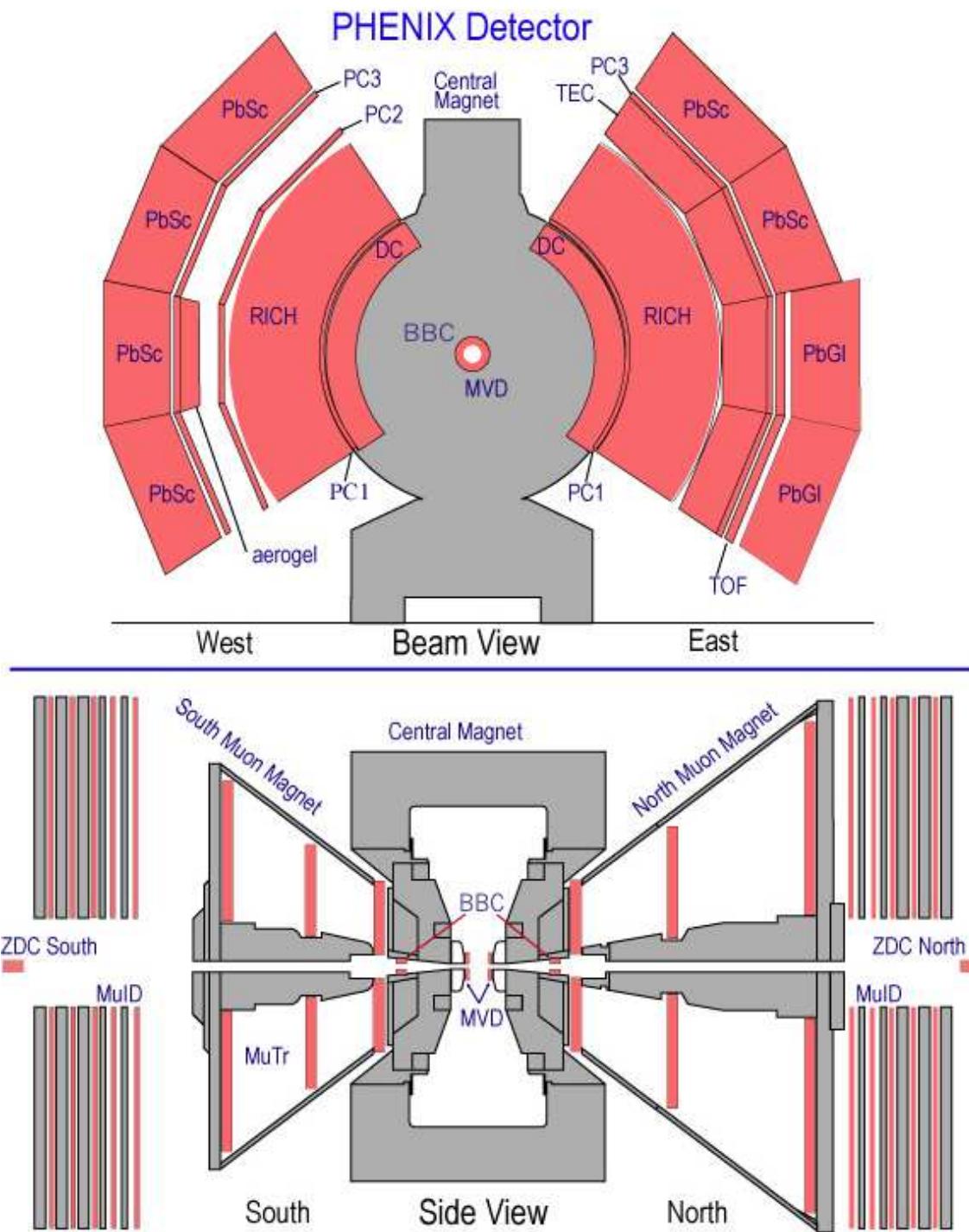


Abbildung 3.2: Das PHENIX-Detektorsystem in Run 5. Der abgebildete MVD war in Run 5 nicht mehr installiert.

in Richtung der Strahlachse) bestimmt werden. Außerdem wird die im BBC gemessene Multiplizität geladener Teilchen benutzt, um die Zentralität einer Kollision zu ermitteln.

Das Zero Degree Calorimeter

Das *Zero Degree Calorimeter* (kurz ZDC) ist in allen vier Experimenten am RHIC installiert und kann daher benutzt werden, um eine einheitliche Ereignisbeschreibung durch alle Experimente, z. B. zur Überwachung der Strahlluminosität, zu gewährleisten. Das ZDC besteht aus zwei Hadronenkalorimetern, die in $\pm 18,25$ m Entfernung vom nominalen Kollisionsvertex zwischen den Strahlrohren positioniert sind. Da geladene Teilchen vom Magnetfeld abgelenkt werden, können nur neutrale Teilchen, vor allem Neutronen, die in einen kleinen Raumwinkel um die Strahlachse emittiert werden, gemessen werden. Zur Zentralitätsbestimmung kann alternativ zum Signal des BBC auch die Korrelation aus dem Signal des BBC und dem des ZDC benutzt werden.

3.1.2 Detektoren der Myonenarme

Die Detektion von Myonen liefert durch den Nachweis von Teilchenzerfällen in Myonen einen Beitrag zur Untersuchung des QGP. Zum Beispiel kann die J/Ψ -Produktion über den Zerfallskanal $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ gemessen werden. Weiterhin kann der Zerfall schwerer Quarks sowie die Produktion von Z- und W-Bosonen beobachtet werden.

Die Myonenarme decken ein Pseudorapiditätsintervall von $1,2 < |\eta| < 2,4$ (für den Nordarm) bzw. $(1,2 < |\eta| < 2,2)$ (für den Südarm) ab. Beide Arme bestehen aus einem konisch geformten Magneten, in dessen Magnetfeld drei Kathodenstreifendetektoren positioniert sind. Sie ermöglichen die Rekonstruktion der Myonenbahnen und damit einen Rückschluss auf den Impuls der Myonen. Um eine ausreichende Trennung der schweren Mesonen (z. B. J/Ψ und Ψ') zu gewährleisten, ist der Detektor in der Lage, die invariante Masse eines Myonenpaars mit einer Auflösung von 6% zu bestimmen. Hieraus resultiert eine notwendige Ortsauflösung von $100\ \mu\text{m}$. An diese Spurmessung schließt sich ein Detektor zur Myonenidentifizierung an. Eine besondere Herausforderung ist die Unterdrückung des Untergrundes, der vor allem

aus falsch identifizierten Pionen besteht. Es wird eine impulsabhängige Pionenunterdrückung zwischen $2,0 \cdot 10^{-4}$ und $3,9 \cdot 10^{-3}$ im Impulsbereich von $2,0 \text{ GeV}/c$ bis $10,0 \text{ GeV}/c$ erreicht (für Details siehe [HLO03]).

3.1.3 Detektoren der Zentralarme

Mehrere Detektorsysteme sind in den beiden Zentralarmen – sie werden als West- und Ostarm bezeichnet – konzentrisch um die Strahlachse herum angeordnet. Insgesamt decken sie einen Azimutalwinkel von 180° und ein Pseudorapiditätsintervall von etwa $|\eta| \lesssim 0,35$ ab.

Die äußersten Detektoren der Zentralarme sind die elektromagnetischen Kalorimeter. Da sie den Großteil der Daten für diese Analyse liefern, werden sie gesondert im nächsten Unterkapitel beschrieben, während sich dieser Abschnitt mit den übrigen Detektoren der Zentralarme beschäftigt, die der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung dienen.

Drift Chamber

Die Driftkammer (*Drift Chamber* oder DC) ist in einem radialen Abstand von $2,0 \text{ m} < r < 2,4 \text{ m}$ von der Strahlachse positioniert. In ihr wird die Ablenkung geladener Teilchen im zentralen Magnetfeld gemessen. So können Impuls und Ort der Teilchen sowie die invariante Masse von Teilchenpaaren ermittelt werden. In dieser Analyse wird die Driftkammer zur Identifizierung geladener Teilchen verwendet.

Pad Chambers

In verschiedenen Abständen von der Strahlachse sind Vieldraht-Proportionalkammern (*Pad Chamber* oder PC) installiert. Der Ostarm verfügt über zwei (PC1 und PC3), der Westarm über drei (PC1, PC2 und PC3) Kammerlagen. Sie erlauben eine im Vergleich zur DC noch präzisere Ortsmessung geladener Teilchen. Die äußerste Lage Proportionalkammern – PC3 genannt – wird in dieser Analyse ebenfalls zur Identifizierung geladener Teilchen verwendet.

RICH

Der *Ring Imaging Cherenkov⁵ Detector* (RICH) dient der Identifikation von Elektronen über die Emission von Čerenkovstrahlung. Er verfügt über ein Gasvolumen von $40 \text{ m}^3 \text{ CO}_2$ in jedem Arm. Pionen erzeugen in diesem Gas erst ab einem Impuls von $4,9 \text{ GeV}/c$ Čerenkovstrahlung, wohingegen diese von Elektronen auf Grund ihrer wesentlich geringeren Masse bereits ab einem Impuls von $0,02 \text{ GeV}/c$ abgestrahlt wird. Die erzeugte Strahlung wird über Spiegel auf insgesamt 2560 Photomultiplier pro Arm weitergeleitet und dort detektiert.

TEC

Die *Time Expansion Chamber* (TEC) besteht aus insgesamt 24 Drahtkammern, von denen in jedem der vier Sektoren des Ostarms sechs Lagen hintereinander angeordnet sind. Sie dienen ebenfalls der Spurrekonstruktion geladener Teilchen, verbessern aber auch die Impulsmessung im Transversalimpulsbereich oberhalb von $p_T = 4 \text{ GeV}/c$. Zusätzlich liefert die TEC Informationen über den Energieverlust von Teilchen und ermöglicht so die Teilchenidentifizierung, insbesondere die Trennung von Elektronen und Pionen. Zur Erzeugung von Übergangsstrahlung ist seit Run 3 vor jeder TEC-Kammer eine Lage Fasermaterial (also insgesamt sechs Lagen) installiert, um die Trennung von Elektronen und Pionen weiter zu verbessern. Dies ist möglich, da bis zu einem Impuls von etwa $100 \text{ GeV}/c$ Elektronen, nicht aber Pionen Übergangsstrahlung im Röntgenbereich erzeugen, welche durch die TEC-Drahtkammern detektiert werden kann.

Time of Flight

Flugzeitspektrometer (*Time of Flight* oder ToF) sind im Ostarm vor den beiden Sektoren des Bleiglaskalorimeters installiert. In den anderen Sektoren können die Bleiszintillatorkalorimeter, die im Vergleich zu den Bleiglaskalorimetern über eine bessere Zeitauflösung verfügen, zur Flugzeitmessung benutzt werden. Über die Messung der Flugzeit von Teilchen (wie beschrieben gibt der BBC das Startsignal) kann bei bekanntem Impuls auf die Masse und damit die Art der Teilchen geschlos-

⁵In dieser Arbeit wird ansonsten die Schreibweise Čerenkov verwendet.

sen werden. Die mit Hilfe des ToF erreichte Zeitauflösung in der Flugzeitmessung beträgt etwa 100 ps, was eine Trennung von Pionen und Kaonen bis zu einem Teilchenimpuls von $2,4 \text{ GeV}/c$ und die Trennung von Kaonen und Protonen bis zu einem Impuls von etwa $4 \text{ GeV}/c$ ermöglicht [HLO03]. Das Flugzeitspektrometer besteht aus insgesamt zehn so genannten *Panels* mit jeweils 96 streifenförmigen Plastik-Szintillationszählern. Diese werden von Photomultipliern ausgelesen.

Aerogel-Čerenkov-Detektor

Der Aerogel-Čerenkov-Detektor wurde installiert, um den Impulsbereich, in dem geladene Teilchen unterschieden werden können, zu erweitern. In einem Aerogelradiator mit Brechungsindex $n = 1,011$ wird von geladenen Teilchen Čerenkovstrahlung erzeugt. In jeder Zelle des Detektors sind zwei Photomultiplier angebracht, die die erzeugte Strahlung detektieren. Der aus insgesamt 160 solcher Zellen bestehende Detektor ist nur in einem Sektor des Westarms zwischen der zweiten und dritten Lage Proportionalkammern in einem radialen Abstand von 4,5 m zur Strahlachse installiert. Der Detektor ermöglicht zusammen mit dem RICH und dem Flugzeitspektrometer die Trennung von Kaonen, Protonen und Pionen über einen großen Impulsbereich. So können Kaonen im Impulsbereich bis $3,7 \text{ GeV}/c$ und zwischen $5,5 \text{ GeV}/c$ und $7 \text{ GeV}/c$, Protonen bis $7 \text{ GeV}/c$ und Pionen unterhalb von $3,7 \text{ GeV}/c$ sowie im Bereich zwischen $5,5 \text{ GeV}/c$ und $10 \text{ GeV}/c$ identifiziert werden.

3.1.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) dient hauptsächlich der Messung der Energie und Position von Photonen, Elektronen und Positronen. Das EMCal ist die äußerste Detektoreinheit der Zentralarme. Es ist in acht Sektoren unterteilt und deckt insgesamt ein Pseudorapiditätsintervall von etwa $|\eta| \lesssim 0,35$ und einen Azimuthalwinkel von 180° ab.

Dabei werden zwei verschiedene Detektortypen eingesetzt. Das Bleiglaskalorimeter (PbGl) ist in den Sektoren E0 und E1 des Ostarms installiert, während das Bleiszintillatorkalorimeter (PbSc) in den anderen beiden Sektoren des Ostarms (E2 und E3) sowie in den vier Sektoren des Westarms (W0, W1, W2 und W3) einge-

setzt wird (siehe Abbildung 3.3). Der Aufbau und die Funktionsweise dieser beiden Detektortypen soll im Folgenden beschrieben werden.

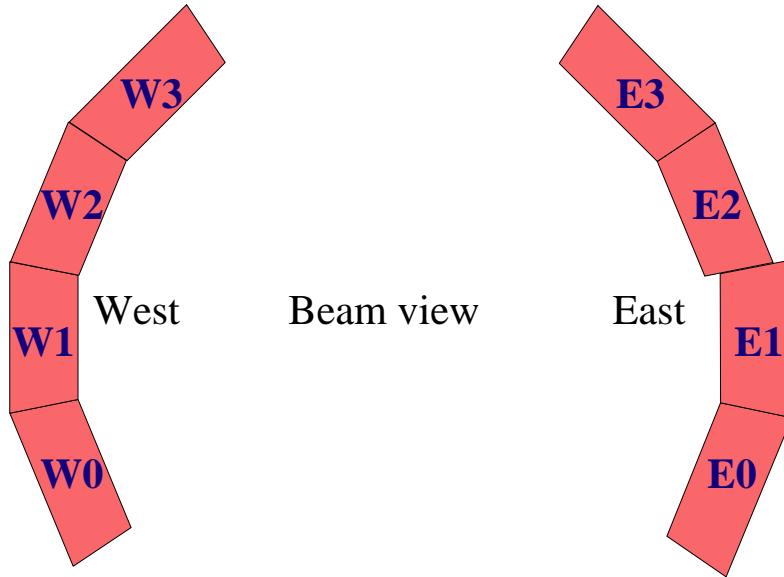


Abbildung 3.3: Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus insgesamt acht Sektoren. Die Strahlrichtung verläuft in dieser Abbildung senkrecht zur Zeichenebene. E0 und E1 sind die Bleiglassektoren, während es sich bei E2 und E3 sowie W0, W1, W2 und W3 um Bleiszintillatorsektoren handelt.

Das Bleiglaskalorimeter

Das Bleiglaskalorimeter befindet sich in einem radialen Abstand von 5,40 m zur Strahlachse. Der Detektor ist aus einzelnen, mit aluminiumbeschichteter Mylarfolie umwickelten, $4\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ großen Bleiglasblöcken, so genannten Modulen, aufgebaut, die von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden. Blöcke aus 24 Modulen werden zu einem Supermodul zusammengefasst. Ein solches Supermodul ist in Abbildung 3.4 zusammen mit seinem Referenzsystem zu sehen. Das Referenzsystem des Supermoduls ist für die Kalibrierung und Überwachung des Detektors zuständig. Hierzu werden drei verschiedene LEDs benutzt, mit denen das Profil elektromagnetische Schauer simuliert werden kann. Die Photodiode dient der Überwachung der LEDs. Für die Auslese des Detektors sind *Front End-Module* (FEM)

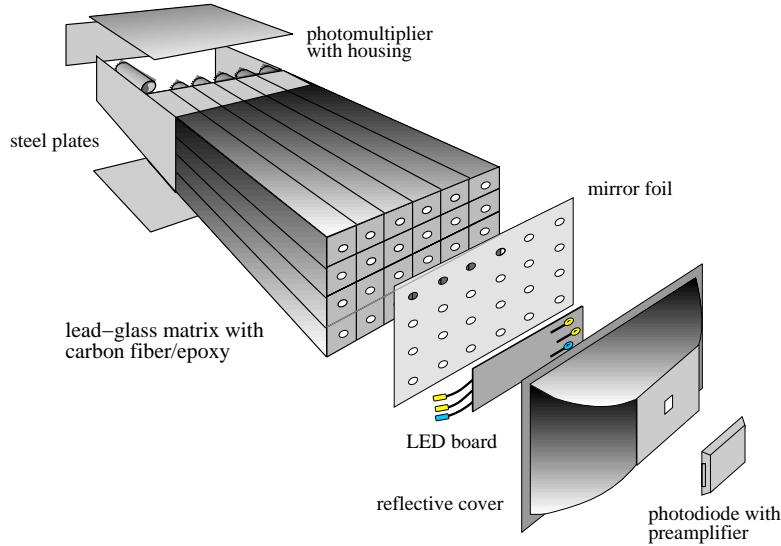


Abbildung 3.4: Ein Bleiglas-Supermodul mit Referenzsystem. Jedes Supermodul besteht aus 24 Modulen, die von je einem Photomultiplier ausgelesen werden.

verantwortlich, wobei jedes FEM einen Block von sechs Supermodulen ausliest. Die beiden Bleiglassektoren bestehen aus jeweils 192 Supermodulen.

Es soll kurz der Nachweisvorgang im PbGl beschrieben werden. Hochenergetische Photonen, die auf das PbGl treffen, erzeugen durch Paarbildung Elektron-Positron-Paare⁶. Diese erzeugen durch Wechselwirkung mit Atomkernen Bremsstrahlungsphotonen, die wiederum über Paarbildung neue Elektron-Positron-Paare erzeugen, so dass sich ein elektromagnetischer Schauer bildet.

Die Strecke, nach der die Energie eines Elektrons beim Durchqueren eines Materials auf das $\frac{1}{e}$ -fache der ursprünglichen Elektronenenergie abgesunken ist, wird Strahlungslänge eines Materials genannt und mit X_0 bezeichnet. Die Strahlungslänge des PbGl beträgt etwa 2,8 cm [HLO03].

Ist die Geschwindigkeit v eines geladenen Teilchens in einem Medium größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium $\frac{c}{n}$, wird Čerenkovstrahlung emittiert. Da die Zahl der insgesamt in einem Schauer emittierten Čerenkovphotonen proportional zur

⁶Andere Wechselwirkungsprozesse wie Photoeffekt und Comptonstreuung sind in diesem Energiebereich unwahrscheinlich.

Energie des einfallenden Photons ist, eignet sich die Detektion der Čerenkovstrahlung zur Energiemessung von Photonen.

Die Detektion von Hadronen wird durch zwei Effekte stark unterdrückt. Zum einen entspricht die Länge des Detektors nur etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge⁷, zum anderen ist der Minimalimpuls p_{\min} zur Erzeugung von Čerenkovstrahlung für die in einem hadronischen Schauer entstehenden geladenen Hadronen deutlich höher als der für Elektronen. Für die in hadronischen Schauern hauptsächlich erzeugten Pionen liegt dieser Mindestimpuls bei $p_{\min} = 106 \text{ MeV}/c$ [HLO03].

Die Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$ und die Ortsauflösung $\sigma_x(E)$ des PbGl wurden an Teststrahlen gemessen und können folgendermaßen parametrisiert werden [HLO03]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(5,9 \pm 0,1) \%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + (0,8 \pm 0,1) \%, \quad (3.1)$$

$$\sigma_x(E) = \frac{(8,4 \pm 0,3) \text{ mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + (0,2 \pm 0,1) \text{ mm}. \quad (3.2)$$

Das Bleiszintillatorkalorimeter

Anders als beim PbGl handelt es sich beim PbSc um ein Sandwich-Kalorimeter, d. h. es ist aus verschiedenen Materialschichten aufgebaut. Die kleinste Detektoreinheit bilden $5,535 \text{ cm} \times 5,535 \text{ cm} \times 37,5 \text{ cm}$ große *Tower*. Ein solcher Tower besteht aus 66 Zellen, die jeweils aus einer 0,15 cm dicken Bleiabsorberschicht und 0,4 cm Szintillatormaterial bestehen. Hierfür wird ein Plastiksintillator aus Polystyrol benutzt, der einen organischen Szintillator (POPOP) und als fluoreszierenden Zusatz p-Terphenyl (PT) enthält.

Photonen, die auf die Bleischicht treffen, lösen dort einen elektromagnetischen Schauer aus, der das dahinter liegende Szintillatormaterial zur Abgabe von Szintillationslicht anregt. Dieses wird von insgesamt 36 Glasfaserkabeln pro Tower eingefangen und zu dem am Ende des Towers positionierten Photomultiplier weitergeleitet. Die Strahlungslänge des Detektors beträgt etwa 2,1 cm.

⁷Das ist die Strecke, nach der etwa 63% der Hadronen in einem Material durch inelastische Wechselwirkung einen hadronischen Schauer erzeugen.

Vier dieser Tower werden optisch voneinander isoliert zu einem Modul zusammengefasst⁸. Ein solches Modul ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Ebenfalls abge-

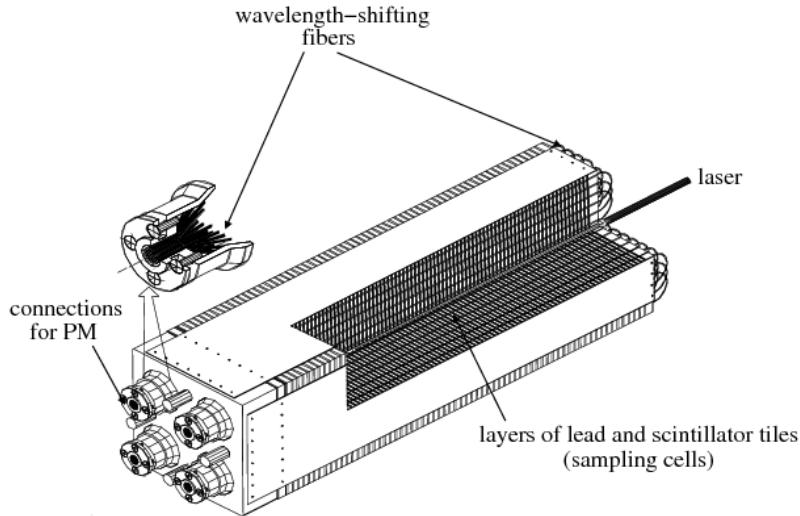


Abbildung 3.5: Ein Bleiszintillatormodul. Es besteht aus 4 Towern, die von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die abgebildete Lasereinkopplung wird zur Kalibrierung und Überwachung des Moduls genutzt.

bildet ist die Lasereinkopplung. In der Mitte der vier Tower verläuft eine Glasfaser, die so konzipiert ist, dass bei Einkopplung eines entsprechenden UV Referenzlaserpulses in den vier Towern des Moduls das Profil eines elektromagnetischen Schauers simuliert wird. Hierüber kann das Modul kalibriert und überwacht werden. 36 Module werden zu einem Supermodul zusammengefasst, von denen jeder Sektor wiederum 18 enthält.

Die Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E}$ und die Ortsauflösung $\sigma_x(E)$ wurden mit Hilfe von Teststrahldaten parametrisiert [HLO03]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{8,1\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 2,1\%, \quad (3.3)$$

$$\sigma_x(E) = \frac{5,7 \text{ mm}}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 1,55 \text{ mm}. \quad (3.4)$$

⁸Um Verwechslungen zu vermeiden, wird nach diesem Kapitel nur noch der Begriff Modul gebraucht. Gemeint ist immer die kleinste Einheit des Detektors, beim PbSc also ein Tower.

Die Ortsauflösung ist abhängig vom Einfallswinkel θ der Teilchen⁹. Die Winkel-abhängigkeit der Ortsauflösung kann durch Addition eines zu $\sin \theta$ proportionalen Terms berücksichtigt werden.

3.2 Trigger

Die beim PHENIX-Experiment produzierte Datenmenge ist zu groß, um komplett weiterverarbeitet und gespeichert zu werden. Um gezielt physikalisch interessante Daten zur Verarbeitung auswählen zu können, kommt ein komplexes Triggersystem zum Einsatz, das möglichst schnell entscheiden muss, ob ein Event verarbeitet oder verworfen werden soll.

3.2.1 Minimum Bias-Trigger

Zunächst entscheidet ein so genannter *Minimum Bias*-Trigger, ob eine inelastische Kollision stattgefunden hat. In dieser Analyse wird der BBC als Minimum Bias-Trigger eingesetzt. Nur wenn in beiden Detektoren des BBC mindestens ein Photomultiplier geladene Teilchen misst, wird eine inelastische Kollision angenommen.

3.2.2 ERT-Trigger

Für die Analyse im Bereich hoher Transversalimpulse sind Events mit einem hochenergetischen Photon besonders interessant. Um diese Events schon auf Triggerebene zu erkennen und so bevorzugt weiterverarbeiten zu können, kommt der so genannte EMCal-RICH-Trigger (ERT) zum Einsatz.

In dieser Analyse wird der ERTLL1_4×4b&BBCLL1 in Koinzidenz mit dem Minimum Bias-Trigger benutzt. Ein Event wird also nur dann als ERT Event akzeptiert, wenn es sowohl den ERT- als auch den Minimum Bias-Trigger ausgelöst hat. Der ERT-Trigger prüft, ob die in einem Feld von 4×4 Modulen deponierte Energie einen Schwellenwert überschreitet. Hierbei stehen ERT-Trigger mit drei verschie-

⁹Hier und im Folgenden ist mit dem Einfallswinkel immer der Winkel zwischen der Teilchenbahn und einer Senkrechten auf die Detektoroberfläche gemeint.

Trigger	PbGl	PbSc
ERTLL1_4×4a	2,1 GeV	2,1 GeV
ERTLL1_4×4b	3,5 GeV	3,5 GeV
ERTLL1_4×4c	1,4 GeV	1,4 GeV

Tabelle 3.1: Energieschwellen verschiedener ERT-Trigger in Run 5. In dieser Analyse wird der ERTLL1_4×4b in Koinzidenz mit der Minium Bias-Triggerbedingung für den Teil des Spektrums mit hohem Transversalimpuls genutzt.

denen Schwellen zur Verfügung¹⁰ (siehe Tabelle 3.1). Es soll kurz die Triggerlogik skizziert werden, mit der die Signalsumme berechnet wird.

Ein Block von 2×2 Photomultipliern des EMCAL wird von einem ASIC-Chip ausgelesen. Dieser berechnet die analoge Summe des detektierten Signals aller vier Kanäle und gibt es an drei benachbarte ASIC-Chips weiter. So kann das Gesamt-Signal in einem Feld von 4×4 Modulen berechnet und mit den drei Schwellen verglichen werden. Liegt das Signal über einer Schwelle, wird der zugehörige ERT-Trigger gesetzt. Die ASICS geben, wie in Abbildung 3.6 angedeutet, ihr Signal auch an benachbarte FEMs weiter.

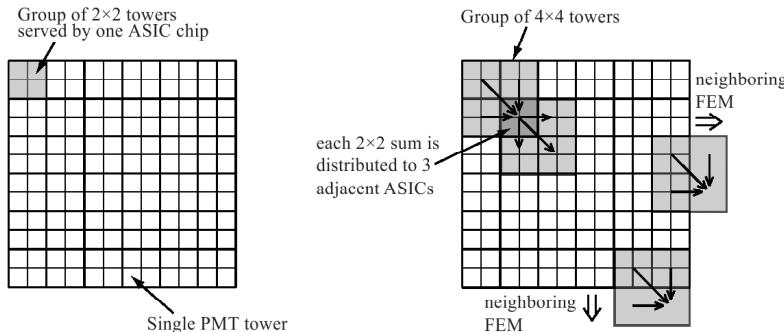


Abbildung 3.6: Skizze der 144 Kanäle eines FEM. Durch die Pfeile ist angedeutet, wie die ASICS die Signalsumme weitergeben [Zau07].

¹⁰Auf Triggerebene steht die Energieinformation in GeV noch nicht zur Verfügung, so dass auf die Werte der *Digital to Analog Converter* zurückgegriffen wird. Hier ist jedoch die Umrechnung in GeV angegeben.

3.3 Datenverarbeitung

Beim Betrieb von RHIC finden pro Sekunde mehrere tausend Schwerionenkollisionen statt. Bei leichteren Kernen, wie den hier verwendeten Kupferkernen, wird eine Kollisionsrate von einigen 10000 Hz, bei Proton-Proton-Kollisionen von etwa 500 kHz erreicht. Die Signale vieler verschiedener Detektorsysteme müssen weiterverarbeitet werden. Daher ist eine schnelle Datenverarbeitung notwendig. Eine Skizze des Weges der Daten vom Detektor zum Speicherort ist in Abbildung 3.7 zu sehen.

Jedes Detektorsystem wird von einem Front End-Modul (FEM) ausgelesen. Beim EMCAL werden z. B. jeweils 144 Photomultiplier von einem FEM ausgelesen. Ob die Daten weitergeleitet oder verworfen werden, wird vom *Level1 Trigger System* entschieden.

Das Level1 Trigger System besteht aus zwei Ebenen. Das *Local Level1 System* (LL1) verarbeitet die Signale verschiedener Detektorsysteme (z. B. BBC und EMCAL) und überträgt die Triggerentscheidung in ein Bitmuster. Diese werden vom *Global Level1 System* (GL1) zusammengefasst. Im Fall einer positiven Triggerentscheidung wird ein so genannter *Raw-Trigger* gesetzt. Nur wenn das Datenverarbeitungssystem freie Kapazitäten hat (andernfalls wird ein *busy*-Signal gesendet), wird aus dem Raw-Trigger ein *Live-Trigger*. Auch die Zahl der Events, die einen Live-Trigger tragen, ist noch zu groß, um komplett weiterverarbeitet zu werden. Um nun bevorzugt spezielle Events, z. B. Events mit einem hochenergetischen Photon, aufzuzeichnen, werden für die verschiedenen Trigger verschiedene Skalierungsfaktoren definiert. Ein Skalierungsfaktor von 100 würde beispielsweise bedeuten, dass nur jedes 100. Event mit dem zugehörigen Trigger auch weiterverarbeitet wird. Entscheidet das GL1 anhand dieser Skalierungsfaktoren, dass das Event weiterverarbeitet werden soll, wird ein *Scaled-Trigger* gesetzt und über das *Granule Timing Module* (GTM) ein entsprechendes Signal an die FEMs gesendet.

Ist ein Event vom GL1 akzeptiert worden, wird die Detektorinformation dieses Events in über 375000 Kanälen an die *Data Collection Moduls* (DCM) übertragen. Hier werden die Daten formatiert und komprimiert. Außerdem sind die DCMs in der Lage, die Informationen von bis zu fünf Events kurzfristig zwischenspeichern.

Von den DCMs werden die formatierten Daten an den *Event Builder* weitergeleitet. Hier gelangen sie zu den *Assembly Trigger Processors* (ATP), die aus den

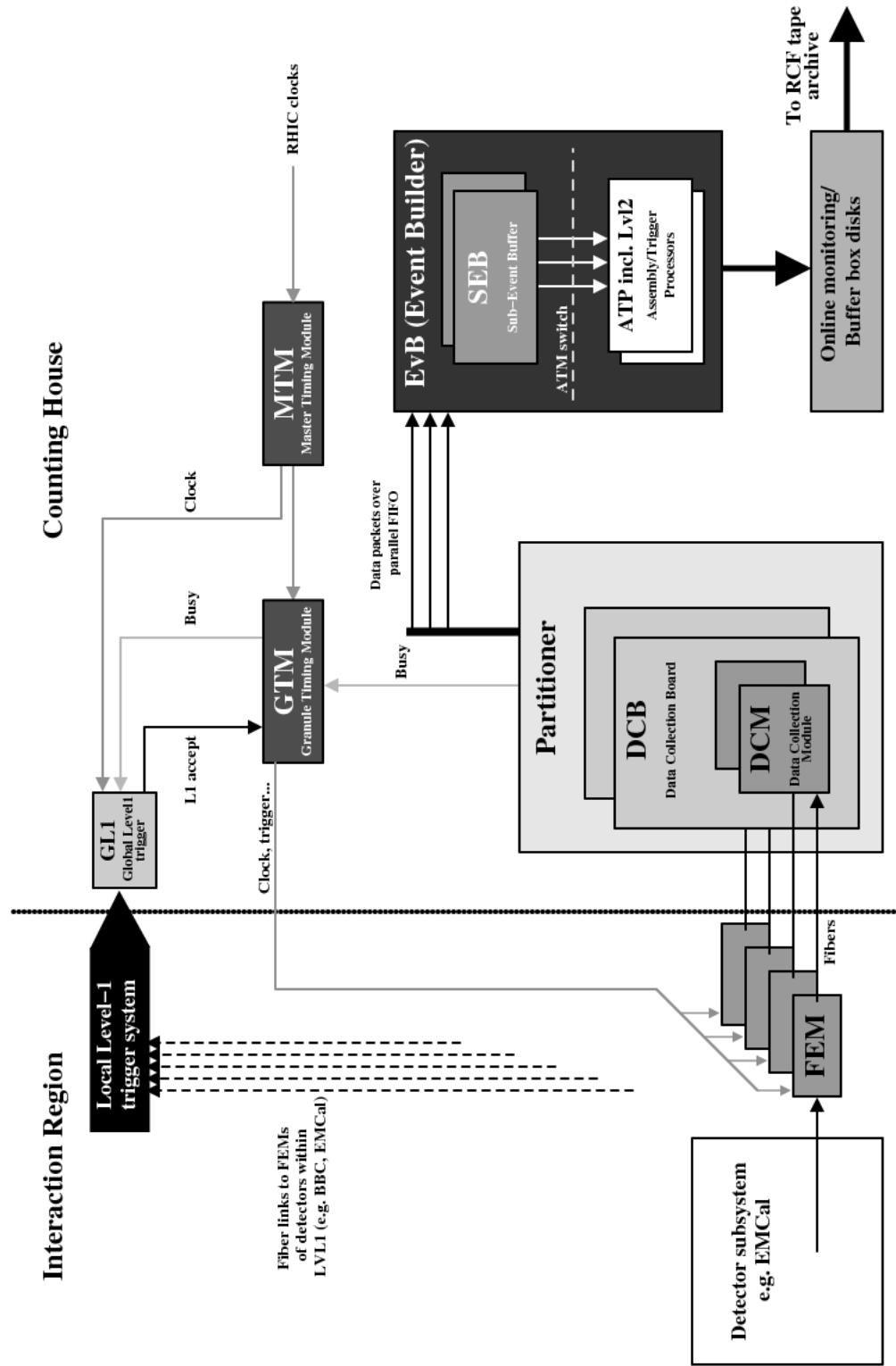


Abbildung 3.7: Skizze der Datenverarbeitung im PHENIX-Experiment [KB04].

einzelnen Datenfragmenten vollständige Events konstruieren und zur direkten Überwachung und Speicherung der Daten weiterleiten. Zusätzlich besteht hier die Möglichkeit, so genannte *Level2*-Trigger zu setzen. Dies sind Trigger, für deren Entscheidung etwas mehr Zeit benötigt wird, da hier Spurrekonstruktionen und Ähnliches berücksichtigt werden können. Sie sind, im Gegensatz zu den hardware-basierten Level1-Triggern, software-basiert. In dieser Analyse werden keine Level2-Trigger benutzt.

4. Datenanalyse

Aus den vorliegenden Detektorinformationen müssen für die Analyse zunächst physikalische Größen wie Energie- und Positionsinformationen gewonnen werden. Diese Daten werden in so genannten DSTs¹ gespeichert. Aus den DSTs werden verschiedene nanoDSTs erzeugt, die die jeweils für eine spezielle Analyse relevanten Daten enthalten. So liegt dieser Arbeit die Analyse von PWG² nanoDSTs zu Grunde. In diesem Kapitel werden verschiedene Kriterien vorgestellt, nach denen die Events in dieser Analyse klassifiziert werden.

4.1 Klassifizierung der Treffer

4.1.1 Zentralitätsklassen

Die Zentralität einer Kollision ist mit der in ihr entstehenden Energiedichte korreliert. Beim Übergang zu zentraleren Kollisionen steigt mit der Energiedichte auch die Multiplizität, das ist die Zahl der erzeugten Teilchen, in einer Kollision. Im Folgenden wird eine Kollision als *Event* bezeichnet. Die Multiplizität geladener Teilchen kann folglich als Maß für die Zentralität eines Events benutzt werden. Zur Messung der Multiplizität werden die BBC-Detektoren benutzt, sie messen für jedes Event ein Ladungsäquivalent, das als Maß für die Zahl der geladenen Teilchen benutzt werden kann. Nun werden Zentralitätsklassen erstellt, in denen die Zentralität jeweils in Relation zum gesamten Wirkungsquerschnitt angegeben wird. In dieser Analyse enthält z. B. die Zentralitätsklasse Cc08 die 10% zentralsten Events. Die in dieser Analyse gewählte Einteilung der Zentralitätsklassen kann Tabelle 4.1 entnommen werden. Die Minimum Bias-Zentralitätsklasse enthält alle analysierten Events. Für Einzelheiten zur Zentralitätsbestimmung siehe [NBH⁺⁰⁵].

¹Data Summary Table

²Photon Working Group

Klasse	Zentralitätsbereich
Cc00	80%-94%
Cc01	70%-80%
Cc02	60%-70%
Cc03	50%-60%
Cc04	40%-50%
Cc05	30%-40%
Cc06	20%-30%
Cc07	10%-20%
Cc08	0%-10%
Minb	0%-94%

Tabelle 4.1: Einteilung in Zentralitätsklassen. Die Bestimmung der Zentralität erfolgt mit Hilfe des BBC. Cc00 ist die peripherste, Cc08 die zentralste Klasse.

4.1.2 Auswahl von Runs und Events

In dieser Analyse werden Events benutzt, die als Minimum Bias Event getriggert wurden³. Zusätzlich wird ein BBC-Vertex zwischen -30 cm und 30 cm gefordert. Insgesamt entsprechen etwa $7,94 \cdot 10^8$ Events diesen Anforderungen und bilden so die Grundlage für diese Analyse.

Um den Bereich mit hohem Transversalimpuls mit ausreichender Statistik analysieren zu können, werden ERT-getriggerte Daten verwendet. Diese liegen in einem separaten Datensatz vor. Aus diesem werden die Events ausgewählt, die den ERTLL1_4×4b-Trigger in Koinzidenz mit der Minimum Bias-Triggerbedingung (BBCLL1) erfüllen (für nähere Informationen zu den benutzten Triggern siehe Kapitel 3.2). Etwa $1,5 \cdot 10^7$ Events erfüllen beide Triggerbedingungen. Da auch ein gewisser Teil des Minimum Bias-Datensatzes die ERT-Triggerbedingung erfüllt, teilen sich die gesamten Events in drei verschiedene Klassen auf:

- Minimum Bias getriggerte Events,
- Events, die sowohl den Minimum Bias- als auch den ERT-Trigger erfüllen,
- Events, die nur ERT-getriggert sind⁴.

Eine Auflistung aller verwendeter Runs ist in Anhang D zu finden.

4.1.3 Cuts

Nicht alle von der Cluster-Routine ausgewählten Treffer auf dem EMCAL wurden von Photonen hervorgerufen. Auch auf das EMCAL treffende Hadronen können einen Schauer verursachen. Zur Unterdrückung von Signalen, die vermutlich nicht durch Photonen erzeugt wurden, werden zwei verschiedene PID⁵ Cuts auf die EMCAL-Treffer angewendet. Der erste Cut verwirft alle Treffer, deren Schauerenergie unterhalb eines Schwellenwerts liegt (siehe Tabelle 4.2), während der zweite Cut die Form

³Beim Gebrauch des Begriffes Minimum Bias ist also je nach Zusammenhang entweder die Zentralitätsklasse oder der Trigger gemeint.

⁴Auch diese Events erfüllen die Minimum Bias-Triggerbedingung, jedoch wurde der Minimum Bias Scaled-Trigger nicht gesetzt.

⁵Particle Identification

des erzeugten Schauers analysiert. Die von Hadronen erzeugten Schauer sind in der Regel breiter als elektromagnetische Schauer. Die Analyse der Schauerform erfolgt in den beiden Detektoren auf unterschiedliche Art.

Im PbGl dient die Dispersion D als Maß für die Breite eines Schauers in eine Richtung. Sie berechnet sich wie folgt:

$$D_x = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \right)^2. \quad (4.1)$$

Auf Grund der endlichen Modulgröße muss die Dispersion wie folgt korrigiert werden:

$$D_{\text{korr},x} = D_x - (|\bar{x}| - \bar{x}^2). \quad (4.2)$$

Die Dispersion in y -Richtung wird analog berechnet und korrigiert.

Nur Treffer, bei denen die Dispersion sowohl in x - als auch in y -Richtung unterhalb einer Grenzdispersion liegt, werden von diesem Cut akzeptiert. Da die Breite eines Schauers abhängig vom Einfallswinkel θ der Photonen ist, wird eine winkelabhängige Grenzdispersion D_{Grenz} benutzt. Die Parameter wurden in [KB00] bestimmt:

$$D_{\text{Grenz}} = 0,27 - 0,145 \cdot \theta + 0,00218 \cdot \theta^2, \quad (4.3)$$

wobei θ in Grad angegeben wird.

Im PbSc wird die Energiedeposition in den Modulen eines Clusters mit der Parametrisierung eines elektromagnetischen Clusters gleicher Energie verglichen. Als Maß für die Abweichung der Energieverteilung von der Parametrisierung wird das χ^2 der Verteilung berechnet. Nur PbSc-Treffer, für die $\chi^2 < 3$ gilt, werden von diesem Cut akzeptiert (siehe [KB04] für Details zur Berechnung von χ^2).

Gemäß Tabelle 4.2 werden vier verschiedene PID-Klassen definiert. In der PID0-Klasse sind alle Treffer enthalten, während die anderen PID-Klassen nur diejenigen Treffer enthalten, die die Bedingung des jeweils angegebenen Cuts erfüllen.

4.1.4 Schlechte Module und Randmodule

Einige Module des EMCal sind defekt und werden schon bei der Produktion der DSTs ausgeschlossen. Einige weitere Module zeigen eine ungewöhnlich hohe Trefferzahl und werden deshalb im Nachhinein markiert. Hierzu wird eine Karte nicht

	Art des Cuts	PbGl	PbSc
PID0	kein Cut		
PID1	Energie-Cut	$E > 0,2 \text{ GeV}$	$E > 0,2 \text{ GeV}$
PID2	Schauerform-Cut	$\max(D_{\text{korr},x} D_{\text{korr},y}) < D_{\text{Grenz}}$	$\chi^2 < 3,0$
PID3	Energie-& Form-Cut	PID1 & PID2	PID1 & PID2

Tabelle 4.2: In dieser Analyse verwendete Cuts zur Photonidentifizierung.

zu verwendender Module erstellt. Da sich Treffer in der Regel über mehrere Module erstrecken, kann die Energieinformation von Treffern auf Modulen, die neben unbrauchbaren Modulen liegen, falsch sein. Aus diesem Grund werden auch die Nachbarn von defekten Modulen sowie Module, die am Rand eines Sektors liegen, von der Analyse ausgeschlossen (siehe Bild 4.1).

4.1.5 Skalierung der ERT-Daten

Um im Teil des Spektrums mit hohem Transversalimpuls noch gute Statistik zu erreichen, wird der ERT-Datensatz analysiert. In dieser Analyse werden ab einem Transversalimpuls von $p_T = 6,5 \text{ GeV}/c$ die ERT-getriggerten Daten genutzt. Wie die Minimum Bias Events müssen auch diese Events normiert werden. Die hierfür relevante Größe ist die Zahl der diesem ERT-Datensatz zu Grunde liegenden Minimum Bias Events, also die Größe eines Minimum Bias-Datensatzes, der so viele ERT-getriggerte Events enthält wie der vorliegende ERT-Datensatz. Diese Größe berechnet sich wie folgt:

$$N_{\text{norm}} = N_{\text{ERT}} \cdot f_{\text{norm}} \cdot f_{\text{korr}}, \quad (4.4)$$

wobei N_{ERT} die Zahl der ERT Events⁶ und f_{norm} einen Normierungsfaktor bezeichnen. f_{korr} ist ein Korrekturfaktor, der das Auftreten von Events, bei denen keine Kollision von Kupferkernen erwartet wurde, berücksichtigt.

⁶Angegeben ist die Formel für die Minimum Bias-Zentralitätsklasse. Bei der Normierung der einzelnen Zentralitätsklassen muss eine Gewichtung entsprechend der jeweiligen Zentralität berücksichtigt werden.

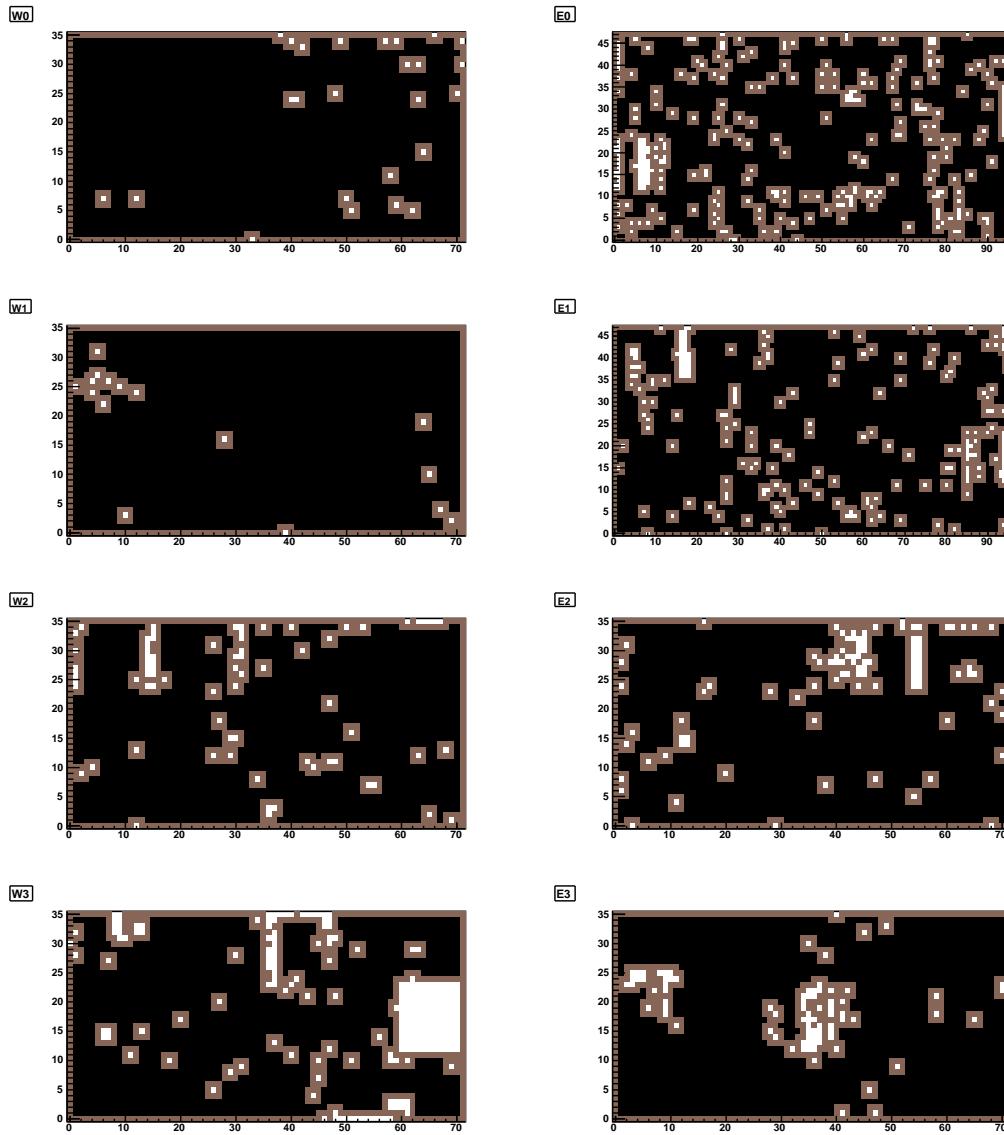


Abbildung 4.1: Aus der Analyse ausgeschlossene Module der einzelnen Sektoren. Als defekt identifizierte Module sind weiß markiert. Die ebenfalls ausgeschlossenen Nachbarmodule von defekten Modulen sowie Randmodule sind braun markiert, während akzeptierte Module schwarz gefärbt sind.

f_{norm} ist das Verhältnis von allen Minimum Bias Events (ob mit oder ohne ERT-Trigger) zu der Anzahl der Minimum Bias Events, die gleichzeitig den ERT-Trigger ausgelöst haben. Prinzipiell lässt sich dieser Faktor direkt aus der Zahl der für die Analyse benutzten Events berechnen. Allerdings weist der angewendete Vertex Cut ein ERT Event mit größerer Wahrscheinlichkeit als ein MB Event zurück, was zu einer Verfälschung des Normierungsfaktors führt. Aus diesem Grund wird der Normierungsfaktor aus den Skalierungszählern⁷ berechnet, die in der Run-Datenbank zur Verfügung stehen. Dieser Normierungsfaktor muss jedoch noch korrigiert werden, da einige aufgezeichnete Events zu Zeitpunkten gemessen werden, zu denen keine Kollision von Teilchenbündeln erwartet wird (diese werden als Events von *empty bunches* bezeichnet). Die hieraus resultierenden Daten werden in der Analyse nicht verwendet, sie beeinflussen aber die Skalierungszähler der Run-Datenbank. Der Anteil dieser Events ist im Minimum Bias- und dem ERT-Datensatz verschieden groß. Etwa $c_{MB} = 8,3\%$ der Minimum Bias, aber nur etwa $c_{ERT} = 1,7\%$ der ERT Events fallen nicht mit erwarteten Teilchenkollisionen zusammen. Der Korrekturfaktor ergibt sich entsprechend zu:

$$f_{\text{korr}} = \frac{1 - c_{MB}}{1 - c_{ERT}}. \quad (4.5)$$

In dieser Analyse berechnet sich der korrigierte Normierungsfaktor zu:

$$f_{\text{norm}} \cdot f_{\text{korr}} = 306,6. \quad (4.6)$$

Es müssen also durchschnittlich mehr als 300 Kollisionen, die die Minimum Bias-Triggerbedingung erfüllen, gemessen werden, um ein Event, das die ERT-Triggerbedingung erfüllt, aufzuzeichnen.

⁷Hierzu werden die in Kapitel 3.3 beschriebenen Live-Trigger benutzt.

5. Messung direkter Photonen

Die Bestimmung des Spektrums der direkten Photonen, wie sie in dieser Analyse durchgeführt wird, teilt sich in zwei wesentliche Schritte:

- Bestimmung des inklusiven Photonenspektrums,
- Bestimmung des Untergrundbeitrags durch Zerfallsphotonen (hauptsächlich π^0 - und η -Zerfälle).

Der Zerfallsuntergrund wird mit Hilfe einer Fast Monte Carlo-Simulation bestimmt. Wird das Verhältnis¹ von simulierten Zerfallsphotonen zu Pionen $(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}$ gebildet und mit dem im Experiment gemessenen Verhältnis $(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}$ verglichen, lässt sich das Spektrum direkter Photonen ableiten. Der Vergleich der beiden Größen geschieht über die Bildung des Verhältnisses

$$R_\gamma = \frac{(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}}{(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}}. \quad (5.1)$$

Da sich die Photonen aus direkten Photonen und Zerfallsphotonen zusammensetzen, liegt dieses Verhältnis ohne den Beitrag direkter Photonen bei 1, während der Beitrag direkter Photonen R_γ auf Werte > 1 ansteigen lässt.

5.1 Inklusive Photonen

Um aus dem vom EMCal gemessenen Spektrum das inklusive Photonenspektrum $(dN_\gamma/dp_T)_{\text{inkl}}$ abzuleiten, müssen verschiedene Korrekturen angewendet werden:

$$(dN_\gamma/dp_T)_{\text{inkl}} = \frac{1}{\varepsilon_\gamma \cdot a_\gamma \cdot (1 - f_{\text{konv}})} \cdot (1 - X_{\text{n}\bar{n}}) \cdot (1 - X_{\text{geladen}}) \cdot dN_{\text{Cluster}}/dp_T. \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet dN_{Cluster}/dp_T die unkorrigierte EMCal Cluster p_T -Verteilung (in der Regel nach der Anwendung von PID Cuts), X_{geladen} bezeichnet das Verhältnis

¹An dieser Stelle und im Folgenden bezeichnet die abgekürzte Schreibweise $\frac{\gamma}{\pi^0}$ die Zahl der γ pro π^0 : $\frac{N_\gamma}{N_{\pi^0}}$.

der nach Anwendung der jeweiligen PID Cuts verbleibenden geladenen Treffer zu allen Treffern, X_{nn} ist der Anteil der Neutronen und Antineutronen am verbleibenden neutralen Spektrum, ε_γ bezeichnet die (p_T - und zentralitätsabhängige) Rekonstruktionseffizienz, a_γ ist die geometrische Akzeptanz (die Verschlechterung der Akzeptanz durch unbrauchbare Module wird hier berücksichtigt) und f_{konv} bezeichnet den Konversionskorrekturfaktor für Photonen. Zusätzlich wird in dieser Analyse der bei hohem Transversalimpuls auftretende Effekt verschmelzender Cluster korrigiert, dies geschieht jedoch erst bei der Bildung von R_γ (siehe Kapitel 5.2.2). Da das EMCal des PHENIX-Experiments aus zwei verschiedenen Subsystemen besteht, bietet sich die Möglichkeit, die Daten beider Detektortypen getrennt voneinander zu analysieren und nachher miteinander zu vergleichen. Diese Vorgehensweise liefert einen ersten Anhaltspunkt für die Verlässlichkeit des erhaltenen Ergebnisses.

5.1.1 Akzeptanz

Durch die Akzeptanzkorrektur werden zwei Effekte berücksichtigt. Einerseits deckt das EMCal nicht den gesamten Raumwinkelbereich ab, andererseits liefern nicht alle Module des EMCal zuverlässige Informationen (siehe hierzu Kapitel 4.1.4). Beide Tatsachen führen dazu, dass auf dem aktiven Teil des Detektors weniger Teilchen auftreffen als bei der Kollision erzeugt wurden. Dieser Sachverhalt soll durch die Akzeptanzkorrektur berücksichtigt werden. Sie berechnet sich als Verhältnis aus der Anzahl auf den aktiven Teil des Detektors auftreffender Teilchen $f_{\text{aktiv}}(p_T)$ zur Anzahl der emittierten Teilchen $f_{\text{emit}}(p_T)$:

$$a_\gamma(p_T) = \frac{f_{\text{aktiv}}(p_T)}{f_{\text{emit}}(p_T)}. \quad (5.3)$$

Um die Akzeptanzkorrektur zu bestimmen, wird eine Fast Monte Carlo-Simulation² eingesetzt. Hierzu werden Photonen mit folgenden Eigenschaften simuliert:

- flache p_T -Verteilung zwischen $0^{\text{GeV}/c}$ und $48^{\text{GeV}/c}$,
- gleichförmige Vertexverteilung $|z_{vtx}| \leq 30 \text{ cm}$,
- gaußförmige Rapiditätsverteilung zwischen $-0.45 \leq y \leq 0.45$,

²In einer Fast Monte Carlos-Simulation werden Ereignisse gemäß vorgegebener Parameter mit Hilfe von Zufallszahlen simuliert.

- gleichförmige Verteilung in ϕ .

In einer flachen p_T -Verteilung repräsentiert das Zentrum eines jeden Bins auch den Mittelwert. Das erwartete p_T -Spektrum fällt jedoch steil ab. Hier repräsentiert das Zentrum der Bins nicht mehr den Mittelwert. Wird für die Simulation also ein flaches p_T -Spektrum benutzt, wird die Akzeptanzkorrektur verfälscht (dieser Effekt wird bei steigender Bin-Größe größer). Um dem entgegenzuwirken, wird das simulierte Photonenspektrum mit dem p_T -Spektrum inklusiver Photonen gewichtet. Da dieses Spektrum zum Zeitpunkt der Simulation noch unbekannt ist, wird zunächst eine Gewichtung mit der erwarteten Form des Spektrums vorgenommen. Mit der auf dieser Grundlage simulierten Akzeptanz wird eine Analyse durchgeführt. Die Form des inklusiven Photonenspektrums dient nun als neue Parametrisierung des Photonenspektrums in der Akzeptanzanalyse. Dieser Vorgang wird so oft wiederholt bis das zur Gewichtung benutzte Spektrum hinreichend genau mit dem in der Analyse erhaltenen Spektrum übereinstimmt. Abbildung 5.1 zeigt die mit dieser Methode erhaltene Akzeptanz. Wird lediglich die Raumwinkelabdeckung der Detektoren betrachtet, würde für das Verhältnis der Akzeptanzen von PbSc und PbGl $\frac{a_{\gamma\text{PbSc}}}{a_{\gamma\text{PbGl}}}$ ein Wert von etwa 3 erwartet werden. Dass das tatsächliche Verhältnis deutlich von diesem Wert abweicht, ist auf den Einfluss aus der Analyse ausgeschlossener Module zurückzuführen. Im PbGl-Detektor wird ein wesentlich höherer Anteil der Module aus der Analyse ausgeschlossen als im PbSc-Detektor (siehe Abbildung 4.1).

Bei nicht senkrechtem Photoneneinfall kann sich das Modul, in dem die meiste Energie deponiert wird, von dem Modul, auf das der Schauer auftrifft, unterscheiden. Auch Treffer, bei denen das Photon auf einem aktiven Modul auftrifft, müssen daher verworfen werden, wenn die maximale Energiedeposition in einem von der Analyse ausgeschlossenen Modul stattfindet. Dadurch verschlechtert sich die Akzeptanz. Da die Tiefe der von Photonen im Kalorimeter erzeugten elektromagnetischen Schauer mit steigender Photonenergie anwächst, müssen hochenergetische Treffer im Vergleich zu Treffern mit niedriger Energie mit einer höheren Wahrscheinlichkeit verworfen werden. Dieser Effekt wird in der Simulation berücksichtigt und ist in Abbildung 5.1 als Abfallen der Akzeptanz mit steigendem Transversalimpuls zu beobachten.

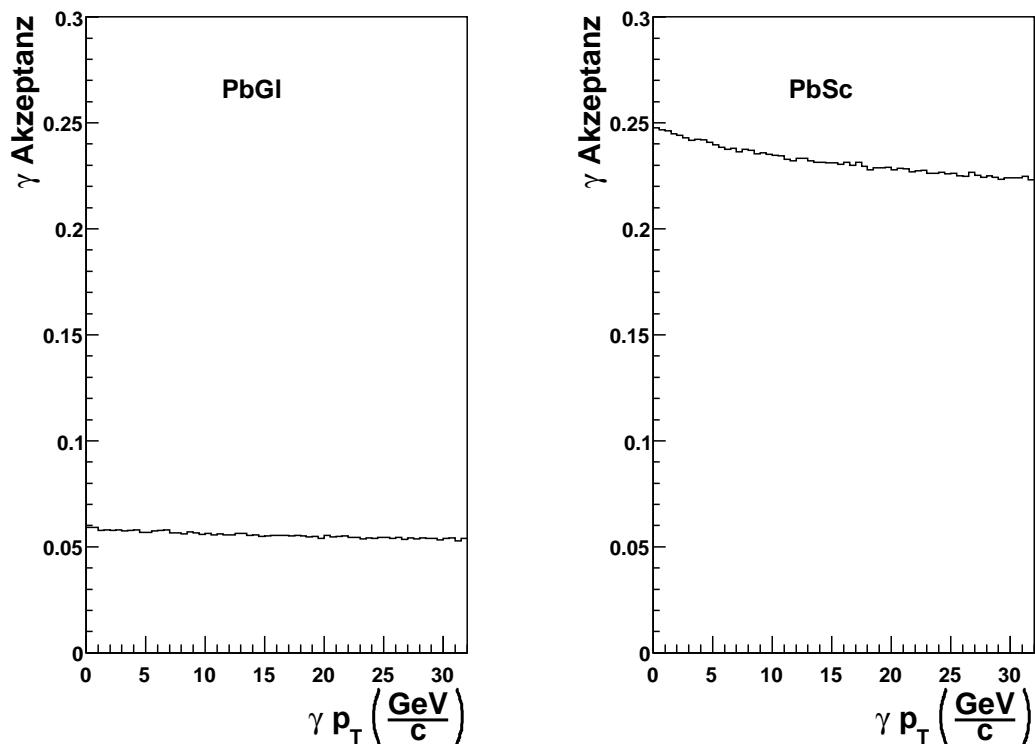


Abbildung 5.1: Akzeptanz für einzelne Photonen für PbGl (links) und PbSc (rechts). Der Effekt von aus der Analyse ausgeschlossenen Modulen ist berücksichtigt. Die Akzeptanz wurde mit Hilfe einer Fast Monte Carlo-Simulation bestimmt.

	Sektor	ERT-Triggerakzeptanz
PbGl	E0	0,84
	E1	0,94
PbSc	E2	0,82
	E3	0,47
	W0	0,95
	W1	0,99
	W2	0,88
	W3	0,53

Tabelle 5.1: Verwendete ERT-Triggerakzeptanzen der einzelnen Sektoren. Sie berechnen sich als Verhältnis der Module, die sowohl zur Messung als auch für den ERT-Trigger benutzt werden können, zu allen in der Messung benutzten Modulen.

5.1.2 ERT-Triggerakzeptanz

Für die Akzeptanz des ERT-Triggers muss neben der beschriebenen Akzeptanz des EMCAL noch ein weiterer Effekt berücksichtigt werden. Nicht alle funktionierenden Module (siehe Abbildung 4.1) stehen auch für den ERT-Trigger zur Verfügung, da einige FEMs keine Daten an den Trigger liefern. Die Triggerakzeptanz eines Sektors berechnet sich folglich als Verhältnis der Anzahl der Module in diesem Sektor, die für die Analyse verwendet werden und deren FEM für den ERT-Trigger zur Verfügung steht $N^{\text{MB\&ERT}}$, zur Anzahl der Module, die insgesamt für die Analyse gebraucht werden können N^{MB} :

$$a_{\text{ERT}} = \frac{N^{\text{MB\&ERT}}}{N^{\text{MB}}}. \quad (5.4)$$

Das aus dem ERT-Datensatz gewonnene Photonenspektrum eines Sektors wird mit dem Kehrwert der ERT-Triggerakzeptanz des Sektors gewichtet. Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht der verwendeten ERT-Triggerakzeptanzen.

5.1.3 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz (im Folgenden kurz Effizienz genannt) ist definiert als Verhältnis des vom Detektor gemessenen Spektrums $f_{\text{aus}}(p_T)$ zum auf den Detektor treffenden Spektrum $f_{\text{ein}}(p_T)$:

$$\epsilon(p_T) = \frac{f_{\text{aus}}(p_T)}{f_{\text{ein}}(p_T)}. \quad (5.5)$$

Die Effizienz wird in der für die Akzeptanzbestimmung gebrauchten Simulation für jede Zentralitätsklasse und jeden PID Cut simuliert. Die Hauptursache für die Unterschiede zwischen dem gemessenen und dem auf den Detektor treffenden Photonen-Spektrum liegt in der begrenzten Energieauflösung des Detektors. Hierdurch werden Photonen fälschlicherweise benachbarten p_T -Bins zugeordnet. In einem flachen Spektrum resultiert aus diesem Effekt keine effektive Umverteilung, da die Anzahl der Photonen eines Bins, die fälschlicherweise den Nachbarbins zugeordnet wird, und die Anzahl der Photonen, die diesem Bin fälschlicherweise aus Nachbar-Bins zugeordnet wird, identisch sind. In einem abfallenden Spektrum, wie es in dieser Analyse erwartet wird, wird jedoch eine effektive Umverteilung zu höheren Transversalimpulsen erwartet. Aus diesem Grund ist für weite Teile des p_T -Spektrums $\epsilon(p_T) > 1$ (siehe Abbildung 5.2). Die begrenzte Energieauflösung des Detektors wird in der Simulation durch eine Verschmierung der Energieinformation simuliert.

5.1.4 Geladene Teilchen

Das vom EMCal gemessene Spektrum enthält auch geladene Teilchen. Diese müssen vom Spektrum subtrahiert werden, um das Photonenspektrum zu erhalten. Im Wesentlichen treten zwei Arten geladener Teilchen auf: Einerseits geladene Hadronen, andererseits Elektronen und Positronen aus Photonenkonversionen.

Da das elektromagnetische Kalorimeter für den Nachweis elektromagnetischer Schauer konzipiert ist, können Hadronen nicht effektiv nachgewiesen werden. Ihnen bietet das EMCal nur etwa eine hadronische Wechselwirkungslänge, so dass nur ein Teil der Hadronenenergie im EMCal deponiert wird. Der hadronische Beitrag ist folglich vor allem im Bereich niedrigen Transversalimpulses sichtbar. Die bei höheren Transversalimpulsen nachgewiesenen geladenen Teilchen sind hauptsächlich

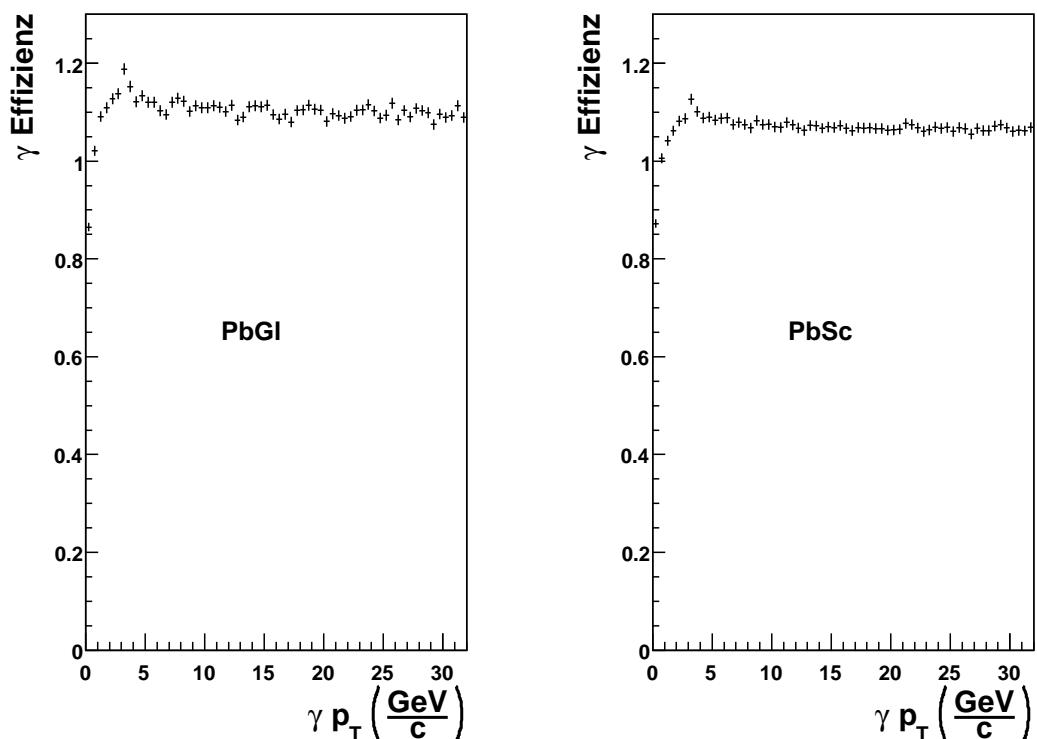
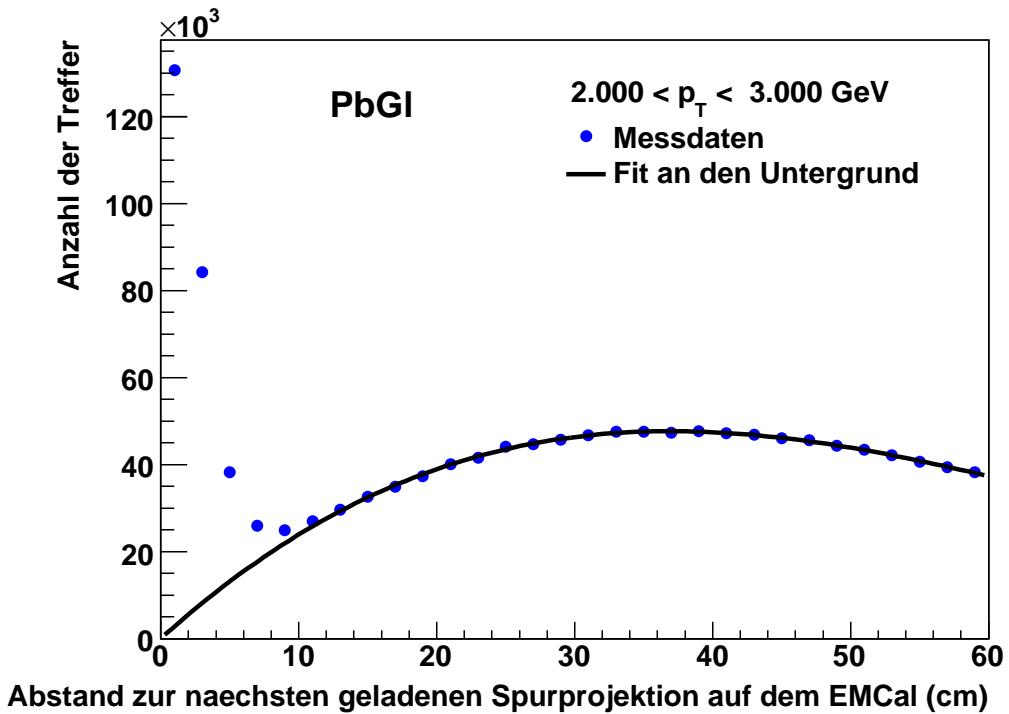


Abbildung 5.2: Rekonstruktionseffizienz für Photonen im PbGl und im PbSc (PID2 Cut, Minimum Bias-Zentralitätsklasse). Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz wurde eine Fast Monte Carlo-Simulation eingesetzt.

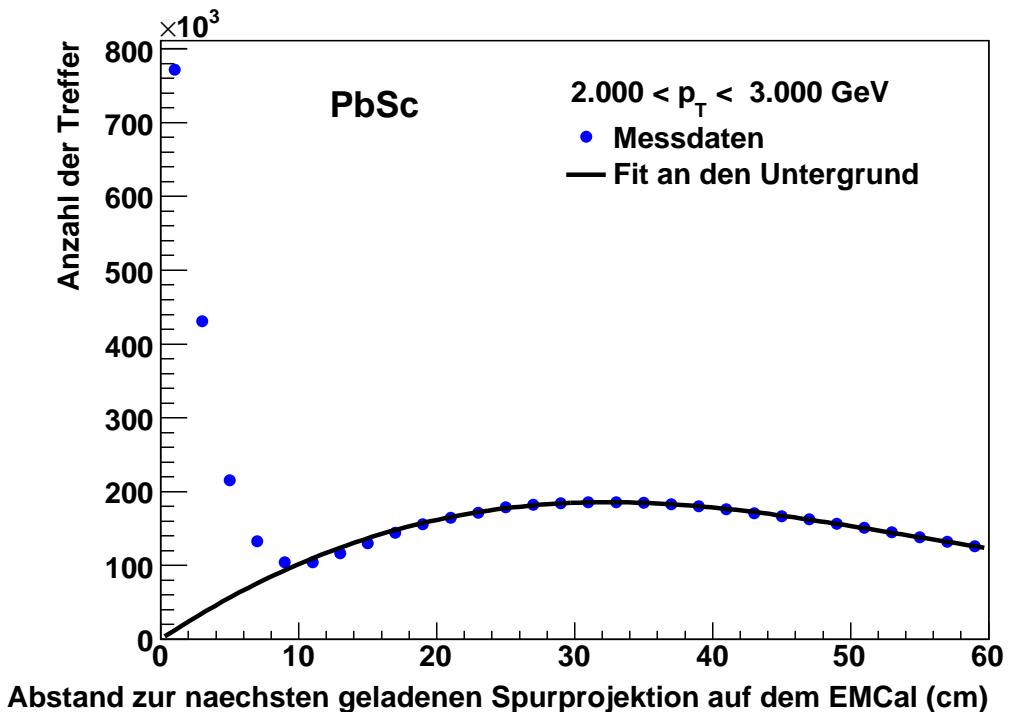
Elektronen und Positronen aus Photonenkonversionen. Folglich muss die Korrektur geladener Teilchen abhängig vom Transversalimpuls sein. Der PID2 Cut wird eingeführt, um den hadronischen Anteil der Treffer zu unterdrücken, daher muss die Korrektur auch für alle PID-Klassen separat durchgeführt werden. Zusätzlich werden alle Zentralitätsklassen einzeln korrigiert.

Zur Bestimmung des Anteils der geladenen Teilchen wird eine statistische Methode benutzt. Als Veto-Detektor für geladene Teilchen wird der PC3-Detektor eingesetzt. Hierzu werden alle PC3-Treffer senkrecht auf die Oberfläche des EMCal projiziert. Nun wird für jeden EMCal-Treffer der Abstand zum nächsten geladenen Treffer bestimmt. Dies geschieht separat für jeden PID Cut, jede Zentralitätsklasse und für verschiedene p_T -Bereiche. Von den so erhaltenen Verteilungen der Abstände zwischen EMCal-Treffer und nächstem geladenen Treffer muss der kombinatorische Untergrund subtrahiert werden. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Polynom vierten Grades benutzt, dessen konstanter Term auf Null gesetzt wird, um der physikalischen Randbedingung, dass die Korrektur durch den Ursprung gehen soll, zu genügen. Die übrigen Parameter des Polynoms werden so gewählt, dass sie den Teil des Spektrums oberhalb eines Abstandes von 20 cm möglichst gut beschreiben. In diesem Bereich sollte das Signal praktisch nur noch aus dem kombinatorischen Untergrund bestehen. Für beide Detektortypen ist ein Spektrum der Abstandsverteilung in Abbildung 5.3 zu sehen. Im nächsten Schritt wird der Untergrund von der Verteilung subtrahiert. Die Zahl der geladenen Treffer ergibt sich durch Integration des verbleibenden Peaks. Als Integrationsfenster wird der Bereich zwischen 0 cm und 30 cm gewählt. Die erhaltene Anzahl geladener Treffer muss noch um die Effizienz des PC3-Detektors korrigiert werden. Diese Effizienz wird zu 90% abgeschätzt, ihre Unsicherheit ist in der systematischen Unsicherheit der gesamten Korrektur enthalten (siehe 5.1.8). Durch Division der so erhaltenen Zahl der geladenen Treffer durch die gesamte Zahl an EMCal-Treffern ergibt sich der relative Anteil geladener Teilchen X_{geladen} (siehe Abbildung 5.4).

In früheren Analysen (z. B. [KB04]) war es üblich, den Untergrund nicht durch einen Fit, sondern mit Hilfe der *Event Mixing*-Methode zu beschreiben. Um den Untergrund mit dieser Methode zu beschreiben, wird für die EMCal-Treffer eines Events der Abstand zum nächsten geladenen Treffer aus einem anderen Event gesucht. Da die beiden Events unabhängig voneinander sind, ist in der resultierenden



(a) PbGl



(b) PbSc

Abbildung 5.3: Verteilung der Abstände zur nächsten geladenen Spurprojektion auf dem EMCAL. Der Untergrund wird durch ein Polynom vierten Grades beschrieben, dessen konstanter Term auf 0 gesetzt wurde.

Verteilung nur der kombinatorische Untergrund, jedoch kein Beitrag von EMCal-Treffern und korrelierten geladenen Treffern enthalten. Dieses Verfahren ist in dieser Analyse auf Grund der Struktur der vorliegenden DSTs nicht möglich. In den aktuell vorliegenden DSTs werden nicht mehr, wie in älteren DSTs, die Positionen aller PC3-Treffer abgespeichert, sondern lediglich die Positionen derjenigen Treffer, die für einen EMCal-Treffer desselben Events als nächstliegender geladener Treffer identifiziert wurden. Wird in den vorliegenden DSTs zu einem EMCal-Treffer der nächstliegende geladene Treffer aus einem anderen Event gesucht, steht nur eine Untergruppe aller geladener Treffer zur Verfügung. Dies führt zu einer systematischen Verfälschung der Verteilung in Richtung größerer Abstände. Der Vergleich mit anderen Analysen, in denen das Event Mixing zum Einsatz kam, zeigt jedoch, dass die Form des Untergrundes durch das gewählte Polynom gut beschrieben werden kann.

Die unterschiedlichen Detektionsmechanismen der verwendeten Detektortypen spiegeln sich im gemessenen Anteil der geladenen Teilchen wider: Im PbGl-Detektor können nur Teilchen eines hadronischen Schauers, deren Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, detektiert werden, da nur sie Čerenkovstrahlung erzeugen. Daher ist der Anteil vom Detektor gemessener geladener Teilchen für den PbGl-Detektor im Bereich niedrigen Transversalimpulses – hier werden die Hadronen erwartet – kleiner als im PbSc-Detektor. Die Hadronenunterdrückung des PID2 Cuts ist in beiden Detektortypen deutlich zu erkennen (siehe Abbildung 5.4).

Der Anteil geladener Teilchen scheint für hohe Transversalimpulse konstant zu sein. Um die durch schlechtere Statistik verursachten Schwankungen der Korrektur in diesem Bereich auszugleichen, wird für die Korrektur ab einem Transversalimpuls von $p_T = 3 \text{ GeV}/c$ eine Konstante benutzt. Diese wird durch einen Fit an die Korrekturdaten bestimmt.

Alternativ zur PC3 kann auch die Driftkammer als Vetodetektor für geladenen Teilchen benutzt werden. Die hierfür notwendigen Informationen sind in den so genannten CNT³ nanoDSTs gespeichert. Da in diesen Dateien alle geladenen Treffer gespeichert werden, wurde der kombinatorische Untergrund über die Event Mixing-

³Central Tracking

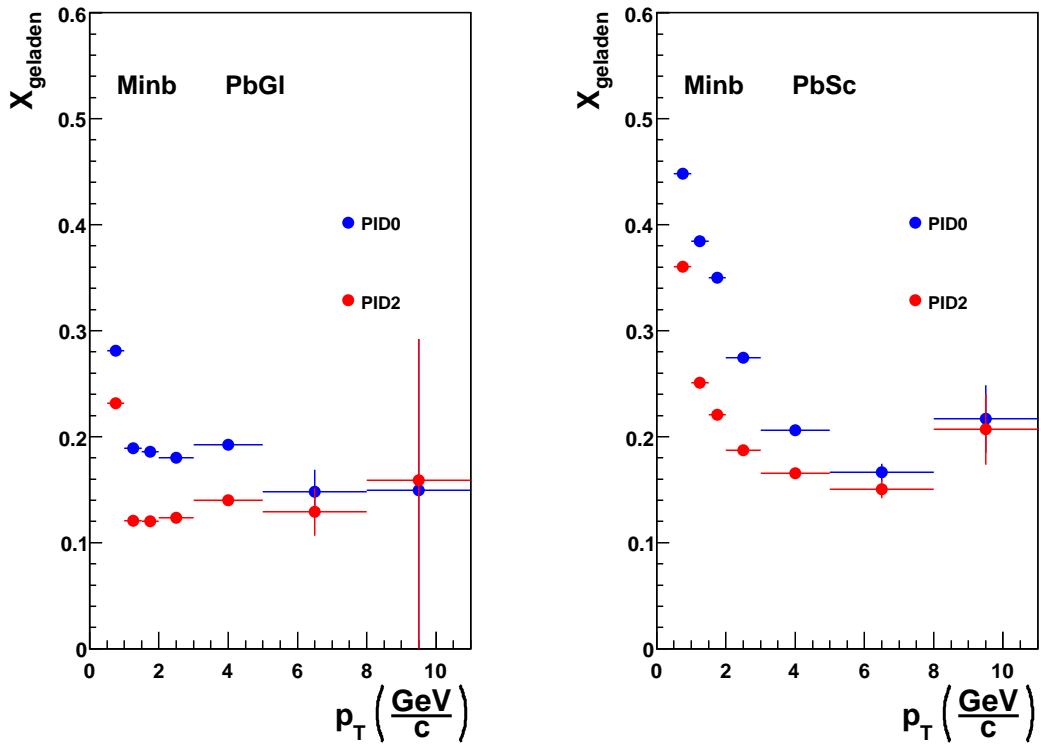


Abbildung 5.4: Anteil geladener Treffer an allen Treffern in der Minimum Bias-Zentralitätsklasse.
Als Vetodetektor wurde die PC3 benutzt.

Methode bestimmt. Auf Grund von Konversionen zwischen DC und PC3 wird in der DC ein geringerer Beitrag geladener Teilchen erwartet. Der mit der Driftkammer bestimmte Anteil geladener Teilchen ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Für die Analyse werden diese Daten jedoch nicht benutzt.

5.1.5 Neutronen und Antineutronen

Nachdem die geladenen Teilchen wie beschrieben aus dem Spektrum entfernt wurden, muss eine weitere Korrektur vorgenommen werden, da das verbleibende neu-

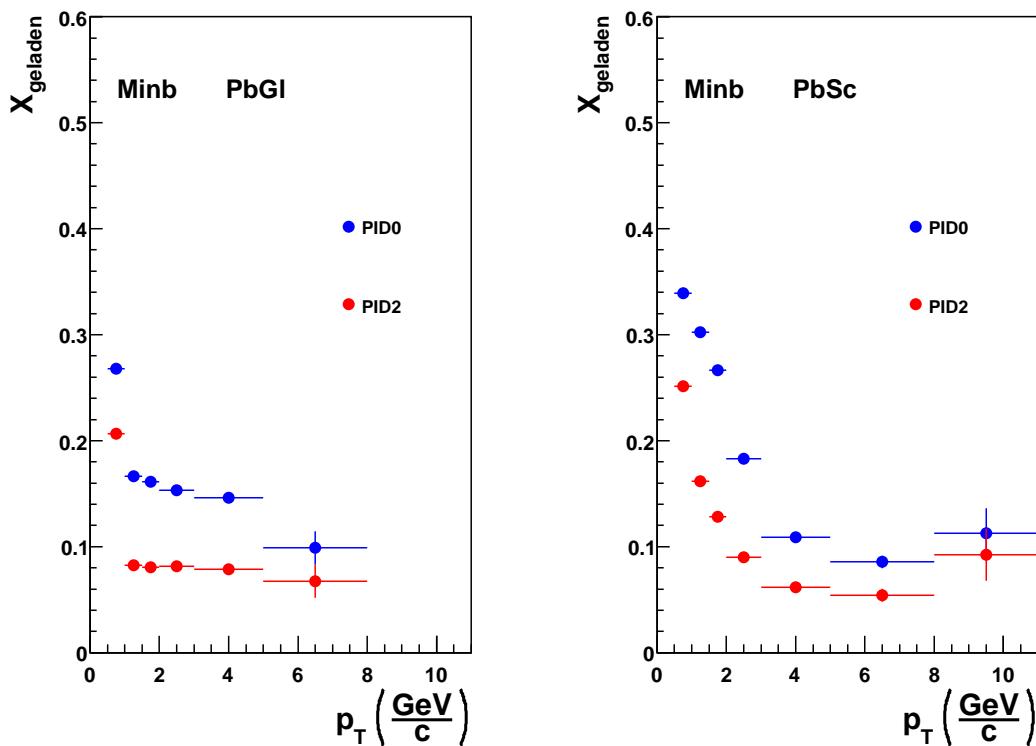


Abbildung 5.5: Anteil geladener Treffer an allen Treffern in der Minimum Bias-Zentralitätsklasse.
Als Vetodetektor kam die Driftkammer zum Einsatz.

trale Spektrum noch Treffer von Neutronen und Antineutronen⁴ enthält. Für die Korrektur sind zwei verschiedene Größen zu bestimmen:

- das erwartete Neutronenspektrum,
- die Effizienz des EMCAL für Neutronen.

In [K⁺05] wurde das Protonenspektrum in Cu+Cu Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ in Run 5 untersucht. Werden folgende Annahmen bezüglich der Nukleonenproduktion in Ionenkollisionen gemacht, kann das Neutronenspektrum aus diesen Daten berechnet werden:

⁴Im Folgenden wird der Begriff Neutronen als Oberbegriff sowohl für Neutronen als auch für Antineutronen benutzt.

- die Produktion von Nukleonen ist unabhängig vom Isospin,
- die Produktionsraten von Teilchen und Antiteilchen sind identisch.

Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass nicht alle gemessenen Nukleonen in der Ionenkollision erzeugt werden. Einige der Nukleonen stammen aus Zerfällen (hauptsächlich Zerfälle von Λ und $\bar{\Lambda}$) oder waren Konstituenten der kollidierenden Kerne.

In [KB04] wurde das Neutronenspektrum auf ähnliche Art aus dem Protonenspektrum bestimmt. Die Protonenspektren waren jedoch bereits um den Beitrag der Zerfallsprotonen korrigiert (diese Korrektur wird als *feeddown*-Korrektur bezeichnet). Unter Berücksichtigung dieses Unterschiedes wird die Korrektur in dieser Analyse analog durchgeführt.

Das Neutronen- bzw. Antineutronenspektrum lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_{\bar{n}} = \frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_{\bar{p}} (1 - f_{\text{feed}\bar{p}} (1 - f_{\text{Zweig}})), \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_n &= \frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_{\bar{p}} (1 - f_{\text{feed}\bar{p}} (1 - f_{\text{Zweig}})) \\ &\quad + \left(f_{\text{feed}p} \cdot \frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_p - f_{\text{feed}\bar{p}} \cdot \frac{d^2N}{dp_T dy} \Big|_{\bar{p}} \right) \frac{A - Z}{Z}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

wobei $f_{\text{feed}p/\bar{p}}$ der Anteil an Protonen bzw. Antiprotonen ist, der nicht aus Zerfällen stammt, und f_{Zweig} das Verzweigungsverhältnis von Λ oder $\bar{\Lambda}$ zwischen den Zerfallskanälen, die ein Proton bzw. ein Neutron enthalten: $f_{\text{Zweig}} = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow n\pi^0)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow p\pi^-)} = \frac{35.8}{63.9}$ (Verzweigungsverhältnis aus [Y⁺06]). A bezeichnet die Nukleonenzahl in Kupferkernen, während Z die Zahl der Protonen in einem Kupferkern bezeichnet.

Der zweite Summand in (5.7) beschreibt den Beitrag von Neutronen aus dem Kern, wobei das Verhältnis von Neutronen zu Protonen in Kupferkernen berücksichtigt wird.

Der Anteil der aus Zerfällen stammenden Protonen ist [CKV03] entnommen. Dort wurden Au+Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ analysiert.

Um das vom EMCal gemessene Signal aus diesem Spektrum zu bestimmen, müssen noch eine Akzeptanz- und eine Effizienzkorrektur angewendet werden. Für die

Bestimmung der Akzeptanzkorrektur wird die Fast Monte Carlo-Simulation benutzt, mit der auch die Photonenakzeptanz simuliert wurde. Da für diese das Eingangsspektrum mit dem erwarteten Photonenspektrum gewichtet wurde (siehe 5.1.1) und dies nicht dem Neutronenspektrum entspricht, wird für die Simulation der Akzeptanzkorrektur für Neutronen ein flaches Eingangsspektrum benutzt.

In dieser Analyse wird die Effizienz auf zwei verschiedene Weisen bestimmt. Einerseits wird eine GEANT-Simulation für Neutronen benutzt, andererseits werden die Ergebnisse einer *particle embedding* Simulation verwendet (hierbei werden simulierte Teilchen in echte EMCAL Events eingebettet und dann analysiert). Beide Simulationen wurden in [KB04] im Rahmen einer Analyse von Au+Au Kollisionen durchgeführt, hier können auch nähere Informationen zu den Simulationen gefunden werden. Die Ergebnisse der *particle embedding*-Simulation sind von der Teilchenmultiplizität der zu Grunde liegenden Events abhängig. Aus diesem Grund wird für jede in dieser Analyse benutzte Zentralitätsklasse ein Zentralitätsbereich in Au+Au-Kollisionen ausgewählt, der einer ähnlichen Anzahl von an der Kollision beteiligten Nukleonen N_{part} entspricht. Die Werte für N_{part} wurden [Rey03] (Au+Au) bzw. [Rey05] (Cu+Cu) entnommen. Das nach angewandter Akzeptanz- und Effizienzkorrektur erhaltene Spektrum ist die Detektorantwort für Neutronen.

Der Anteil der Neutronen am neutralen Spektrum $X_{n\bar{n}}$ wird bestimmt, indem die Detektorantwort für Neutronen durch das neutrale Spektrum geteilt wird (siehe Abbildung 5.6). Das Maximum der Korrektur etwas unterhalb von $p_T = 2 \text{ GeV}/c$ ist auf Neutron-Antineutron-Annihilationen zurückzuführen. Die in diesem Prozess entstehenden Photonen können im EMCAL sehr effektiv nachgewiesen werden.

5.1.6 Konversionen

Hat ein Photon eine Energie, die größer als die doppelte Ruhemasse eines Elektrons ist, kann aus diesem Photon durch Konversion ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Auch Elektronen und Positronen verursachen ähnlich wie Photonen beim Auftreffen auf das EMCAL einen elektromagnetischen Schauer. Die zugehörigen Treffer werden jedoch durch die Korrektur geladener Teilchen vom Spektrum subtrahiert. Sie sollen durch die Konversionskorrektur wieder berücksichtigt werden.

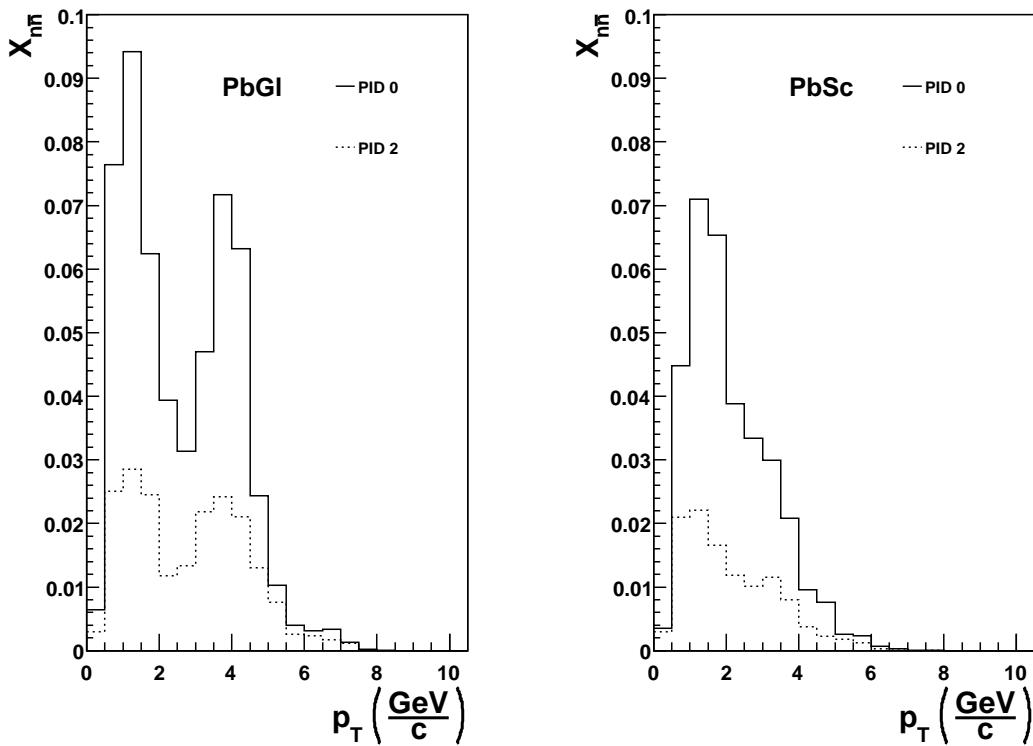


Abbildung 5.6: Anteil von Neutronen und Antineutronen am neutralen Spektrum. Die Detektoreffizienz wurde mit Hilfe einer GEANT-Simulation bestimmt.

Findet die Konversion im Bereich des zentralen Magnetfeldes statt, werden Elektron und Positron auf Grund ihrer entgegengesetzten Ladungen auf verschiedene Bahnen gelenkt. Findet die Konversion dagegen außerhalb des Magnetfeldes (also im RICH oder später) statt, können Elektron und Positron vom EMCAL nicht vom ursprünglichen Photon unterschieden werden, da der Öffnungswinkel zwischen den Leptonen sehr klein ist. Dennoch müssen auch diese Konversionen berücksichtigt werden, da sie als geladene Teilchen registriert werden. Es werden zwei Möglichkeiten aufgezeigt, mit denen die Größe der Konversionskorrektur bestimmt werden kann:

Die erste Methode zur Berücksichtigung von Konversionen ist die Abschätzung der Konversionswahrscheinlichkeit p_{konv} für ein Photon. Diese kann aus der Strahlungslänge X_{0i} , einer Materialeigenschaft des Materials i , berechnet werden. Bei je-

der Konversion entstehen zwei geladene Teilchen, diese können jedoch vom EMCal in der Regel nicht voneinander getrennt werden. Die Konversionswahrscheinlichkeit für ein Photon ist demnach identisch zu der anzuwendenden Konversionskorrektur. Die gesamte Konversionswahrscheinlichkeit für ein Photon, das in verschiedenen Materialen jeweils die Strecke X_i zurückgelegt hat, berechnet sich zu:

$$p_{\text{konv}} = 1 - \exp \left(-\frac{7}{9} \cdot \sum_i \frac{X_i}{X_{0i}} \right). \quad (5.8)$$

Da die PC3 als Veto-Detektor für geladene Teilchen benutzt wird, muss alles Material zwischen Vertex und PC3 berücksichtigt werden. Jedoch können auch Konversionen im PC3-Detektor selbst, abhängig von der genauen Position der Konversion, vom PC3-Detektor registriert werden. Inwieweit das Material der PC3 selbst in der Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden sollte, ist nicht einfach zu entscheiden. Wie in [d'E04] vorgeschlagen, wird in dieser Analyse die halbe Strahlungslänge der PC3 verwendet. Eine Zusammenfassung der im Detektor verwendeten Materialien und der zugehörigen Strahlungslängen findet sich in Tabelle 5.2.

In [KBRA05] wurde eine Simulation benutzt, um die Konversionskorrektur f_{konv} zu bestimmen. Zum einen berücksichtigt sie, wie die Abschätzung der Konversionswahrscheinlichkeit, dass der Teil der Photonen, bei denen vor der PC3 eine Konversion in ein Elektron-Positron-Paar stattfindet, in der Korrektur für geladene Teilchen abgezogen wird, zum anderen hat die Simulation aber den Vorteil, dass sie zusätzlich verschiedene Detektoreffekte berücksichtigt, da sie die Detektoreffizienz für Photonen bzw. Elektron-Positron-Paare aus Konversionen simuliert. In der dieser Simulation zu Grunde liegenden Analyse werden Daten aus Run 2 benutzt. Einige Änderungen des Detektoraufbaus sind in der Zwischenzeit vorgenommen worden und müssen von daher berücksichtigt werden: Der in Run 2 noch vorhandene MVD wurde, genauso wie die Heliumballons⁵ zwischen MVD und DC, entfernt. Die Erweiterung der TEC um sechs Fasermatten zur Erzeugung von Übergangsstrahlung wurde erst nach Run 2 vorgenommen. Außerdem war der zwischen PC2 und PC3 im Sektor W1 positionierte Aerogel Detektor während Run 2 noch nicht installiert. Um die aus der Simulation erhaltene Konversionskorrektur für Run 2 auf den

⁵Diese waren bei Run 2 nicht während der Protonenmessung, jedoch während der meisten Zeit der Au+Au Messung installiert.

	PbSc			PbGl
	Ost	W0, W2, W3	W1	
Strahlrohr, Luft + DC	1,3%	1,3%	1,3%	1,3%
PC1	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
RICH	2,1%	2,1%	2,1%	2,1%
PC2 + Luft	-	2,7%	2,7%	-
TEC/TRD	6,4%	-	-	6,4%
Aerogel	-	-	20%	-
PC3	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
Σ	12,2%	8,5%	28,5%	12,2%
p_{konv}	9,1%	6,4%	19,9%	9,1%
	9,6%			

Tabelle 5.2: Material zwischen Vertex und PC3 in Einheiten der Strahlungslänge. Die Strahlungslänge des PC3 ist nur zur Hälfte berücksichtigt. Alle Werte sind [d'E04] entnommen.

	PbSc Ost	W0, W2, W3	W1	PbSc	PbGl
skalierte Simulation	8,9%	5,9 %	21,5%	9,8%	8,9%
Berechnung	9,1%	6,4%	19,9%	9,6%	9,1%

Tabelle 5.3: Vergleich der aus der Skalierung einer Simulation erhaltenen Konversionskorrektur und der Abschätzung der Konversionswahrscheinlichkeit aus dem Detektormaterial.

Experimentaufbau, der dieser Analyse zu Grunde liegt, anzupassen, wird die Konversionskorrektur in eine Taylorreihe erster Ordnung entwickelt:

$$f_{\text{konv}} \left(\frac{X}{X_0} \right) = 1 - \exp \left(-\frac{7}{9} \cdot \frac{X}{X_0} \right) \approx f_{\text{konv}} \left(\frac{X}{X_0} \right)_{\text{sim}} + \frac{7}{9} \cdot \left(\frac{X}{X_0} - \left(\frac{X}{X_0} \right)_{\text{sim}} \right), \quad (5.9)$$

hierbei bezeichnet $\left(\frac{X}{X_0} \right)_{\text{sim}}$ die Wegstrecke für Photonen ausgedrückt in Einheiten der Strahlungslänge, in der Detektorkonfiguration, die der Simulation zu Grunde liegt (Run 2).

Die so erhaltene Korrektur kann mit den Konversionswahrscheinlichkeiten, die aus dem Detektormaterial abgeschätzt wurden, verglichen werden. Es zeigt sich, dass die Werte gut übereinstimmen (siehe Tabelle 5.3). Da die Simulation auch die Detektoreigenschaften des EMCal berücksichtigt, werden in dieser Analyse die skalierten Simulationsergebnisse als Konversionskorrektur verwendet. Die verwendete Konversionskorrektur beträgt 8.9% für den PbGl-Detektor und 9.8% für den PbSc-Detektor.

5.1.7 Bin Shift

Die Datenpunkte liegen jeweils im Zentrum des zugehörigen Bins. Ihnen wird der durchschnittliche Yield dieses Bins zugeordnet. Der wahre Yield an dieser Position entspricht in den vorliegenden Spektren jedoch auf Grund der steil abfallenden Verteilung nicht dem durchschnittlichen Yield in dem Bin. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, diesen Effekt zu korrigieren. Entweder wird der Datenpunkt in x -Richtung zu dem Transversalimpuls verschoben, der dem Yield des Datenpunktes entspricht, oder der Datenpunkt wird in y -Richtung verschoben, so dass der Yield dem Yield des Transversalimpulses in der Bin-Mitte entspricht. Im Verlauf der Ana-

lyse wird das Verhältnis verschiedener Spektren gebildet, daher ist es vorteilhaft, die Verschiebung nicht in x - sondern in y -Richtung vorzunehmen. Hierzu wird zunächst das Spektrum durch eine Funktion f_{Spektrum} , einer Kombination aus einer Hagedornfunktion (für den Bereich kleiner Transversalimpulse) und einer Potenzfunktion (für den Bereich großen Transversalimpulses), beschrieben:

$$f_{\text{Spektrum}} = a(p_T) \cdot b_0 \left(\frac{b_1}{b_1 + p_T} \right)^{b_2} + (1 - a(p_T)) \cdot b_3 \cdot \left(\frac{1}{p_T} \right)^{b_4}, \quad (5.10)$$

wobei $a(p_T)$ den Übergang zwischen den beiden Funktionen beschreibt:

$$a(p_T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{p_T - p_0}{p_1}\right)}. \quad (5.11)$$

Die Parameter werden folgendermaßen gewählt:

$$p_0 = 3 \text{ GeV}/c \quad (5.12)$$

$$p_1 = 0,144 \text{ GeV}/c. \quad (5.13)$$

Sowohl die Fitfunktion selbst, als auch die Parameter von $a(p_T)$ wurden analog zu der Parametrisierung in der in [KBRD⁺05] durchgeführten Pionenanalyse gewählt.

Der erhaltene Funktionsverlauf dient als erste Näherung an den Verlauf des wirklichen Spektrums. Der Korrekturfaktor für einen Bin mit Zentrum p_z und Breite $2 \cdot \Delta p$ kann aus dem Vergleich des durchschnittlichen Yields, gegeben durch das auf die Bin-Breite normierte Integral über den Bin, und des Funktionswertes in der Mitte des Bins bestimmt werden:

$$f_{\text{kor}} = \frac{\frac{1}{2\Delta p} \int_{p_z - \Delta p}^{p_z + \Delta p} f_{\text{Spektrum}} dp_T}{f_{\text{Spektrum}}(p_z)}. \quad (5.14)$$

Nach Anwendung der Korrektur wird f_{Spektrum} an das nun erhaltene Spektrum angepasst und die Korrektur wiederholt. Dieses Verfahren wird so oft wiederholt bis die relative Korrektur ausreichend klein wird. In der vorliegenden Analyse liefern drei Korrekturschleifen eine ausreichende Genauigkeit.

5.1.8 Unsicherheiten

Neben der statistischen Unsicherheit σ_{stat} , die für eine diskrete Zählgröße n durch $\sigma_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$ berechnet werden kann, müssen zusätzlich verschiedene systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden.

Die Energieinformation des Detektors ist mit einer Unsicherheit behaftet. Die Energiekalibrierung erfolgt über die Position des π^0 -Peaks im invarianten Massenspektrum. Die Unsicherheit der Energiekalibrierung wird zu $\sigma_{\text{ESkala}} = 1,6\%$ ($2,0\%$) für den PbSc (PbGl) Detektor abgeschätzt. Die aus dieser Unsicherheit resultierende Unsicherheit des Yields σ_{Energie} errechnet sich durch Verschieben eines Bins mit den Grenzen $p_{T\min}$ und $p_{T\max}$ um die Energieunsicherheit und Vergleich des Bin-Inhaltes mit dem Bin-Inhalt des unverschobenen Bins:

$$\sigma_{\text{Energie}} = \left| 1 - \frac{\int_{p_{T\min}}^{p_{T\max}} f_{\text{Spektrum}} dp_T}{\int_{p_{T\min} \cdot (1 + \sigma_{\text{ESkala}})}^{p_{T\max} \cdot (1 + \sigma_{\text{ESkala}})} f_{\text{Spektrum}} dp_T} \right|. \quad (5.15)$$

Eine obere Schranke für die mit der Anwendung der Effizienzkorrektur verbundenen Unsicherheit kann z. B. durch den Vergleich der Yields bei Anwendung verschiedener PID Cuts erhalten werden (siehe Abbildung 5.7). Die relative Unsicherheit bezüglich der Effizienzkorrektur wird in dieser Analyse zu 15% abgeschätzt.

Die Unsicherheit, die mit der Skalierung der ERT-getriggerten Daten verknüpft ist, kann abgeschätzt werden, wenn das Verhältnis aus Minimum Bias- und skalierten ERT-getriggerten Daten gebildet wird. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 5.8 zu sehen. In dieser Analyse findet der Übergang zwischen Minimum Bias- und ERT-Datensatz analog zur Pionenanalyse bei $p_T = 6,5 \text{ GeV}/c$ statt. Die mit der Skalierung der ERT-getriggerten Daten verknüpfte Unsicherheit wird zu 15% abgeschätzt. Sie wird nur auf die ERT-getriggerten Daten angewendet.

Wie beschrieben (siehe Tabelle 5.3) werden zwei Methoden benutzt, um die Konversionskorrektur abzuschätzen. Die Größe der Abweichung der beiden Ergebnisse liefert einen Anhaltspunkt für die mit der Korrektur verknüpfte Unsicherheit. Da es sich bei den letztendlich verwendeten Simulationsergebnissen um eine Extrapolation einer Simulation zu einer anderen Analyse handelt, wird die Unsicherheit deutlich größer als die Differenz aus Simulation und Berechnung gewählt. Eine Simulation zur Konversionskorrektur auf der Basis der vorliegenden Daten würde sicherlich die Wahl einer kleineren Unsicherheit rechtfertigen. Die relative Unsicherheit wird daher zu 2,0% abgeschätzt.

Auch die Korrekturen bezüglich geladener Teilchen und bezüglich Neutronen und Antineutronen sind mit Unsicherheiten verbunden. Diese werden relativ zur Größe der Korrektur angegeben. Die Unsicherheit in der Korrektur geladener Teil-

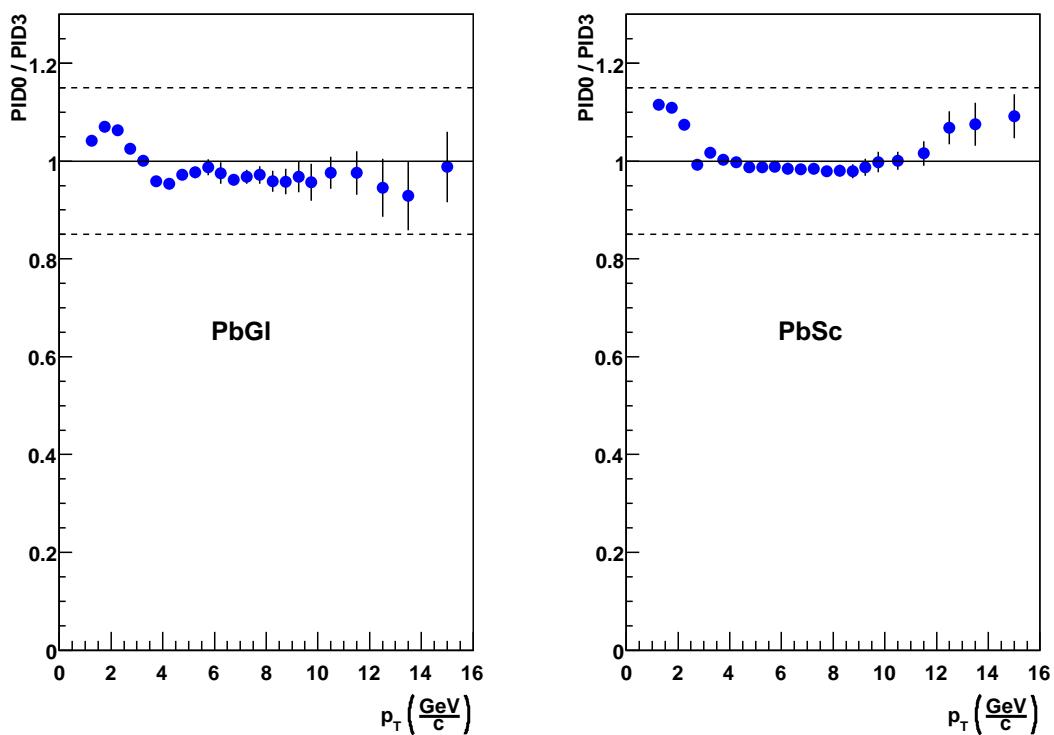


Abbildung 5.7: Vergleich des Yields ohne PID Cut zum Yield nach Anwendung beider PID Cuts. Es wurde ausschließlich die statistische Unsicherheit der PID0-Messung berücksichtigt. Die gepunkteten Linien geben den von der Unsicherheit abgedeckten Bereich an.

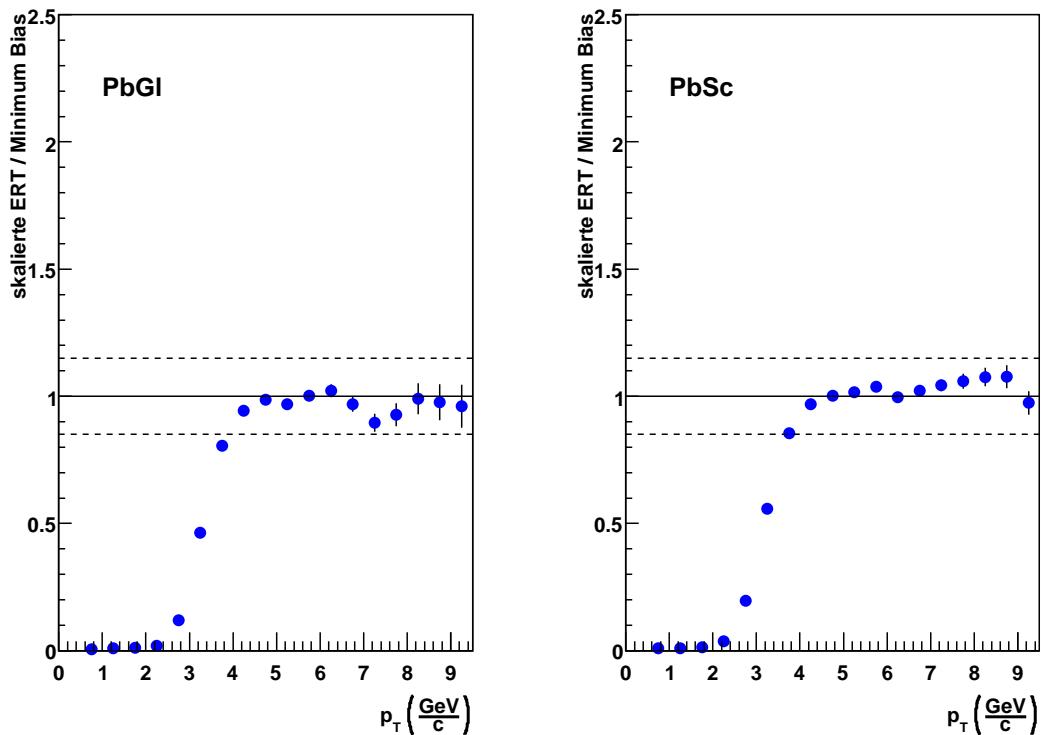


Abbildung 5.8: Verhältnis aus skaliertem ERT-Spektrum und Minimum Bias-Spektrum. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistische Unsicherheit. Die gepunkteten Linien geben den von der Unsicherheit abgedeckten Bereich an. Im Bereich kleiner Transversalimpulse ist das Ansteigen der Triggereffizienz zu beobachten.

chen beinhaltet die Qualität der Untergrundbeschreibung durch die Fitfunktion und die Unsicherheit in der Effizienz der Vetodetektoren. Die gesamte Unsicherheit wird zu 15% abgeschätzt. Die Korrektur von Neutronen- und Antineutronen ist dagegen mit einer wesentlich größeren relativen Unsicherheit behaftet. Hauptursache hierfür ist die Tatsache, dass das Neutronenspektrum nicht direkt, sondern nur unter verschiedenen Annahmen aus dem Protonenspektrum bestimmt werden kann (siehe Kapitel 5.1.5). Die gesamte Unsicherheit der Korrektur, die auch die Unsicherheit der Detektoreffizienz für Neutronen beinhaltet, wird mit 40% abgeschätzt.

Eine Übersicht der relativen Unsicherheiten für drei verschiedene Datenpunkte ist in den Tabellen 5.4 und 5.5 zu sehen.

	2,25 GeV/c	7,25 GeV/c	15,00 GeV/c
statistisch	0,08%	1,54%	7,63%
Energiekalibrierung	10,38%	11,62%	13,95%
Effizienz	15,00%	15,00%	15,00%
ERT-Skalierung	-	15,00%	15,00%
Konversion	2,00%	2,00%	2,00%
geladene Teilchen	2,11%	2,44%	2,44%
Neutronen	0,48%	0,05%	< 0,01%
gesamt systematisch	18,48%	24,39%	25,58%

Tabelle 5.4: Übersicht über die Unsicherheiten der inklusiven Photonenmessung mit dem Bleiglaskalorimeter für drei verschiedene Bins.

	2,25 GeV/c	7,25 GeV/c	15,00 GeV/c
statistisch	0,04%	0,83%	4,50%
Energiekalibrierung	8,71%	9,74%	14,11%
Effizienz	15,00%	15,00%	15,00%
ERT-Skalierung	-	15,00%	15,00%
Konversion	2,00%	2,00%	2,00%
geladene Teilchen	3,46%	2,97%	2,97%
Neutronen	0,48%	< 0,01%	< 0,01%
gesamt systematisch	17,81%	23,61%	25,73%

Tabelle 5.5: Übersicht über die Unsicherheiten der inklusiven Photonenmessung mit dem Bleiszintillatorkalorimeter für drei verschiedene Bins.

5.1.9 Spektren

Nach Anwendung der genannten Korrekturen mit ihren jeweiligen Unsicherheiten ergeben sich aus dem Clusterspektrum der EMCAL-Detektoren vollständig korrigierte Spektren inklusiver Photonen für den PbGl-Detektor (siehe Abbildung 5.9) sowie den PbSc-Detektor (siehe Abbildung 5.10). Bei allen abgebildeten Spektren wurde der PID2 Cut angewendet.

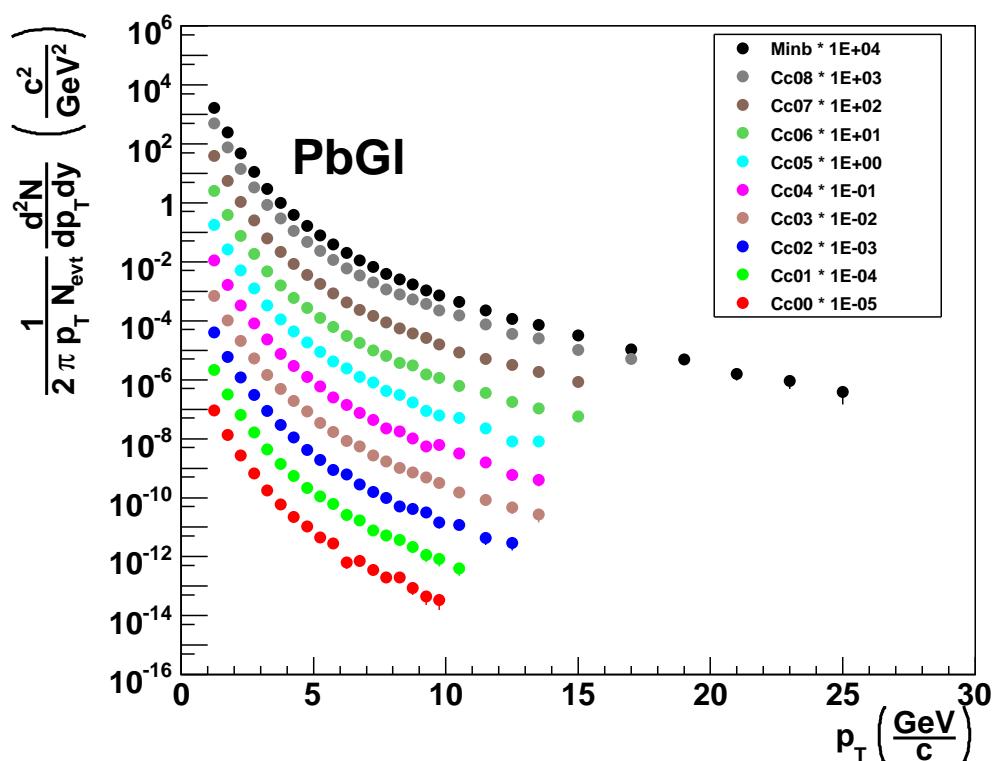


Abbildung 5.9: Inklusives Photonenspektrum des PbGl für alle Zentralitätsklassen. Es wurde der PID2 Cut angewendet.

5.1.10 Kombination der Spektren

In Abbildung 5.11 ist das Verhältnis der mit dem PbSc-Detektor bzw. dem PbGl-Detektor bei Anwendung des PID2 Cuts gemessenen inklusiven Photonenspektren

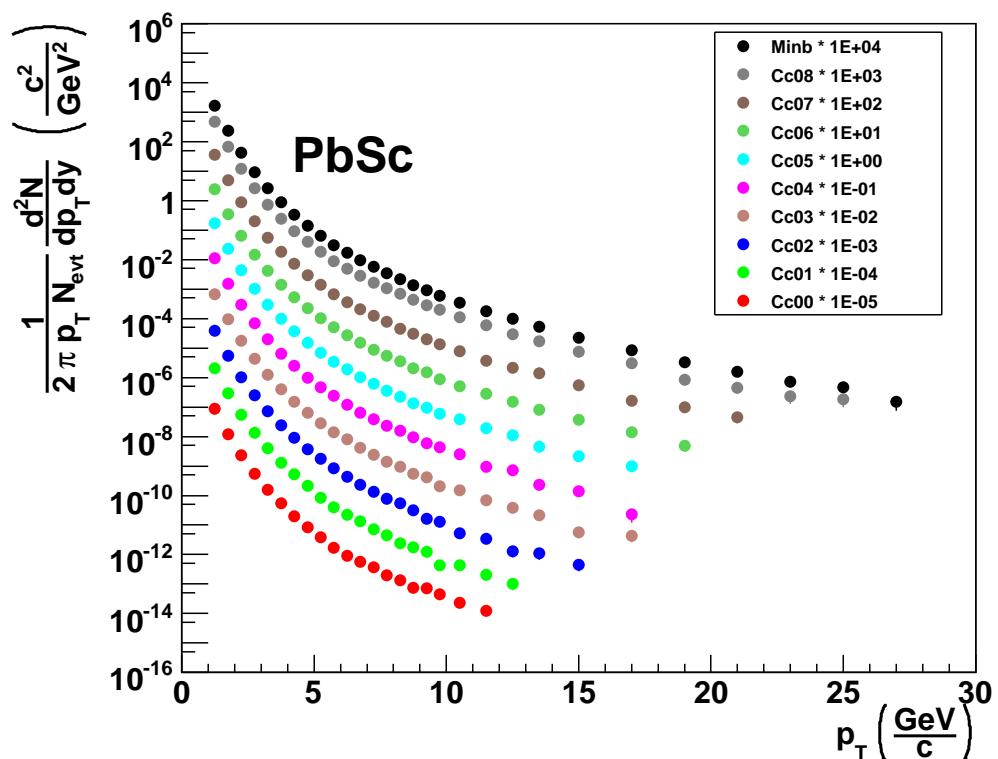


Abbildung 5.10: Inklusives Photonenspektrum des PbSc für alle Zentralitätsklassen. Es wurde der PID2 Cut angewendet.

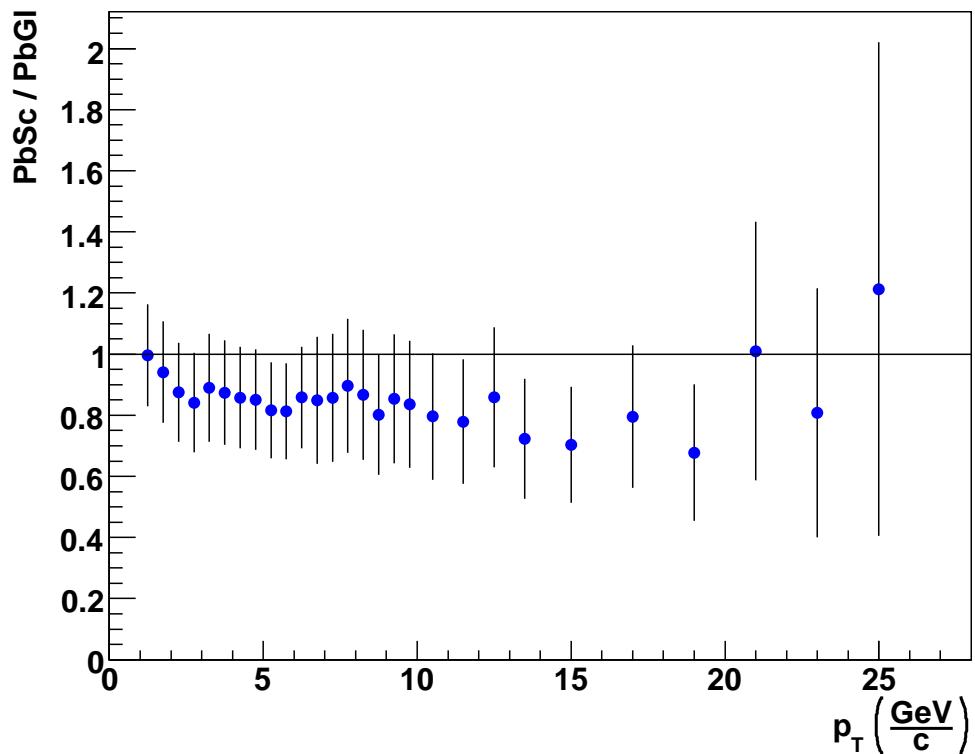


Abbildung 5.11: Verhältnis des inklusiven Photonenspektrums aus der PbSc-Messung und der PbGl-Messung. Die gesamte Unsicherheit der PbGl-Messung wird berücksichtigt, während für die PbSc-Messung nur die statistische Unsicherheit berücksichtigt wird.

dargestellt. Wie auch schon in anderen Messungen (z. B. [KB04]) wird beobachtet, dass der PbGl Yield systematisch über dem PbSc Yield liegt. Der Grund hierfür wird noch untersucht. Da die Spektren innerhalb der gewählten Unsicherheiten gut übereinstimmen, ist eine Kombination von PbGl- und PbSc-Yield zu einem inklusiven Photonenspektrum $\bar{x}(p_T)$ gerechtfertigt. Hierbei dienen die quadratischen Unsicherheiten der Messungen als Gewichte:

$$\bar{x}(p_T) = \frac{\sum_{i=1}^N w_i(p_T) x_i(p_T)}{\sum_{i=1}^N w_i(p_T)}, \quad (5.16)$$

wobei

$$w_i(p_T) = \frac{1}{\delta x_i(p_T)^2} \quad (5.17)$$

das Gewicht und $x_i(p_T)$ bzw. $\delta x_i(p_T)$ den Yield bzw. die gesamte Unsicherheit der PbGl- ($N = 1$) bzw. der PbSc- ($N = 2$) Messung bezeichnen. Die statistische Unsicherheit $\delta \bar{x}^{\text{stat}}(p_T)^2$ des kombinierten Spektrums berechnet sich auf ähnliche Art:

$$\delta \bar{x}^{\text{stat}}(p_T)^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{N} \frac{w_i}{\sum_{j=1}^N w_j(p_T)} \cdot \delta x_i^{\text{stat}}(p_T)^2. \quad (5.18)$$

Die einzelnen systematischen Unsicherheiten des kombinierten Spektrums können analog zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit berechnet werden.

Abbildung 5.12 zeigt das kombinierte Spektrum inklusiver Photonen. Gezeigt sind alle benutzten Zentralitätsklassen unter Anwendung des PID2 Cuts. In der Minimum Bias-Zentralitätsklasse reicht die Messung bis zu einem Transversalimpuls von $p_T = 27 \text{ GeV}/c$. Der Transversalimpulsbereich, in dem direkte Photonen bestimmt werden können (siehe Kapitel 5.2.5), ist durch die Pionenspektren limitiert.

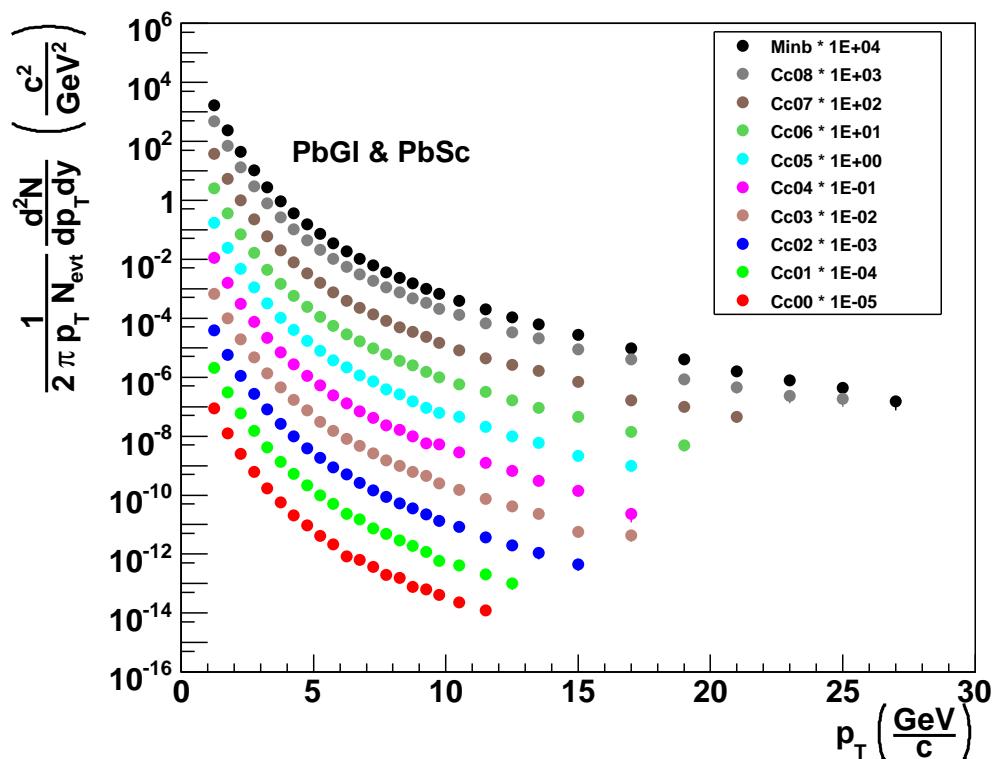


Abbildung 5.12: Inklusives Photonenspektrum des gesamten EMCAL bei angewandetem PID2 Cut. Hierfür wurden die Messungen der PbGl-Sektoren und der PbSc-Sektoren zu einer Messung kombiniert.

5.2 Direkte Photonen

5.2.1 Zerfallsuntergrund

Ein großer Beitrag im Spektrum der inklusiven Photonen stammt aus Zerfällen von Mesonen. Um das Spektrum direkter Photonen zu bestimmen, ist eine möglichst genaue Kenntnis dieser Zerfallsphotonen notwendig. Da die neutralen Pionen die leichtesten Mesonen sind (und ihr Zerfall hauptsächlich über den Prozess $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ stattfindet), bilden Zerfallsphotonen von neutralen Pionen den Hauptbeitrag zum Zerfallsspektrum. Das Spektrum neutraler Pionen in Run 5 Cu+Cu-Kollisionen bei 200 GeV ist in [KBRD⁺05] bestimmt worden⁶. Für die schwereren Mesonen wird von der experimentellen Beobachtung Gebrauch gemacht, dass das Spektrum dieser Mesonen aus dem Pionenspektrum bestimmt werden kann, wenn es gemäß dem Verhältnis der transversalen Massen skaliert wird (siehe [BG76]). Wird das Spektrum der Mesonen nicht gegen p_T , sondern gegen m_T (siehe Anhang A aufgetragen, unterscheidet sich das Spektrum eines beliebigen erzeugten Hadrons h nur durch einen konstanten Faktor R_{h/π^0} vom Spektrum des π^0 . Der Faktor R_{η/π^0} ist im analysierten Datensatz bestimmt worden, während R_{ω/π^0} und R_{η'/π^0} dem Ergebnis einer Au+Au Messung bei $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV am PHENIX-Experiment (siehe [A⁺05]) entnommen sind. Als obere Schranke wird $R_{K_S^0/\pi^0} = 1$ verwendet. Das Pionenspektrum wird durch einen Fit mit f_{Spektrum} (siehe Gleichung (5.10)) beschrieben, der die Grundlage für die Bestimmung der anderen Mesonenbeiträge bildet. Dies geschieht im Rahmen der Fast Monte Carlo-Simulation, die auch schon zur Bestimmung der Akzeptanz- und Effizienzkorrektur verwendet wird. Tabelle 5.6 listet die berücksichtigten Mesonen mit ihren für diese Analyse relevanten Zerfallskanälen auf. Sekundäre Pionen, die noch im Vertex zerfallen, lassen sich bei der Pionenanalyse nicht von primären Pionen unterscheiden und werden dort folglich bereits berücksichtigt.

Eine Besonderheit stellt in dieser Hinsicht der Zerfall des K_S^0 dar. Da der Zerfall über die schwache Wechselwirkung stattfindet, ist die Zerfallszeit so groß, dass der Zerfall der entstehenden neutralen Pionen außerhalb des Vertex stattfinden kann. Dies hat zur Folge, dass die Zerfallsphotonen nicht immer in der Pionenanalyse be-

⁶Für die hier verwendeten Pionenspektren wurde die beschriebene Pionenanalyse für den dieser Analyse zu Grunde liegenden Datensatz noch einmal durchgeführt.

rücksichtigt werden, ihr Beitrag zum Zerfallsspektrum also innerhalb der Fast Monte Carlo-Simulation berücksichtigt werden muss⁷. Die p_T -abhängigen Wahrscheinlichkeit p_{FMC} , dass ein aus einem K_S^0 -Zerfall stammendes π^0 nicht in der Pionenanalyse rekonstruiert wird, und die Zerfallsphotonen im Zerfallsuntergrund berücksichtigt werden müssen, ist in [KB04] durch die Funktion

$$p_{\text{FMC}} = -0,065 + 0,012 \cdot p_T \quad (5.19)$$

abgeschätzt worden. Diese Parametrisierung wurde für diese Analyse übernommen. Der Effekt dieser Parametrisierung spiegelt sich in Abbildung 5.16 im mit steigendem Transversalimpuls steigendem Untergrundbeitrag von K_S^0 wider. Um das Verhältnis R_γ bilden zu können, wird die Zahl der Zerfallsphotonen normiert auf die Zahl der neutralen Pionen benötigt (siehe Gleichung (5.1)). Die auf die Pionenzahl normierten Beiträge der Mesonen zum Zerfallsuntergrund aus Photonen sind in Abbildung 5.16 dargestellt.

5.2.2 Korrektur verschmelzender Schauer

Zerfällt ein Meson in zwei Photonen, werden diese im Schwerpunktssystem des Mesons unter einem Winkel von 180° emittiert, da nur so der Impuls im Zerfallssystem erhalten bleibt. Im Laborsystem werden die Photonen im Allgemeinen unter einem anderen Winkel emittiert. Dieser Winkel wird mit steigendem Transversalimpuls des Mesons kleiner, was zur Folge hat, dass die Trefferpositionen der Photonen auf dem EMCAL mit steigendem Transversalimpuls des Zerfallsmesons näher zusammenrücken. Dies kann dazu führen, dass die von den beiden Photonen erzeugten Schauer verschmelzen (dieser Effekt wird als *cluster merging* bezeichnet) und von der Cluster-Routine nicht mehr als zwei Photonen identifiziert werden können. Da der verschmolzene Schauer verglichen mit dem eines einzelnen Photons ein breiteres Profil zeigt, werden die verschmolzenen Schauer in der Regel vom PID2 Cut als hadronische Schauer identifiziert und aus dem Spektrum entfernt. Bei sehr hohen Transversalimpulsen können die beiden Schauer auch als ein elektromagnetischer Schauer mit dem Transversalimpuls des zerfallenen Mesons identifiziert werden.

⁷Der Effekt verschmelzender Cluster wird für diese neutralen Pionen nicht berücksichtigt.

Meson	Masse (MeV/c^2)	R_{h/π^0}	Zerfallskanal	relative Stärke des Kanals
π^0	134,98	–	$\gamma\gamma$ $e^+e^-\gamma$	98,798% 1,198%
η	547,51	0,48	$\gamma\gamma$	39,38%
			$\pi^+\pi^-\gamma$	4,69%
			$e^+e^-\gamma$	$6,0 \cdot 10^{-3}$
			$\pi^0\gamma\gamma$	$4,4 \cdot 10^{-4}$
			$\mu^+\mu^-\gamma$	$5,8 \cdot 10^{-4}$
ω	782,65	1,0	$\pi^0\gamma$	8,90%
			$\eta\gamma$	$4,9 \cdot 10^{-4}$
η'	957,78	0,25	$\rho^0\gamma$	29,4%
			$\omega\gamma$	3,03%
			$\gamma\gamma$	2,12%
			$\mu^+\mu^-\gamma$	$1,04 \cdot 10^{-4}$
K_S^0	497,65	1,0	$(\pi^0\pi^0)$	(30,69%)

Tabelle 5.6: Die für den Zerfallsuntergrund berücksichtigten Mesonen. Die Massen sowie die relativen Stärken der Zerfallskanäle sind [Y⁺⁰⁶] entnommen.

Für neutrale Pionen hat dieser Effekt ab einem Transversalimpuls von etwa $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ einen merklichen Einfluss auf die Spektren. Der von dieser Analyse abgedeckte p_T -Bereich ist deutlich größer, daher muss eine Korrektur erfolgen. Da der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen eines Mesons mit steigender invarianter Masse des Mesons größer wird, ist der Effekt verschmelzender Schauer für die schwereren Mesonen deutlich schwächer. Eine Korrektur des Effekts bei schwereren Mesonen findet in dieser Analyse nicht statt.

Zur Korrektur dieses Effekts wird das Verschmelzen der Schauer wie unten beschrieben auch in der Simulation des Zerfallsuntergrundes berücksichtigt. Diese Korrekturtechnik wurde ebenfalls in [Zau07] benutzt.

Mit Hilfe einer Fast Monte Carlo-Simulation wird die p_T -abhängige Wahrscheinlichkeit, dass beide Zerfallsphotonen eines π^0 vom EMCAL separiert werden können, bestimmt. Als Grundlage dieser Simulation dient das gemessene Spektrum neutraler Pionen sowie die Geometrie des EMCAL (inklusive der Karte von der Analyse ausgeschlossener Module). Die entstehenden elektromagnetischen Schauer werden mit Hilfe von Parametrisierungen aus Teststrahldaten simuliert. Anschließend werden die simulierten Schauer von der Cluster-Routine des PHENIX-Experiments analysiert. Die simulierte Separationswahrscheinlichkeit für das gesamte EMCAL ist in Abbildung 5.13 zu sehen.

Interessant ist der Vergleich der Separationswahrscheinlichkeiten der beiden EMCAL-Detektoren. In Abbildung 5.14 ist zu erkennen, dass die beiden Zerfallsphotonen im PbGl effizienter getrennt werden können als im PbSc. Dies ist auf die feinere Granularität des PbGl-Detektors zurückzuführen.

Da diese Simulation den Verlust von Photonen durch den PID2 Cut simuliert, kann sie mit dem Verhältnis des inklusiven Photonenspektrums ohne PID Cut zu dem inklusiven Photonenspektrum mit PID2 Cut verglichen werden. Dieses Verhältnis ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Das Absinken des Verhältnisses bei kleinem Transversalimpuls ist auf die Unterdrückung von hadronischen Treffern zurückzuführen, die hauptsächlich in diesem Bereich erwartet werden (siehe Kapitel 5.1.4). Der Vergleich zeigt, dass hier ebenfalls die Kurve im Fall des PbGl eher absinkt als beim PbSc. Ein quantitativer Vergleich zu den Daten der Simulation der Separationswahrscheinlichkeit sollte nicht angestellt werden, da in den hier verglichenen inklusiven Photonenspektren nur die Zerfallsphotonen, nicht aber die direkten Pho-

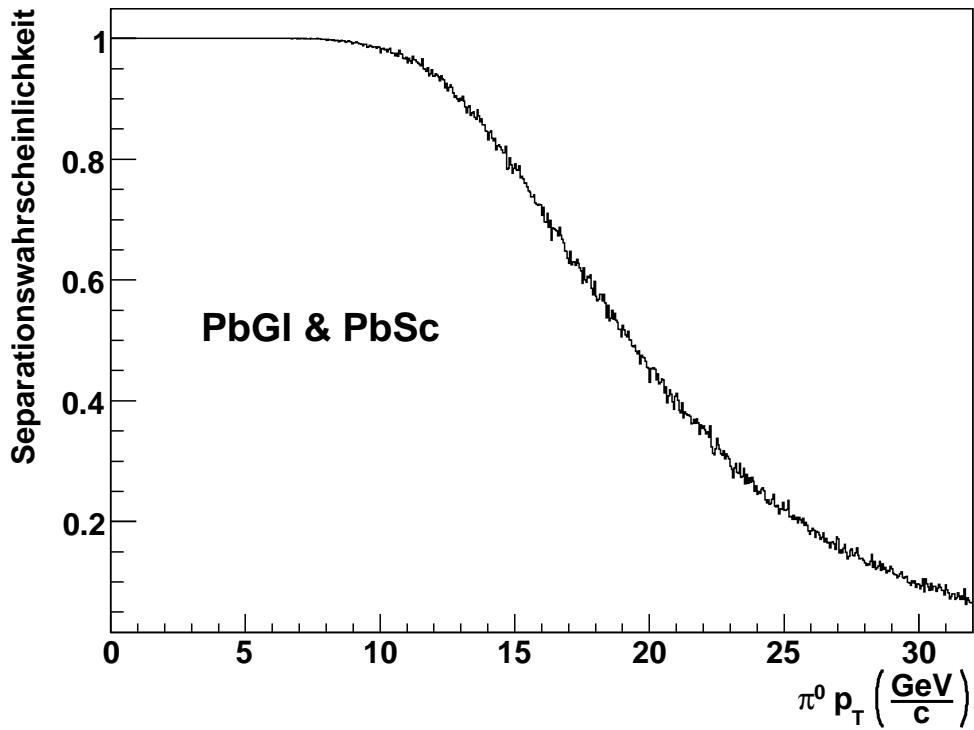


Abbildung 5.13: Wahrscheinlichkeit, dass die Zerfallsphotonen eines π^0 im EMCAL separiert werden können.

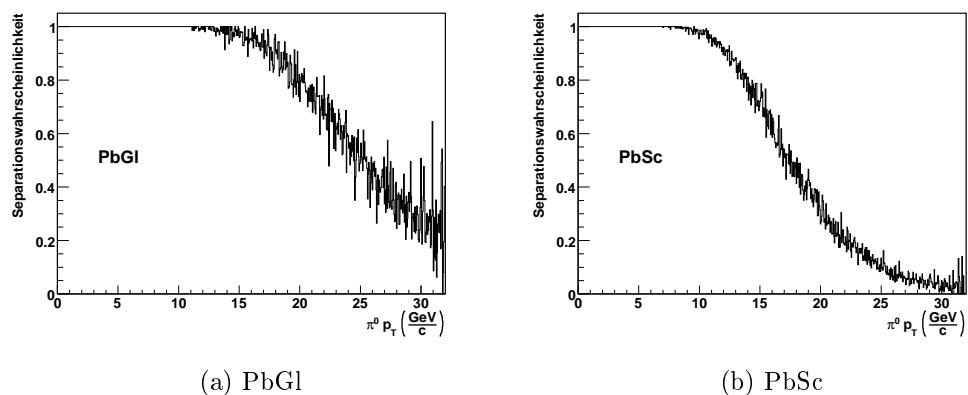


Abbildung 5.14: Wahrscheinlichkeit, dass Zerfallsphotonen eines π^0 im PbGI bzw. PbSc separiert werden können.

tonen durch verschmelzende Schauer verloren gehen können, während in der Simulation nur Zerfallsphotonen simuliert werden, und der Effekt deshalb deutlicher zu sehen ist.

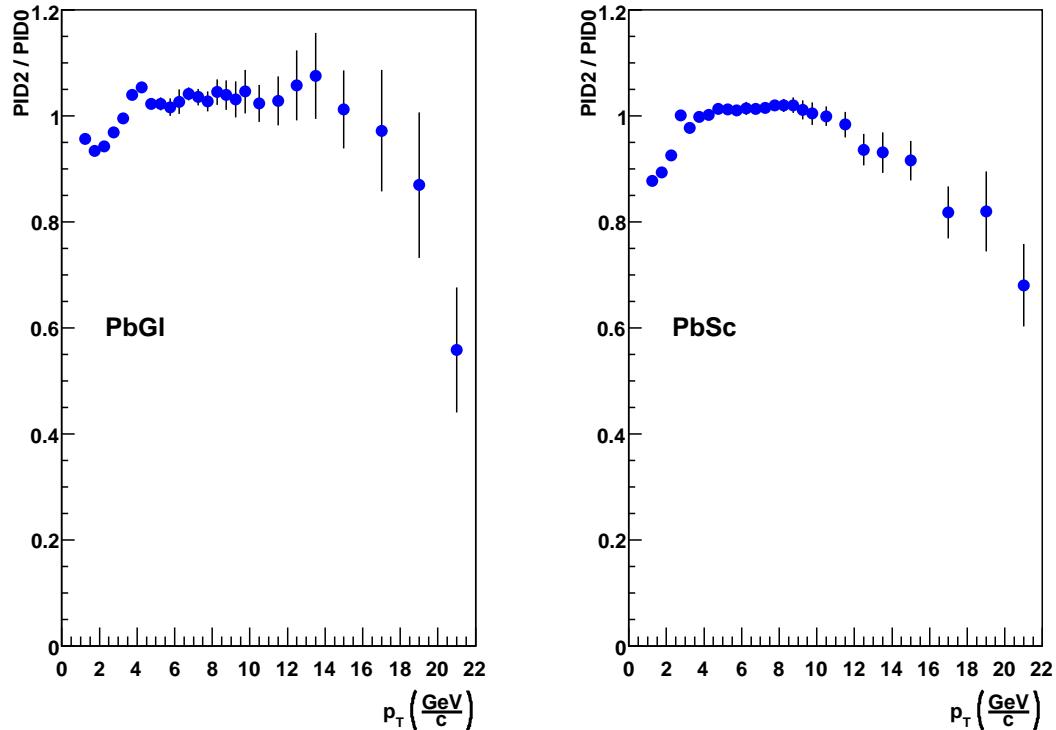


Abbildung 5.15: Vergleich der vollständig korrigierten inklusiven Photonenspektren ohne PID Cut und mit PID2 Cut. Berücksichtigt wurde ausschließlich die statistische Unsicherheit der PID0-Messung. Die Unterdrückung von Hadronen bei kleinem Transversalimpuls ist in beiden Detektoren sichtbar. Für hohe Transversalimpulse ist der Effekt fälschlicherweise als Hadronen identifizierter verschmolzener Cluster zu erkennen, der im inklusiven Photonenspektrum noch nicht korrigiert ist. Die Korrektur erfolgt bei der Berechnung des direkten Photonenspektrums.

Bei der Berechnung der Korrektur ist zu beachten, dass die Schauer der beiden Zerfallsphotonen eines π^0 nur dann verschmelzen können, wenn beide Photonen den aktiven Teil des EMCAL treffen. In der Simulation werden die Zerfallsphotonen der Pionen daher in zwei Klassen eingeteilt. In die erste Klasse wird ein Photon eingeordnet, wenn das zugehörige Partnerphoton des Zerfalls nicht den aktiven Teil des

EMCal getroffen hat, während in der zweiten Klasse Photonen eingeordnet werden, deren Partnerphoton ebenfalls den aktiven Teil des EMCal getroffen hat. Nur die zweite Klasse wird mit der Separationswahrscheinlichkeit multipliziert. Anschließend werden beide Photonenklassen wieder zum gesamten Photonenspektrum zusammengefügt. Der Effekt verschmelzender Schauer ist in Abbildung 5.16 im Beitrag neutraler Pionen deutlich zu erkennen.

Die Unsicherheit dieser Korrektur wird durch den Vergleich einer Fast Monte Carlo-Simulation ohne Simulation des Effekts verschmelzender Schauer $(\gamma/\pi^0)_{\text{kschmelz}}$ und der Simulation, die diesen Effekt berücksichtigt $(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}$ abgeschätzt. Das Verhältnis dieser beiden Simulationen ist in 5.17 zu sehen. Die relative Größe der Unsicherheit σ_{schmelz} wird zu 30% des Anstiegs dieses Verhältnisses über 1 abgeschätzt:

$$\sigma_{\text{schmelz}}(p_T) = 0,3 \cdot \left(\frac{(\gamma/\pi^0)_{\text{kschmelz}}}{(p_T)(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}(p_T)} - 1 \right). \quad (5.20)$$

5.2.3 Das Verhältnis γ/π^0

Da für das Pionen- und das inklusive Photonenspektrum derselbe Datensatz analysiert wurde, heben sich einige systematische Unsicherheiten wie die Unsicherheit in der Energieskala und die Unsicherheit auf Grund der Skalierung der ERT-getriggerten Events bei der Berechnung von $(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}$ gegenseitig auf. Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Der Anteil des gemessenen γ/π^0 -Verhältnisses, der über der Zerfallsuntergrundsimulation liegt, entspricht den direkten Photonen.

5.2.4 Das Verhältnis R_γ

Wird das Verhältnis $R_\gamma = \frac{(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}}{(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}}$ gebildet, lässt sich das Signal direkter Photonen als Anstieg von R_γ über 1 erkennen (siehe Abbildung 5.19). Ab einem Transversalimpuls von etwa $p_T = 5 \text{ GeV}/c$ ist ein Anstieg von R_γ über 1 zu erkennen, der mit steigendem Transversalimpuls größer wird.

Bei der Berechnung von R_γ kann statt der gemessenen Datenpunkte ein Fit an das Pionenspektrum benutzt werden. Auch das auf diese Art gewonnene Verhältnis

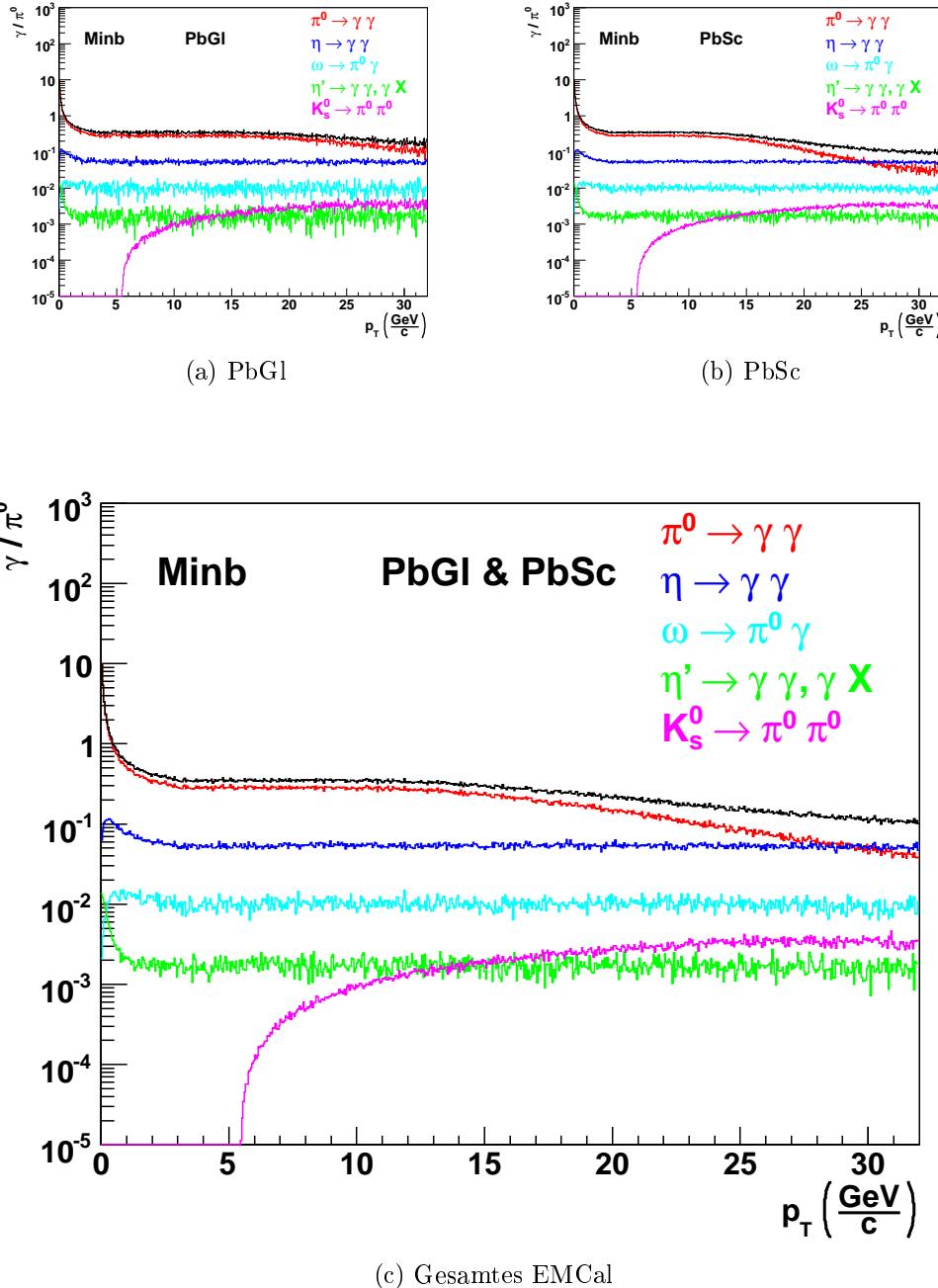


Abbildung 5.16: Simulierte Zerfallsphotonen pro π^0 . Deutlich zu erkennen ist der Effekt verschmelzender Cluster im π^0 -Beitrag. Der K_s^0 -Beitrag steigt mit dem Transversalimpuls, da die Wahrscheinlichkeit steigt, dass die entstandenen π^0 nicht in der Pionenanalyse berücksichtigt wurden. Die schwarze Kurve gibt den Gesamtbeitrag aller Zerfallsphotonen an.

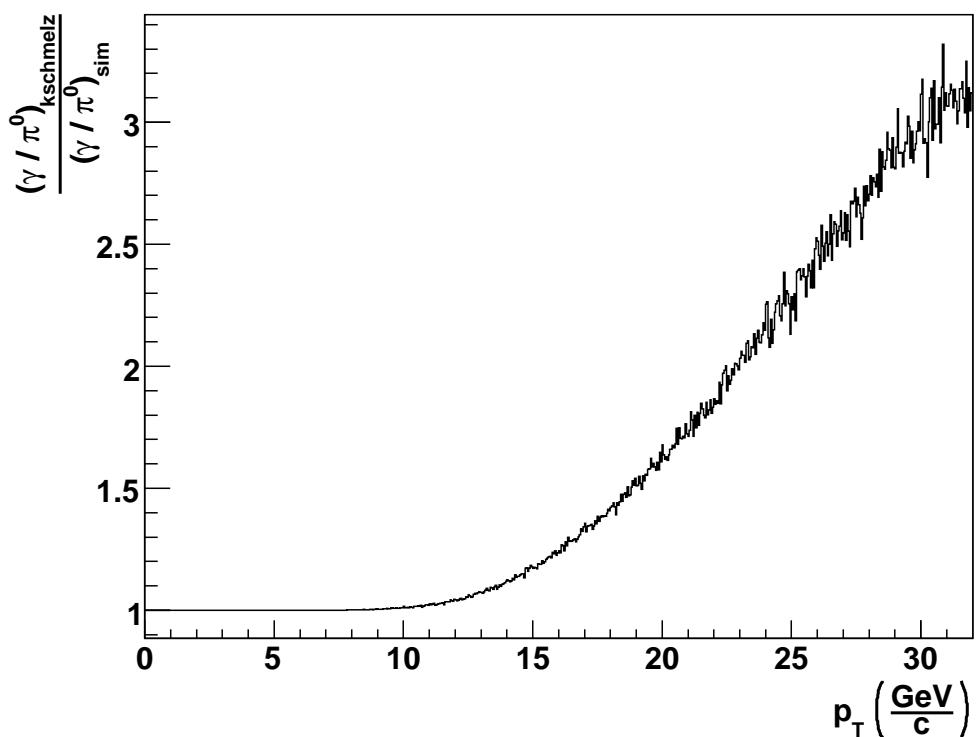


Abbildung 5.17: Das Verhältnis $\frac{(\gamma/\pi^0)_{\text{kschmelz}}}{(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}}$ aus den Simulationen des Zerfallsuntergrundes ohne bzw. mit Berücksichtigung des Effekts verschmelzender Schauer.

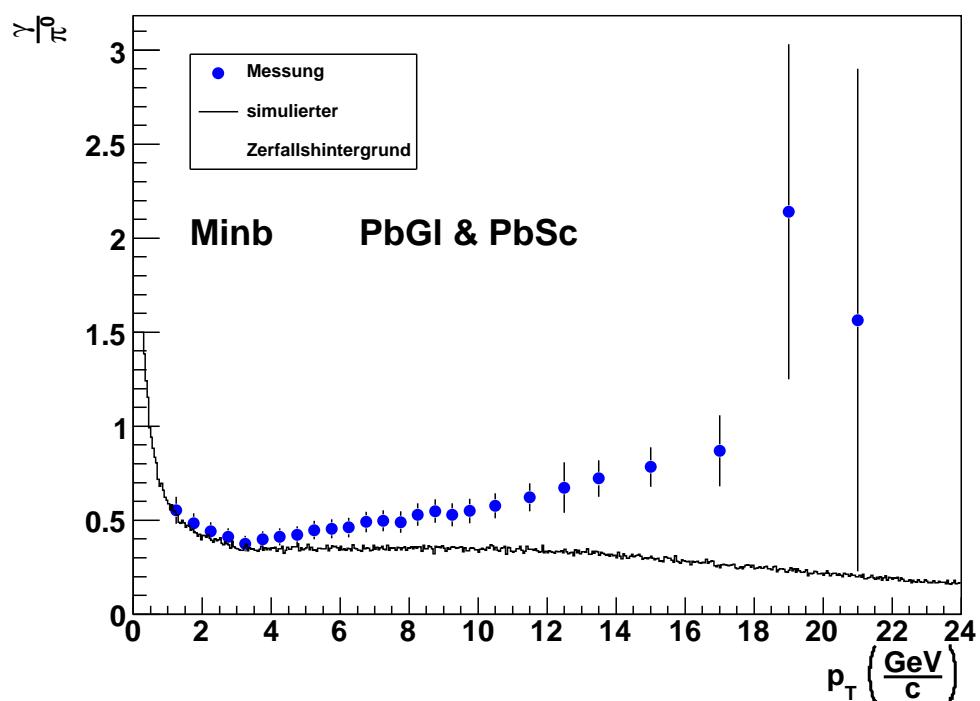


Abbildung 5.18: Das Verhältnis γ/π^0 aus der Messung (mit PID2 Cut) und aus der Simulation des Zerfallsuntergrundes.

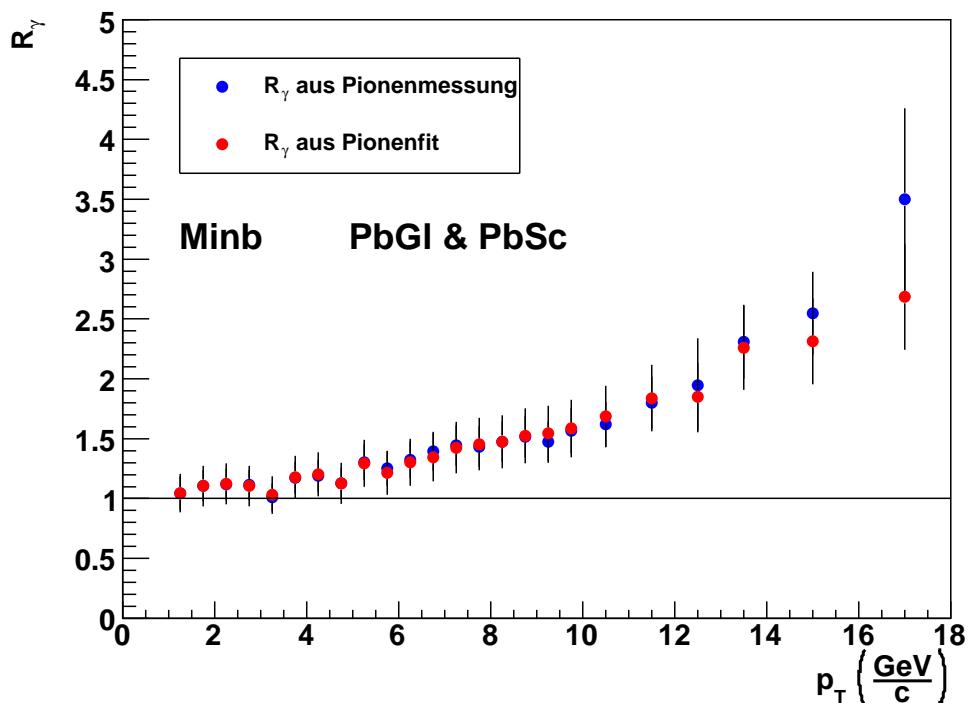


Abbildung 5.19: R_γ für die Minimum Bias-Zentralität bei angewendetem PID2 Cut. Für die blauen Datenpunkte wurde $(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}$ mit dem gemessenen Pionenspektrum berechnet, während für die roten Datenpunkte ein Fit an das gemessene Pionenspektrum benutzt wurde.

ist in Abbildung 5.19 zu sehen. Für hohe Transversalimpulse werden die statistischen Fluktuationen der Pionenmessung durch den Fit ausgeglichen.

5.2.5 Spektrum direkter Photonen

Da sich bei der Bildung von $(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}$ einige Unsicherheiten gegenseitig aufheben, ist es vorteilhaft, das Spektrum direkter Photonen mit Hilfe der Größe R_γ anzugeben.

Werden die Yields in der Kurzschreibweise

$$\frac{1}{2\pi p_T N} \left. \frac{d^2 N_\gamma}{dp_T dy} \right|_{\text{inkl/Zerfall/direkt}} = \gamma_{\text{inkl/Zerfall/direkt}} \quad (5.21)$$

geschrieben, lässt sich das Spektrum direkter Photonen folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{direkt}} &= \gamma_{\text{inkl}} - \gamma_{\text{Zerfall}} \\ &= \left(1 - \frac{\gamma_{\text{Zerfall}}}{\gamma_{\text{inkl}}}\right) \cdot \gamma_{\text{inkl}} \\ &= \left(1 - \frac{(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}}{(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}}\right) \cdot \gamma_{\text{inkl}}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Hierbei wurde angenommen, dass die Pionenspektren in $(\gamma/\pi^0)_{\text{exp}}$ und in $(\gamma/\pi^0)_{\text{sim}}$ identisch sind. Da eine Parametrisierung des gemessenen Pionenspektrums für die Simulation des Zerfallsuntergrundes benutzt wird, ist diese Annahme gerechtfertigt.

Das Spektrum direkter Photonen berechnet sich folglich zu:

$$\frac{1}{2\pi p_T N} \left. \frac{d^2 N_\gamma}{dp_T dy} \right|_{\text{direkt}} = \left(1 - \frac{1}{R_\gamma}\right) \cdot \frac{1}{2\pi p_T N} \left. \frac{d^2 N_\gamma}{dp_T dy} \right|_{\text{inkl}}. \quad (5.23)$$

Abbildung 5.20 zeigt das in dieser Analyse gemessene Spektrum direkter Photonen für alle verwendeten Zentralitätsklassen. Für die hier gezeigten Spektren direkter Photonen wurde R_γ aus den Datenpunkten der Pionenmessung und nicht aus dem Fit berechnet. Das Spektrum in der Minimum Bias-Zentralitätsklasse ist durch die Reichweite des Pionenspektrums limitiert.

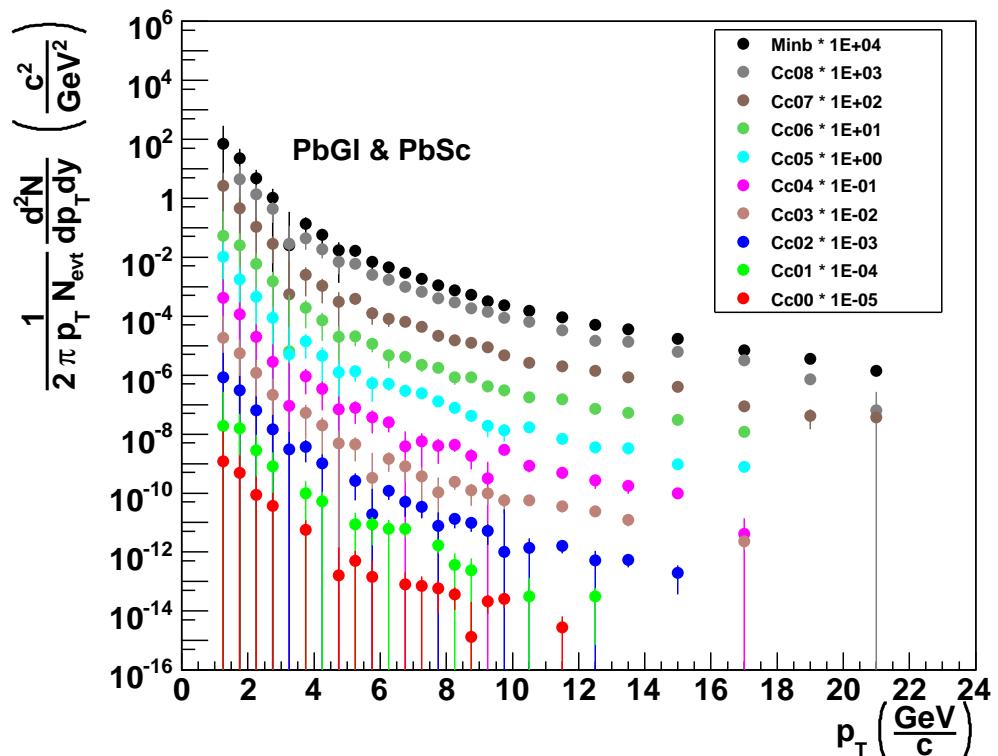


Abbildung 5.20: Das Spektrum direkter Photonen für alle Zentralitätsklassen bei angewendetem PID2 Cut.

6. pQCD und R_{AA}

In diesem Kapitel sollen die Spektren direkter Photonen mit Vorhersagen aus QCD-Störungsrechnungen (*perturbative* QCD oder pQCD) verglichen werden. Außerdem wird der nukleare Modifikationsfaktor für direkte Photonen bestimmt und mit dem nuklearen Modifikationsfaktor für die Pionenproduktion im gleichen Kollisionssystem verglichen.

6.1 Vergleich mit einer pQCD-Rechnung

Mit Hilfe von QCD-Störungsrechnungen kann die Produktion direkter Photonen aus harten Stößen in Proton-Proton-Kollisionen berechnet werden. Diese Rechnungen stützen sich auf verschiedene zu bestimmende Parameter. Um die Abhängigkeit der Ergebnisse von den gewählten Parametern zu illustrieren, werden drei verschiedene Werte für die Fragmentationsskala gewählt: $2p_T$, p_T und $p_T/2$. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in dieser Arbeit mit der mittleren Anzahl der in einer Kupfer-Kupfer-Kollision erwarteten Nukleon-Nukleon-Stöße N_{coll} skaliert. Der Wert für N_{coll} wurde [Rey05] entnommen (siehe Anhang C).

In Abbildung 6.1 ist das Spektrum direkter Photonen zusammen mit einer pQCD-Rechnung [Vog07] zu sehen. Einige Datenpunkte bilden nur eine obere Schranke für das Spektrum direkter Photonen, da sie innerhalb der Unsicherheitsbereiche mit 0 verträglich sind. Das Spektrum direkter Photonen stimmt innerhalb der Unsicherheiten mit der skalierten pQCD-Rechnung überein.

6.2 R_{AA}

In [KBRD⁺05] wurde der nukleare Modifikationsfaktor für die Pionenproduktion in Run 5 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Cu+Cu-Kollisionen bestimmt. Dieser wurde für den in dieser Arbeit benutzten Datensatz neu berechnet. Er kann mit dem in dieser Analyse gemäß Gleichung (2.6) berechneten nuklearen Modifikationsfaktor für die Produktion direkter Photonen verglichen werden. Dies ist in Abbildung 6.2 für die

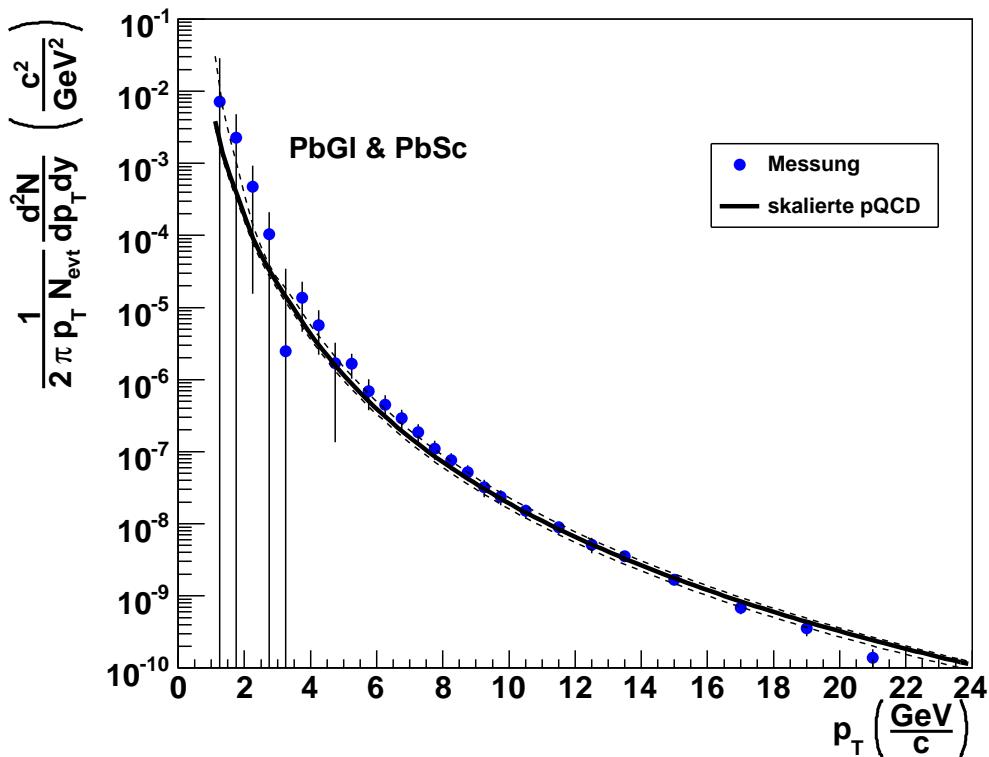


Abbildung 6.1: Gemessenes Spektrum direkter Photonen (Minimum Bias-Zentralität, PID2 Cut) mit einer pQCD-Vorhersage. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Rechnung für die Fragmentationsskala p_T , während die Fragmentationsskala für die gestrichelten Linien zu $2p_T$ bzw. $p_T/2$ gewählt wurde.

periphersten und in Abbildung 6.3 für die zentralsten Events zu sehen. Als Protonreferenz wird der in [IDI⁺06] bestimmte Fit an den invarianten Wirkungsquerschnitt in Run 5 gemessener $\sqrt{s} = 200$ GeV Proton-Proton-Kollisionen verwendet. Die verwendeten Werte für die nukleare Überlappfunktion sind [Rey05] entnommen und im Anhang C dargestellt.

Die Graphen zeigen, dass unabhängig von der Zentralität keine Unterdrückung der Produktion direkter Photonen im Vergleich zu einer skalierten Protonreferenz gemessen werden kann. Die Pionenproduktion ist jedoch in Abhängigkeit von der Zentralität der Kollision unterdrückt. In den zentralsten Stößen liegt die Produktion nur noch bei etwa 50%-70% im Vergleich zur skalierten Protonreferenz. Diese

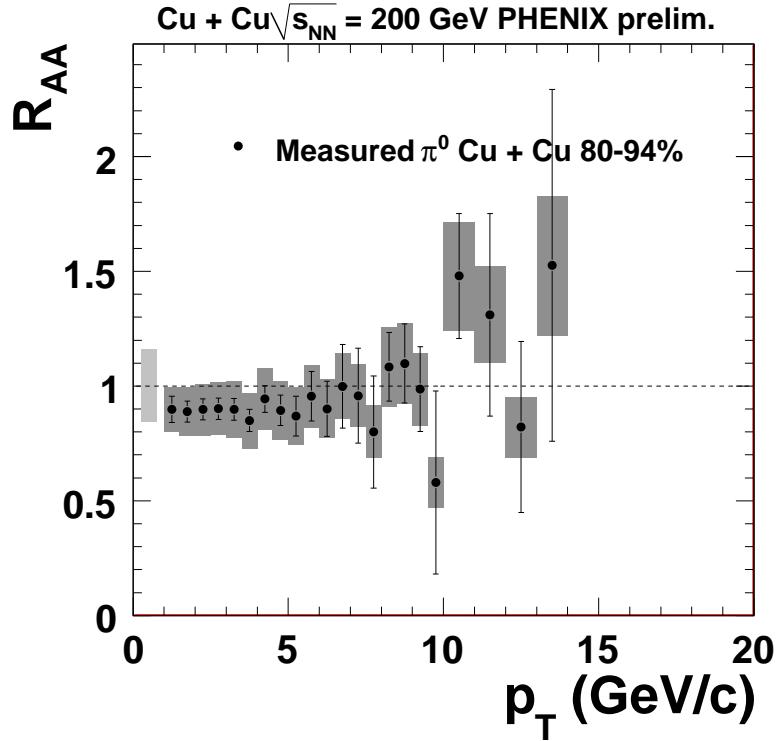
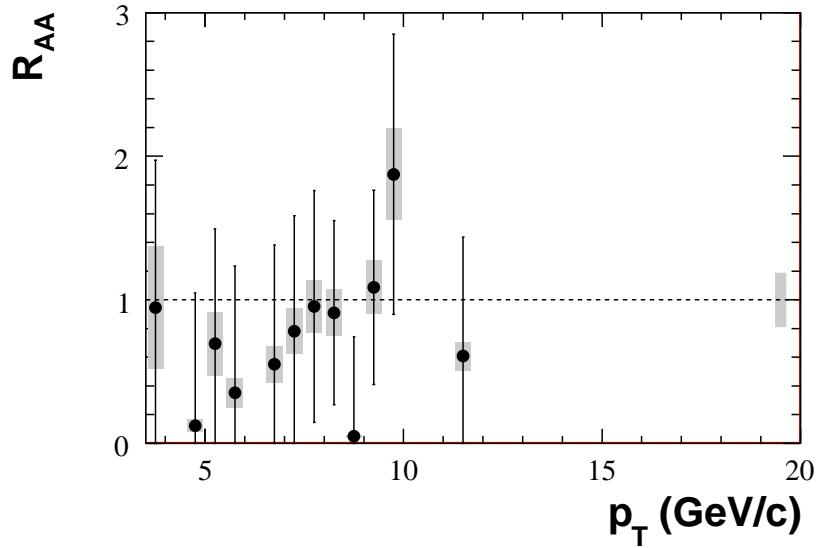
(a) R_{AA} für die Produktion neutraler Pionen.(b) R_{AA} für die Produktion direkter Photonen.

Abbildung 6.2: Nuklearer Modifikationsfaktor für die Pionenproduktion bzw. die Produktion direkter Photonen in der periphersten Zentralitätsklasse. Die Fehlerbalken repräsentieren die nicht p_T -korrelierten Unsicherheiten (6.2a) bzw. die gesamte Unsicherheit der Messung direkter Photonen (6.2b), während die Boxen in 6.2a die p_T -korrelierten Unsicherheiten und in 6.2b die gesamte Unsicherheit des Fits an die Protonreferenz wiedergeben. Der graue Balken steht für die Unsicherheit der Skalierung und die Unsicherheit in N_{coll} (6.2a) bzw. T_{AB} (6.2b).

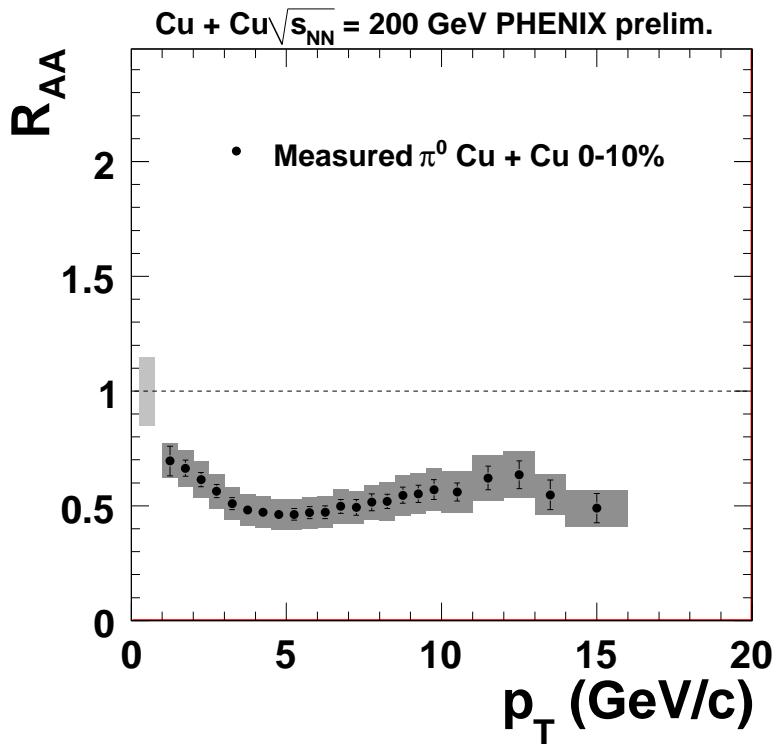
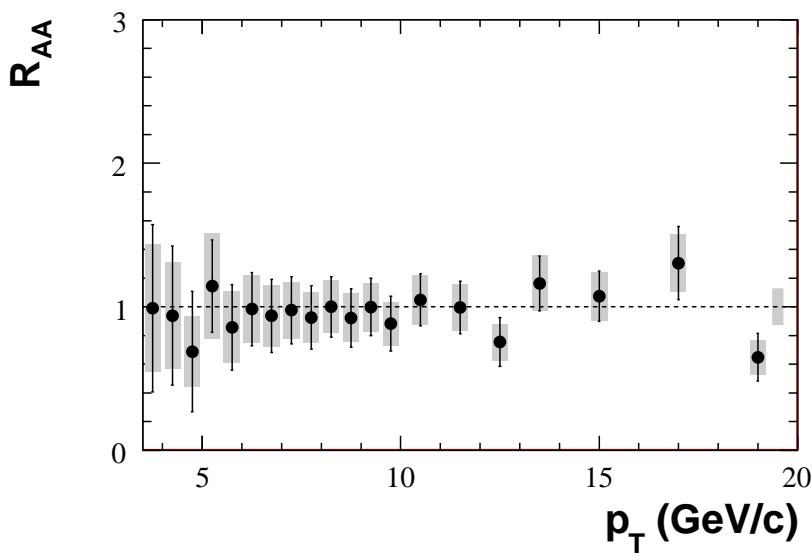
(a) R_{AA} für die Produktion neutraler Pionen.(b) R_{AA} für die Produktion direkter Photonen.

Abbildung 6.3: Nuklearer Modifikationsfaktor für die Pionenproduktion bzw. die Produktion direkter Photonen in den zentralsten Events. Die Fehlerbalken repräsentieren die nicht p_T -korrelierten Unsicherheiten (6.3a) bzw. die gesamte Unsicherheit der Messung direkter Photonen (6.3b), während die Boxen in 6.3a die p_T -korrelierten Unsicherheiten und in 6.3b die gesamte Unsicherheit des Fits an die Protonreferenz wiedergeben. Der graue Balken steht für die Unsicherheit der Skalierung und die Unsicherheit in N_{coll} (6.3a) bzw. T_{AB} (6.3b).

Unterdrückung wird, wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben, auf Energieverluste der beteiligten Partonen beim Durchqueren des QGP zurückgeführt. Sollte diese Unterdrückung hingegen auf Effekte des Anfangszustands der Kerne zurückzuführen sein, würde auch für die Produktion direkter Photonen eine Unterdrückung erwartet werden. Dass diese Unterdrückung der Produktion direkter Photonen nicht gemessen werden kann, stellt einen deutlichen Hinweis auf die Erzeugung eines QGP in den untersuchten Kernkollisionen dar.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion direkter Photonen in $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Kupfer-Kupfer-Kollisionen am PHENIX-Experiment analysiert.

Als direkte Photonen werden alle in einer Ionenkollision entstehenden Photonen bezeichnet, die nicht aus Zerfällen produzierter Hadronen stammen. Zu ihrer Messung wurde zunächst das inklusive Photonenspektrum bestimmt, das alle in der Kollision produzierten Photonen enthält. Dies erfordert die Berücksichtigung verschiedener Korrekturen, die in dieser Arbeit beschrieben werden. Aus dem erhaltenen inklusiven Photonenspektrum konnte das Spektrum direkter Photonen als der Anteil, der die Erwartung aus hadronischen Zerfällen übersteigt, bestimmt werden.

Eine wichtige Rolle spielt die Produktion direkter Photonen bei der Frage, ob in den Kupfer-Kupfer-Stößen am PHENIX-Experiment ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) erzeugt werden konnte. Unter einem QGP wird ein Materiezustand verstanden, in dem die räumliche Beschränkung der Quarks auf einzelne Hadronen aufgehoben ist. Es wird erwartet, dass in der Frühphase einer Ionenkollision erzeugte Partonen beim Durchqueren dieses Mediums durch starke Wechselwirkung mit den quasi-freien Farbladungsträgern des QGP einen Energieverlust erleiden, während in der gleichen Phase der Kollision erzeugte direkte Photonen das Medium weitgehend ungehindert durchqueren können. Hieraus folgt, dass die Produktion von Hadronen im Gegensatz zu Photonen unterdrückt sein sollte.

Zur quantitativen Erfassung einer Unterdrückung wird der nukleare Modifikationsfaktor R_{AA} eingeführt. In ihm wird die Teilchenproduktion in einer Ionenkollision mit der skalierten Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen verglichen.

Während die Unterdrückung der Pionenproduktion bereits gemessen wurde, konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass die Produktion direkter Photonen unabhängig von der Zentralität der Kollision nicht unterdrückt ist. Dies ist ein Hinweis für die Entstehung eines QGP in den untersuchten $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Kupfer-Kupfer-Kollisionen.

A. Kinematische Variablen

Zur Beschreibung der Kollision zweier Teilchen A und B wird die so genannte Mandelstam-Variable s eingeführt:

$$s = (P_A + P_B)^2, \quad (\text{A.1})$$

wobei P_A und P_B die Vierer-Impulse der Teilchen A und B bezeichnen.

Das Schwerpunktsystem einer Kollision ist das Bezugssystem, in dem

$$\vec{p}_A = -\vec{p}_B \quad (\text{A.2})$$

gilt. Hier bezeichnen \vec{p}_A und \vec{p}_B die Dreier-Impulse der Teilchen A und B . Für s gilt dann:

$$s = (P_A + P_B)^2 = (E'_A + E'_B)^2, \quad (\text{A.3})$$

wobei E'_A und E'_B die Energie der Teilchen A und B im Schwerpunktsystem bezeichnen.

Die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie kann somit durch \sqrt{s} angegeben werden. In Ionenkollisionen wird sie oft pro Nukleon-Nukleon-Paar als $\sqrt{s_{NN}}$ angegeben.

Der Impuls \vec{p} eines Teilchens kann in einen longitudinalen Anteil p_L parallel zur Strahlachse und einen transversalen Anteil p_T senkrecht zur Strahlachse zerlegt werden:

$$p_L = |\vec{p}| \cos \vartheta, \quad (\text{A.4})$$

$$p_T = |\vec{p}| \sin \vartheta. \quad (\text{A.5})$$

Im Gegensatz zum Transversalimpuls p_T ist der longitudinale Anteil p_L nicht invariant gegenüber einer Lorentztransformation. Aus diesem Grund wird die Rapidity y eingeführt, die sich unter Lorentztransformation additiv verhält. Sie ist über die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = \frac{p_L}{E}$, wobei E die Energie des Teilchens bezeichnet, definiert:

$$y = \operatorname{atanh} \beta_L \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (\text{A.7})$$

Die Rapidity ist über die transversale Masse $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$, wobei m_0 die Ruhemasse des Teilchens bezeichnet, mit der Energie und der longitudinalen Impulskomponente verknüpft:

$$E = m_T \cosh y, \quad (\text{A.8})$$

$$p_L = m_T \sinh y. \quad (\text{A.9})$$

Aus den Gleichungen (A.8) und (A.9) folgt:

$$E = \frac{dp_L}{dy}. \quad (\text{A.10})$$

Für relativistische Teilchen, für diese gilt $|\vec{p}| \approx E$, kann die Rapidity näherungsweise durch die so genannte Pseudorapidität η ersetzt werden:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} = \frac{1}{2} \ln \frac{2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} = -\ln \left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right) =: \eta. \quad (\text{A.11})$$

Die Pseudorapidität kann demzufolge allein über den Winkel ϑ zwischen Flugbahn des Teilchens und Strahlachse bestimmt werden, was die Messung dieser Größe erheblich vereinfacht.

B. Invarianter Wirkungsquerschnitt

Für den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt $E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}$ gilt:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T dp_L d\varphi}. \quad (\text{B.1})$$

Mit Gleichung (A.10) ergibt sich:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T dy d\varphi}. \quad (\text{B.2})$$

Wird nun Symmetrie bezüglich φ angenommen, kann die Integration über diese Variable ausgeführt werden, und es ergibt sich:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy}. \quad (\text{B.3})$$

In dieser Analyse wird die Teilchenproduktion normiert auf die Anzahl der inelastischen Kollisionen N_{evt} bestimmt:

$$E \frac{d^3N}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{\text{evt}}} \frac{d^2N}{dp_T dy}. \quad (\text{B.4})$$

Diese Größe wird als *invarianter Yield* bezeichnet und ist über den gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{in} mit dem lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = E \frac{d^3N}{d\vec{p}^3} \sigma_{\text{in}}. \quad (\text{B.5})$$

C. N_{coll} - und T_{AB} -Werte

Hier werden die Ergebnisse einer in [Rey05] durchgeföhrten Glauberrechnungen angegeben. Aufgeführt sind die Anzahl von Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll} und die Werte der nuklearen Überlappfunktion T_{AB} in den untersuchten $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Cu+Cu-Kollisionen.

Zentralität	N_{coll}	T_{AB}
80%-94%	$2,4 \pm 0,3$	$0,06 \pm 0,01$
70%-80%	$4,9 \pm 0,6$	$0,12 \pm 0,02$
60%-70%	$9,0 \pm 1,0$	$0,21 \pm 0,02$
50%-60%	$16,2 \pm 1,9$	$0,39 \pm 0,04$
40%-50%	$28,1 \pm 3,4$	$0,67 \pm 0,08$
30%-40%	$47,1 \pm 5,3$	$1,12 \pm 0,11$
20%-30%	$76,1 \pm 8,5$	$1,81 \pm 0,17$
10%-20%	$121,1 \pm 13,6$	$2,88 \pm 0,26$
0%-10%	$182,7 \pm 20,7$	$4,35 \pm 0,40$
0%-94%	$51,8 \pm 5,6$	$1,23 \pm 0,11$

D. Analysierte Runs

Im Folgenden werden die Nummern aller analysierter Runsegmente angegeben.

150513	151831	153010	154105	155118	156669	157676	158984
150553	151832	153037	154106	155230	156721	157681	158993
150555	151834	153043	154120	155231	156725	157684	158994
150556	151865	153044	154121	155232	156737	157702	159108
150659	151887	153046	154123	155233	156753	157749	159109
150660	151891	153047	154129	155234	156756	157754	159110
150731	151892	153049	154298	155276	156758	157769	159112
150732	151913	153050	154300	155277	156763	157920	159117
150733	151914	153182	154301	155278	156764	157922	159136
150743	151916	153225	154305	155279	156766	157927	159138
150753	151917	153226	154343	155311	156769	157937	159139
150754	152082	153227	154345	155312	156770	158027	159145
151086	152083	153231	154349	155314	156832	158029	159275
151087	152084	153232	154351	155316	156834	158031	159278
151088	152085	153236	154353	155337	156862	158179	159287
151101	152088	153275	154381	155338	156887	158180	159966
151112	152092	153277	154628	155339	156888	158182	160097
151113	152093	153278	154631	155340	156942	158187	160098
151150	152094	153279	154632	155342	156946	158252	160099
151151	152098	153280	154633	155344	156947	158254	160113
151152	152099	153284	154634	155356	156949	158261	160118
151154	152101	153285	154644	155357	156978	158263	160119
151192	152130	153286	154646	155358	156982	158446	160120
151193	152135	153324	154647	155359	156987	158450	160122
151194	152136	153336	154650	155360	156991	158463	160123
151199	152156	153515	154653	155469	157089	158466	160157
151201	152158	153516	154658	155475	157090	158467	160158
151224	152164	153519	154674	155661	157097	158469	160159
151225	152167	153521	154682	155664	157099	158492	160160
151226	152169	153523	154851	155665	157112	158498	160163
151227	152192	153561	154852	155666	157113	158500	160252

Tabelle wird auf nächster Seite fortgesetzt.

151239	152193	153573	154854	155667	157115	158515	160258
151353	152194	153574	154856	155669	157119	158517	160259
151438	152195	153576	154900	155674	157155	158519	160260
151439	152223	153612	154904	155678	157156	158521	160269
151443	152225	153613	154909	155681	157157	158569	160270
151444	152229	153614	154917	155920	157179	158570	160272
151448	152230	153615	154921	155921	157287	158572	160273
151449	152349	153616	154922	155922	157299	158578	160433
151461	152353	153651	155074	155929	157309	158589	160434
151462	152354	153740	155076	155930	157311	158595	160435
151579	152355	153741	155077	155931	157324	158644	160436
151581	152356	153747	155078	156568	157427	158648	160460
151582	152960	153750	155085	156569	157443	158650	160461
151645	152971	153753	155094	156571	157447	158661	160471
151646	152973	153770	155098	156576	157492	158664	160487
151648	152982	153824	155100	156602	157493	158972	
151649	152985	153829	155112	156603	157498	158975	
151822	152989	153835	155113	156604	157644	158977	
151825	152995	153837	155114	156607	157649	158979	
151827	153002	154103	155117	156621	157659	158983	

E. Datenwerte

E.1 Inklusive Photonen

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{e^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	9.156E-03	1.702E-05	1.543E-03
1.75	1.331E-03	5.617E-06	2.338E-04
2.25	2.666E-04	2.248E-06	4.860E-05
2.75	6.705E-05	1.029E-06	1.273E-05
3.25	1.783E-05	4.758E-07	3.528E-06
3.75	5.828E-06	2.548E-07	1.165E-06
4.25	2.195E-06	1.484E-07	4.364E-07
4.75	1.067E-06	9.868E-08	2.112E-07
5.25	4.523E-07	6.154E-08	8.934E-08
5.75	2.815E-07	4.628E-08	5.558E-08
6.25	6.388E-08	2.129E-08	1.261E-08
6.75	7.292E-08	8.970E-09	1.808E-08
7.25	3.566E-08	6.058E-09	8.840E-09
7.75	1.956E-08	4.336E-09	4.849E-09
8.25	1.941E-08	4.207E-09	4.812E-09
8.75	8.659E-09	2.731E-09	2.147E-09
9.25	4.544E-09	1.928E-09	1.126E-09
9.75	3.453E-09	1.652E-09	8.561E-10

Tabelle E.1: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 80%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.121E-02	3.057E-05	3.556E-03
1.75	3.181E-03	1.023E-05	5.563E-04
2.25	6.424E-04	4.116E-06	1.168E-04
2.75	1.645E-04	1.900E-06	3.127E-05
3.25	4.339E-05	8.721E-07	8.605E-06
3.75	1.372E-05	4.596E-07	2.737E-06
4.25	5.379E-06	2.742E-07	1.063E-06
4.75	2.164E-06	1.655E-07	4.253E-07
5.25	1.120E-06	1.143E-07	2.197E-07
5.75	6.243E-07	8.128E-08	1.223E-07
6.25	2.563E-07	5.026E-08	5.021E-08
6.75	1.668E-07	1.602E-08	4.116E-08
7.25	7.702E-08	1.052E-08	1.900E-08
7.75	5.192E-08	8.326E-09	1.281E-08
8.25	3.665E-08	6.840E-09	9.042E-09
8.75	2.164E-08	5.104E-09	5.340E-09
9.25	1.130E-08	3.588E-09	2.789E-09
9.75	8.307E-09	3.024E-09	2.050E-09
10.50	3.937E-09	1.398E-09	1.021E-09

Tabelle E.2: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 70%-80%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.951E-02	4.178E-05	6.613E-03
1.75	5.932E-03	1.396E-05	1.038E-03
2.25	1.211E-03	5.653E-06	2.200E-04
2.75	3.000E-04	2.566E-06	5.640E-05
3.25	8.710E-05	1.263E-06	1.689E-05
3.75	2.960E-05	6.875E-07	5.832E-06
4.25	1.096E-05	3.975E-07	2.168E-06
4.75	4.205E-06	2.343E-07	8.326E-07
5.25	1.940E-06	1.529E-07	3.842E-07
5.75	8.836E-07	9.818E-08	1.751E-07
6.25	6.110E-07	7.888E-08	1.211E-07
6.75	2.868E-07	2.137E-08	7.128E-08
7.25	1.590E-07	1.538E-08	3.951E-08
7.75	9.837E-08	1.165E-08	2.445E-08
8.25	5.046E-08	8.163E-09	1.254E-08
8.75	4.206E-08	7.244E-09	1.045E-08
9.25	3.142E-08	6.079E-09	7.809E-09
9.75	1.439E-08	4.041E-09	3.576E-09
10.50	1.211E-08	2.496E-09	3.101E-09
11.50	4.290E-09	1.431E-09	1.098E-09
12.50	2.977E-09	1.147E-09	7.624E-10

Tabelle E.3: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 60%-70%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	6.877E-02	5.525E-05	1.153E-02
1.75	1.021E-02	1.824E-05	1.790E-03
2.25	2.070E-03	7.363E-06	3.764E-04
2.75	5.210E-04	3.371E-06	9.824E-05
3.25	1.462E-04	1.626E-06	2.844E-05
3.75	4.893E-05	8.764E-07	9.611E-06
4.25	1.913E-05	5.217E-07	3.754E-06
4.75	8.499E-06	3.316E-07	1.666E-06
5.25	3.489E-06	2.038E-07	6.836E-07
5.75	1.698E-06	1.355E-07	3.326E-07
6.25	8.267E-07	9.130E-08	1.620E-07
6.75	5.380E-07	2.916E-08	1.327E-07
7.25	2.718E-07	2.001E-08	6.707E-08
7.75	1.700E-07	1.526E-08	4.196E-08
8.25	1.003E-07	1.145E-08	2.474E-08
8.75	7.051E-08	9.330E-09	1.740E-08
9.25	4.808E-08	7.489E-09	1.186E-08
9.75	3.126E-08	5.932E-09	7.714E-09
10.50	1.489E-08	2.755E-09	3.832E-09
11.50	8.440E-09	1.997E-09	2.172E-09
12.50	4.747E-09	1.441E-09	1.221E-09
13.50	2.743E-09	1.056E-09	7.057E-10

Tabelle E.4: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 50%-60%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.126E-01	7.062E-05	1.883E-02
1.75	1.670E-02	2.327E-05	2.934E-03
2.25	3.313E-03	9.260E-06	6.069E-04
2.75	8.053E-04	4.164E-06	1.529E-04
3.25	2.311E-04	2.035E-06	4.498E-05
3.75	7.561E-05	1.084E-06	1.484E-05
4.25	2.982E-05	6.485E-07	5.865E-06
4.75	1.222E-05	3.954E-07	2.406E-06
5.25	5.960E-06	2.650E-07	1.174E-06
5.75	2.466E-06	1.630E-07	4.861E-07
6.25	1.389E-06	1.178E-07	2.737E-07
6.75	7.378E-07	3.395E-08	1.828E-07
7.25	4.346E-07	2.521E-08	1.077E-07
7.75	2.232E-07	1.741E-08	5.530E-08
8.25	1.767E-07	1.515E-08	4.378E-08
8.75	1.031E-07	1.122E-08	2.554E-08
9.25	5.488E-08	7.974E-09	1.359E-08
9.75	6.232E-08	8.351E-09	1.544E-08
10.50	3.198E-08	4.021E-09	8.266E-09
11.50	1.572E-08	2.713E-09	4.065E-09
12.50	5.915E-09	1.603E-09	1.529E-09
13.50	4.049E-09	1.277E-09	1.047E-09

Tabelle E.5: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 40%-50%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.762E-01	8.834E-05	2.956E-02
1.75	2.583E-02	2.888E-05	4.538E-03
2.25	5.146E-03	1.158E-05	9.427E-04
2.75	1.227E-03	5.131E-06	2.353E-04
3.25	3.374E-04	2.435E-06	6.675E-05
3.75	1.120E-04	1.314E-06	2.204E-05
4.25	4.328E-05	7.780E-07	8.414E-06
4.75	1.818E-05	4.810E-07	3.513E-06
5.25	8.811E-06	3.222E-07	1.700E-06
5.75	4.175E-06	2.111E-07	8.053E-07
6.25	2.397E-06	1.547E-07	4.623E-07
6.75	1.254E-06	4.423E-08	3.063E-07
7.25	8.062E-07	3.431E-08	1.970E-07
7.75	4.148E-07	2.366E-08	1.013E-07
8.25	3.002E-07	1.973E-08	7.336E-08
8.75	1.703E-07	1.441E-08	4.161E-08
9.25	8.744E-08	1.004E-08	2.137E-08
9.75	6.247E-08	8.334E-09	1.526E-08
10.50	5.083E-08	5.067E-09	1.311E-08
11.50	2.208E-08	3.210E-09	5.697E-09
12.50	8.123E-09	1.874E-09	2.096E-09
13.50	8.036E-09	1.798E-09	2.073E-09

Tabelle E.6: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 30%-40%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{e^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.553E-01	1.043E-04	4.261E-02
1.75	3.851E-02	3.523E-05	6.760E-03
2.25	7.567E-03	1.404E-05	1.392E-03
2.75	1.820E-03	6.312E-06	3.510E-04
3.25	4.740E-04	2.842E-06	9.421E-05
3.75	1.592E-04	1.559E-06	3.143E-05
4.25	6.031E-05	9.172E-07	1.178E-05
4.75	2.678E-05	5.833E-07	5.208E-06
5.25	1.229E-05	3.800E-07	2.388E-06
5.75	6.165E-06	2.571E-07	1.198E-06
6.25	3.028E-06	1.737E-07	5.884E-07
6.75	1.757E-06	5.229E-08	4.312E-07
7.25	9.983E-07	3.805E-08	2.450E-07
7.75	6.439E-07	2.949E-08	1.580E-07
8.25	3.756E-07	2.203E-08	9.220E-08
8.75	3.086E-07	1.942E-08	7.574E-08
9.25	1.518E-07	1.322E-08	3.726E-08
9.75	1.132E-07	1.123E-08	2.779E-08
10.50	6.285E-08	5.632E-09	1.598E-08
11.50	3.519E-08	4.053E-09	8.945E-09
12.50	1.789E-08	2.780E-09	4.547E-09
13.50	1.083E-08	2.086E-09	2.754E-09
15.00	5.657E-09	9.959E-10	1.434E-09

Tabelle E.7: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 20%-30%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.831E-01	1.292E-04	6.449E-02
1.75	5.504E-02	4.190E-05	9.728E-03
2.25	1.064E-02	1.658E-05	1.970E-03
2.75	2.478E-03	7.274E-06	4.822E-04
3.25	6.311E-04	3.235E-06	1.266E-04
3.75	2.138E-04	1.801E-06	4.223E-05
4.25	8.452E-05	1.088E-06	1.638E-05
4.75	3.578E-05	6.763E-07	6.877E-06
5.25	1.768E-05	4.570E-07	3.391E-06
5.75	8.300E-06	2.993E-07	1.591E-06
6.25	4.170E-06	2.045E-07	7.992E-07
6.75	2.371E-06	6.093E-08	5.771E-07
7.25	1.472E-06	4.649E-08	3.582E-07
7.75	8.628E-07	3.430E-08	2.100E-07
8.25	5.415E-07	2.662E-08	1.318E-07
8.75	3.756E-07	2.145E-08	9.140E-08
9.25	2.639E-07	1.748E-08	6.422E-08
9.75	1.560E-07	1.322E-08	3.797E-08
10.50	8.476E-08	6.557E-09	2.189E-08
11.50	5.091E-08	4.895E-09	1.315E-08
12.50	3.149E-08	3.703E-09	8.134E-09
13.50	1.858E-08	2.743E-09	4.799E-09
15.00	8.585E-09	1.234E-09	2.163E-09

Tabelle E.8: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 10%-20%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	4.921E-01	1.390E-04	8.194E-02
1.75	7.421E-02	4.768E-05	1.305E-02
2.25	1.429E-02	1.900E-05	2.649E-03
2.75	3.348E-03	8.512E-06	6.536E-04
3.25	8.306E-04	3.728E-06	1.655E-04
3.75	2.910E-04	2.136E-06	5.696E-05
4.25	1.132E-04	1.284E-06	2.182E-05
4.75	4.657E-05	7.854E-07	8.938E-06
5.25	2.334E-05	5.375E-07	4.476E-06
5.75	1.145E-05	3.594E-07	2.196E-06
6.25	6.022E-06	2.520E-07	1.155E-06
6.75	3.418E-06	7.479E-08	8.321E-07
7.25	1.970E-06	5.499E-08	4.797E-07
7.75	1.159E-06	4.077E-08	2.823E-07
8.25	7.946E-07	3.294E-08	1.935E-07
8.75	5.195E-07	2.585E-08	1.265E-07
9.25	3.722E-07	2.132E-08	9.063E-08
9.75	2.262E-07	1.628E-08	5.506E-08
10.50	1.506E-07	8.963E-09	3.793E-08
11.50	7.571E-08	6.113E-09	1.906E-08
12.50	3.537E-08	4.018E-09	8.906E-09
13.50	2.493E-08	3.260E-09	6.276E-09
15.00	1.043E-08	1.394E-09	2.618E-09
17.00	5.068E-09	9.230E-10	1.273E-09

Tabelle E.9: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 0%-10%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.674E-01	2.750E-05	2.806E-02
1.75	2.446E-02	9.049E-06	4.311E-03
2.25	4.747E-03	3.581E-06	8.771E-04
2.75	1.111E-03	1.575E-06	2.153E-04
3.25	2.930E-04	7.229E-07	5.818E-05
3.75	9.957E-05	4.012E-07	1.953E-05
4.25	3.884E-05	2.407E-07	7.518E-06
4.75	1.636E-05	1.489E-07	3.150E-06
5.25	7.891E-06	9.953E-08	1.518E-06
5.75	3.824E-06	6.643E-08	7.354E-07
6.25	1.975E-06	4.595E-08	3.798E-07
6.75	1.124E-06	1.373E-08	2.742E-07
7.25	6.569E-07	1.013E-08	1.602E-07
7.75	3.839E-07	7.466E-09	9.365E-08
8.25	2.526E-07	5.923E-09	6.162E-08
8.75	1.712E-07	4.737E-09	4.176E-08
9.25	1.077E-07	3.647E-09	2.626E-08
9.75	7.183E-08	2.937E-09	1.752E-08
10.50	4.391E-08	1.543E-09	1.125E-08
11.50	2.276E-08	1.070E-09	5.831E-09
12.50	1.134E-08	7.265E-10	2.904E-09
13.50	7.332E-09	5.635E-10	1.879E-09
15.00	3.243E-09	2.475E-10	8.296E-10
17.00	1.071E-09	1.354E-10	2.739E-10
19.00	4.847E-10	8.623E-11	1.240E-10
21.00	1.587E-10	4.735E-11	4.061E-11
23.00	8.934E-11	3.408E-11	2.286E-11
25.00	3.815E-11	2.139E-11	9.760E-12

Tabelle E.10: Mit dem PbGl gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 0%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	8.658E-03	7.396E-06	1.465E-03
1.75	1.204E-03	2.464E-06	2.079E-04
2.25	2.288E-04	9.799E-07	4.021E-05
2.75	5.475E-05	4.402E-07	9.788E-06
3.25	1.582E-05	2.198E-07	2.845E-06
3.75	5.519E-06	1.221E-07	1.001E-06
4.25	1.992E-06	6.952E-08	3.636E-07
4.75	8.275E-07	4.256E-08	1.515E-07
5.25	3.849E-07	2.785E-08	7.055E-08
5.75	1.717E-07	1.780E-08	3.149E-08
6.25	9.069E-08	1.246E-08	1.663E-08
6.75	5.633E-08	3.891E-09	1.335E-08
7.25	3.711E-08	3.054E-09	8.793E-09
7.75	2.015E-08	2.176E-09	4.775E-09
8.25	1.335E-08	1.727E-09	3.163E-09
8.75	7.376E-09	1.242E-09	1.748E-09
9.25	7.127E-09	1.191E-09	1.689E-09
9.75	4.453E-09	9.185E-10	1.055E-09
10.50	2.322E-09	4.501E-10	5.896E-10
11.50	1.236E-09	3.147E-10	3.140E-10

Tabelle E.11: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 80%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.071E-02	1.367E-05	3.495E-03
1.75	2.911E-03	4.533E-06	5.018E-04
2.25	5.552E-04	1.804E-06	9.742E-05
2.75	1.339E-04	8.137E-07	2.391E-05
3.25	3.946E-05	4.123E-07	7.112E-06
3.75	1.288E-05	2.188E-07	2.347E-06
4.25	5.280E-06	1.328E-07	9.697E-07
4.75	2.147E-06	8.057E-08	3.959E-07
5.25	8.557E-07	4.876E-08	1.580E-07
5.75	4.031E-07	3.207E-08	7.450E-08
6.25	2.222E-07	2.292E-08	4.108E-08
6.75	1.347E-07	7.075E-09	3.207E-08
7.25	7.122E-08	4.975E-09	1.696E-08
7.75	4.535E-08	3.839E-09	1.080E-08
8.25	2.411E-08	2.728E-09	5.740E-09
8.75	1.773E-08	2.265E-09	4.221E-09
9.25	1.215E-08	1.829E-09	2.893E-09
9.75	4.347E-09	1.067E-09	1.035E-09
10.50	4.370E-09	7.250E-10	1.135E-09
11.50	2.033E-09	4.741E-10	5.279E-10
12.50	1.036E-09	3.265E-10	2.691E-10

Tabelle E.12: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 70%-80%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{e^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.839E-02	1.862E-05	6.481E-03
1.75	5.433E-03	6.191E-06	9.354E-04
2.25	1.038E-03	2.462E-06	1.821E-04
2.75	2.488E-04	1.107E-06	4.455E-05
3.25	7.318E-05	5.625E-07	1.322E-05
3.75	2.404E-05	2.996E-07	4.380E-06
4.25	8.964E-06	1.733E-07	1.643E-06
4.75	3.640E-06	1.050E-07	6.692E-07
5.25	1.770E-06	7.024E-08	3.259E-07
5.75	8.457E-07	4.648E-08	1.558E-07
6.25	4.264E-07	3.178E-08	7.856E-08
6.75	2.286E-07	9.227E-09	5.431E-08
7.25	1.343E-07	6.840E-09	3.190E-08
7.75	7.908E-08	5.078E-09	1.879E-08
8.25	5.414E-08	4.096E-09	1.286E-08
8.75	3.190E-08	3.040E-09	7.580E-09
9.25	1.603E-08	2.105E-09	3.810E-09
9.75	1.301E-08	1.847E-09	3.091E-09
10.50	5.343E-09	8.030E-10	1.397E-09
11.50	3.390E-09	6.130E-10	8.865E-10
12.50	1.309E-09	3.674E-10	3.424E-10
13.50	1.090E-09	3.229E-10	2.850E-10
15.00	4.564E-10	1.382E-10	1.189E-10

Tabelle E.13: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 60%-70%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	6.644E-02	2.448E-05	1.123E-02
1.75	9.431E-03	8.147E-06	1.626E-03
2.25	1.805E-03	3.258E-06	3.168E-04
2.75	4.284E-04	1.455E-06	7.692E-05
3.25	1.227E-04	7.207E-07	2.230E-05
3.75	4.076E-05	3.888E-07	7.437E-06
4.25	1.539E-05	2.265E-07	2.814E-06
4.75	6.445E-06	1.394E-07	1.180E-06
5.25	2.767E-06	8.758E-08	5.071E-07
5.75	1.406E-06	5.978E-08	2.578E-07
6.25	8.014E-07	4.346E-08	1.470E-07
6.75	4.177E-07	1.244E-08	9.896E-08
7.25	2.438E-07	9.185E-09	5.777E-08
7.75	1.372E-07	6.668E-09	3.250E-08
8.25	9.617E-08	5.438E-09	2.278E-08
8.75	5.518E-08	3.989E-09	1.307E-08
9.25	4.147E-08	3.374E-09	9.826E-09
9.75	2.021E-08	2.298E-09	4.788E-09
10.50	1.497E-08	1.341E-09	3.879E-09
11.50	6.861E-09	8.693E-10	1.778E-09
12.50	3.896E-09	6.320E-10	1.010E-09
13.50	2.125E-09	4.495E-10	5.507E-10
15.00	5.713E-10	1.542E-10	1.479E-10
17.00	4.335E-10	1.272E-10	1.122E-10

Tabelle E.14: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 50%-60%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.097E-01	3.160E-05	1.854E-02
1.75	1.541E-02	1.042E-05	2.660E-03
2.25	2.887E-03	4.106E-06	5.088E-04
2.75	6.834E-04	1.831E-06	1.232E-04
3.25	1.962E-04	9.150E-07	3.570E-05
3.75	6.375E-05	4.848E-07	1.163E-05
4.25	2.474E-05	2.861E-07	4.524E-06
4.75	1.003E-05	1.733E-07	1.837E-06
5.25	4.651E-06	1.132E-07	8.534E-07
5.75	2.400E-06	7.795E-08	4.406E-07
6.25	1.204E-06	5.318E-08	2.212E-07
6.75	6.437E-07	1.541E-08	1.526E-07
7.25	3.923E-07	1.164E-08	9.303E-08
7.75	2.333E-07	8.681E-09	5.531E-08
8.25	1.563E-07	6.921E-09	3.706E-08
8.75	9.289E-08	5.162E-09	2.203E-08
9.25	5.832E-08	3.992E-09	1.383E-08
9.75	4.351E-08	3.364E-09	1.032E-08
10.50	2.464E-08	1.715E-09	6.486E-09
11.50	9.632E-09	1.028E-09	2.536E-09
12.50	7.278E-09	8.610E-10	1.916E-09
13.50	2.279E-09	4.647E-10	5.998E-10
15.00	1.385E-09	2.392E-10	3.621E-10
17.00	2.314E-10	9.262E-11	6.051E-11

Tabelle E.15: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 40%-50%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.690E-01	3.895E-05	2.856E-02
1.75	2.364E-02	1.284E-05	4.091E-03
2.25	4.407E-03	5.057E-06	7.788E-04
2.75	1.017E-03	2.224E-06	1.835E-04
3.25	2.980E-04	1.134E-06	5.386E-05
3.75	9.749E-05	6.075E-07	1.766E-05
4.25	3.729E-05	3.566E-07	6.781E-06
4.75	1.541E-05	2.182E-07	2.811E-06
5.25	7.039E-06	1.415E-07	1.286E-06
5.75	3.388E-06	9.404E-08	6.194E-07
6.25	1.936E-06	6.846E-08	3.541E-07
6.75	1.018E-06	1.967E-08	2.407E-07
7.25	6.206E-07	1.485E-08	1.468E-07
7.75	3.559E-07	1.088E-08	8.419E-08
8.25	2.204E-07	8.349E-09	5.213E-08
8.75	1.352E-07	6.325E-09	3.199E-08
9.25	9.445E-08	5.159E-09	2.234E-08
9.75	6.018E-08	4.017E-09	1.423E-08
10.50	3.815E-08	2.168E-09	9.871E-09
11.50	1.888E-08	1.463E-09	4.886E-09
12.50	1.086E-08	1.069E-09	2.811E-09
13.50	4.506E-09	6.641E-10	1.166E-09
15.00	2.166E-09	3.047E-10	5.544E-10
17.00	9.974E-10	1.957E-10	2.553E-10

Tabelle E.16: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 30%-40%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.440E-01	4.593E-05	4.121E-02
1.75	3.463E-02	1.541E-05	5.994E-03
2.25	6.398E-03	6.076E-06	1.135E-03
2.75	1.472E-03	2.678E-06	2.670E-04
3.25	4.150E-04	1.325E-06	7.510E-05
3.75	1.387E-04	7.261E-07	2.509E-05
4.25	5.245E-05	4.252E-07	9.516E-06
4.75	2.207E-05	2.625E-07	4.016E-06
5.25	1.040E-05	1.728E-07	1.895E-06
5.75	5.030E-06	1.154E-07	9.176E-07
6.25	2.678E-06	8.099E-08	4.886E-07
6.75	1.528E-06	2.425E-08	3.608E-07
7.25	8.855E-07	1.789E-08	2.092E-07
7.75	5.465E-07	1.359E-08	1.291E-07
8.25	3.514E-07	1.060E-08	8.300E-08
8.75	2.056E-07	7.864E-09	4.857E-08
9.25	1.491E-07	6.525E-09	3.523E-08
9.75	8.653E-08	4.857E-09	2.044E-08
10.50	5.119E-08	2.532E-09	1.317E-08
11.50	2.792E-08	1.790E-09	7.180E-09
12.50	1.525E-08	1.277E-09	3.923E-09
13.50	7.939E-09	8.872E-10	2.042E-09
15.00	3.717E-09	4.019E-10	9.511E-10
17.00	1.416E-09	2.349E-10	3.622E-10
19.00	4.880E-10	1.316E-10	1.249E-10

Tabelle E.17: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 20%-30%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.642E-01	5.674E-05	6.164E-02
1.75	4.998E-02	1.852E-05	8.688E-03
2.25	8.967E-03	7.161E-06	1.601E-03
2.75	1.992E-03	3.087E-06	3.642E-04
3.25	5.525E-04	1.517E-06	1.005E-04
3.75	1.868E-04	8.417E-07	3.376E-05
4.25	7.165E-05	4.980E-07	1.296E-05
4.75	2.979E-05	3.058E-07	5.404E-06
5.25	1.413E-05	2.021E-07	2.567E-06
5.75	6.591E-06	1.324E-07	1.198E-06
6.25	3.625E-06	9.465E-08	6.593E-07
6.75	2.107E-06	2.856E-08	4.968E-07
7.25	1.242E-06	2.124E-08	2.927E-07
7.75	7.705E-07	1.621E-08	1.817E-07
8.25	4.584E-07	1.217E-08	1.081E-07
8.75	3.099E-07	9.692E-09	7.307E-08
9.25	2.017E-07	7.627E-09	4.755E-08
9.75	1.355E-07	6.099E-09	3.196E-08
10.50	7.749E-08	3.131E-09	1.988E-08
11.50	3.723E-08	2.078E-09	9.553E-09
12.50	2.181E-08	1.534E-09	5.596E-09
13.50	1.402E-08	1.186E-09	3.596E-09
15.00	5.423E-09	4.882E-10	1.383E-09
17.00	1.607E-09	2.517E-10	4.100E-10
19.00	9.671E-10	1.861E-10	2.467E-10
21.00	4.465E-10	1.206E-10	1.139E-10

Tabelle E.18: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 10%-20%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	4.680E-01	6.123E-05	7.864E-02
1.75	6.665E-02	2.092E-05	1.153E-02
2.25	1.196E-02	8.198E-06	2.134E-03
2.75	2.639E-03	3.557E-06	4.848E-04
3.25	7.195E-04	1.733E-06	1.313E-04
3.75	2.389E-04	9.539E-07	4.310E-05
4.25	9.279E-05	5.698E-07	1.673E-05
4.75	3.961E-05	3.560E-07	7.160E-06
5.25	1.827E-05	2.321E-07	3.309E-06
5.75	8.898E-06	1.554E-07	1.613E-06
6.25	4.903E-06	1.110E-07	8.890E-07
6.75	2.837E-06	3.351E-08	6.677E-07
7.25	1.663E-06	2.485E-08	3.913E-07
7.75	1.053E-06	1.913E-08	2.479E-07
8.25	6.850E-07	1.506E-08	1.612E-07
8.75	4.353E-07	1.159E-08	1.024E-07
9.25	2.836E-07	9.134E-09	6.674E-08
9.75	1.962E-07	7.414E-09	4.618E-08
10.50	1.107E-07	3.784E-09	2.842E-08
11.50	6.011E-08	2.670E-09	1.543E-08
12.50	2.976E-08	1.811E-09	7.639E-09
13.50	1.721E-08	1.329E-09	4.418E-09
15.00	7.483E-09	5.797E-10	1.914E-09
17.00	3.067E-09	3.516E-10	7.843E-10
19.00	8.561E-10	1.772E-10	2.190E-10
21.00	4.497E-10	1.225E-10	1.150E-10
23.00	2.335E-10	8.483E-11	5.972E-11
25.00	1.827E-10	7.217E-11	4.672E-11

Tabelle E.19: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 0%-10%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.668E-01	1.264E-05	2.820E-02
1.75	2.302E-02	4.146E-06	3.996E-03
2.25	4.152E-03	1.605E-06	7.394E-04
2.75	9.346E-04	6.972E-07	1.704E-04
3.25	2.607E-04	3.428E-07	4.739E-05
3.75	8.703E-05	1.879E-07	1.576E-05
4.25	3.331E-05	1.107E-07	6.041E-06
4.75	1.392E-05	6.817E-08	2.532E-06
5.25	6.443E-06	4.446E-08	1.174E-06
5.75	3.109E-06	2.959E-08	5.668E-07
6.25	1.694E-06	2.103E-08	3.089E-07
6.75	9.539E-07	6.247E-09	2.252E-07
7.25	5.628E-07	4.646E-09	1.329E-07
7.75	3.440E-07	3.512E-09	8.123E-08
8.25	2.189E-07	2.732E-09	5.168E-08
8.75	1.373E-07	2.096E-09	3.243E-08
9.25	9.190E-08	1.671E-09	2.170E-08
9.75	6.002E-08	1.319E-09	1.417E-08
10.50	3.495E-08	6.820E-10	9.024E-09
11.50	1.773E-08	4.654E-10	4.579E-09
12.50	9.734E-09	3.328E-10	2.513E-09
13.50	5.299E-09	2.365E-10	1.368E-09
15.00	2.279E-09	1.026E-10	5.864E-10
17.00	8.515E-10	5.938E-11	2.191E-10
19.00	3.283E-10	3.516E-11	8.446E-11
21.00	1.603E-10	2.344E-11	4.124E-11
23.00	7.217E-11	1.511E-11	1.857E-11
25.00	4.626E-11	1.164E-11	1.190E-11
27.00	1.511E-11	6.433E-12	3.888E-12

Tabelle E.20: Mit dem PbSc gemessene inklusive Photonen (PID2, Zentralität 0%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	8.908E-03	9.125E-06	1.064E-03
1.75	1.266E-03	2.953E-06	1.559E-04
2.25	2.470E-04	1.155E-06	3.125E-05
2.75	6.051E-05	5.149E-07	7.877E-06
3.25	1.672E-05	2.441E-07	2.225E-06
3.75	5.656E-06	1.339E-07	7.592E-07
4.25	2.081E-06	7.632E-08	2.794E-07
4.75	9.309E-07	4.742E-08	1.248E-07
5.25	4.120E-07	2.998E-08	5.511E-08
5.75	2.158E-07	2.007E-08	2.887E-08
6.25	8.374E-08	1.225E-08	1.108E-08
6.75	6.368E-08	4.357E-09	1.089E-08
7.25	3.651E-08	3.250E-09	6.236E-09
7.75	1.993E-08	2.268E-09	3.398E-09
8.25	1.578E-08	1.897E-09	2.695E-09
8.75	7.817E-09	1.271E-09	1.331E-09
9.25	6.460E-09	1.184E-09	1.096E-09
9.75	4.199E-09	8.900E-10	7.120E-10
10.50	2.322E-09	3.183E-10	4.169E-10
11.50	1.236E-09	2.226E-10	2.220E-10

Tabelle E.21: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 80%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.096E-02	1.665E-05	2.493E-03
1.75	3.044E-03	5.413E-06	3.737E-04
2.25	5.973E-04	2.123E-06	7.540E-05
2.75	1.482E-04	9.498E-07	1.929E-05
3.25	4.123E-05	4.536E-07	5.499E-06
3.75	1.326E-05	2.415E-07	1.783E-06
4.25	5.325E-06	1.468E-07	7.159E-07
4.75	2.155E-06	8.852E-08	2.893E-07
5.25	9.703E-07	5.469E-08	1.302E-07
5.75	4.966E-07	3.652E-08	6.657E-08
6.25	2.348E-07	2.399E-08	3.138E-08
6.75	1.495E-07	7.996E-09	2.558E-08
7.25	7.375E-08	5.444E-09	1.261E-08
7.75	4.814E-08	4.174E-09	8.230E-09
8.25	2.939E-08	3.087E-09	5.023E-09
8.75	1.924E-08	2.413E-09	3.284E-09
9.25	1.187E-08	1.846E-09	2.023E-09
9.75	5.840E-09	1.221E-09	9.967E-10
10.50	4.227E-09	7.321E-10	7.760E-10
11.50	2.033E-09	3.353E-10	3.733E-10
12.50	1.036E-09	2.309E-10	1.903E-10

Tabelle E.22: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 70%-80%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{e^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.896E-02	2.272E-05	4.630E-03
1.75	5.678E-03	7.385E-06	6.970E-04
2.25	1.121E-03	2.906E-06	1.415E-04
2.75	2.731E-04	1.298E-06	3.541E-05
3.25	7.963E-05	6.401E-07	1.053E-05
3.75	2.659E-05	3.424E-07	3.556E-06
4.25	9.874E-06	1.979E-07	1.327E-06
4.75	3.894E-06	1.186E-07	5.242E-07
5.25	1.844E-06	7.833E-08	2.483E-07
5.75	8.615E-07	5.065E-08	1.158E-07
6.25	5.028E-07	3.583E-08	6.759E-08
6.75	2.556E-07	1.061E-08	4.386E-08
7.25	1.455E-07	7.741E-09	2.496E-08
7.75	8.765E-08	5.722E-09	1.503E-08
8.25	5.261E-08	4.432E-09	9.010E-09
8.75	3.614E-08	3.398E-09	6.190E-09
9.25	2.259E-08	2.568E-09	3.871E-09
9.75	1.349E-08	1.929E-09	2.305E-09
10.50	8.437E-09	1.062E-09	1.545E-09
11.50	3.717E-09	6.506E-10	6.822E-10
12.50	1.989E-09	4.603E-10	3.647E-10
13.50	1.090E-09	2.283E-10	2.015E-10
15.00	4.564E-10	9.771E-11	8.408E-11

Tabelle E.23: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 60%-70%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	6.762E-02	2.995E-05	8.048E-03
1.75	9.816E-03	9.687E-06	1.206E-03
2.25	1.933E-03	3.814E-06	2.441E-04
2.75	4.724E-04	1.702E-06	6.143E-05
3.25	1.337E-04	8.237E-07	1.775E-05
3.75	4.453E-05	4.421E-07	5.953E-06
4.25	1.712E-05	2.596E-07	2.289E-06
4.75	7.389E-06	1.613E-07	9.883E-07
5.25	3.094E-06	1.001E-07	4.137E-07
5.75	1.535E-06	6.711E-08	2.051E-07
6.25	8.120E-07	4.743E-08	1.084E-07
6.75	4.744E-07	1.445E-08	8.105E-08
7.25	2.568E-07	1.040E-08	4.387E-08
7.75	1.523E-07	7.596E-09	2.600E-08
8.25	9.799E-08	6.033E-09	1.672E-08
8.75	6.191E-08	4.511E-09	1.056E-08
9.25	4.428E-08	3.718E-09	7.550E-09
9.75	2.481E-08	2.633E-09	4.229E-09
10.50	1.494E-08	1.465E-09	2.729E-09
11.50	7.500E-09	9.523E-10	1.371E-09
12.50	4.212E-09	6.709E-10	7.698E-10
13.50	2.337E-09	4.681E-10	4.272E-10
15.00	5.713E-10	1.090E-10	1.046E-10
17.00	4.335E-10	8.993E-11	7.934E-11

Tabelle E.24: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 50%-60%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.112E-01	3.849E-05	1.321E-02
1.75	1.604E-02	1.236E-05	1.976E-03
2.25	3.092E-03	4.793E-06	3.927E-04
2.75	7.411E-04	2.126E-06	9.687E-05
3.25	2.125E-04	1.038E-06	2.824E-05
3.75	6.924E-05	5.499E-07	9.250E-06
4.25	2.708E-05	3.263E-07	3.627E-06
4.75	1.103E-05	1.978E-07	1.480E-06
5.25	5.249E-06	1.299E-07	7.044E-07
5.75	2.430E-06	8.643E-08	3.260E-07
6.25	1.285E-06	5.915E-08	1.723E-07
6.75	6.881E-07	1.756E-08	1.178E-07
7.25	4.121E-07	1.318E-08	7.057E-08
7.75	2.286E-07	9.631E-09	3.913E-08
8.25	1.657E-07	7.797E-09	2.835E-08
8.75	9.745E-08	5.770E-09	1.667E-08
9.25	5.686E-08	4.342E-09	9.717E-09
9.75	5.178E-08	3.882E-09	8.854E-09
10.50	2.811E-08	1.991E-09	5.188E-09
11.50	1.241E-08	1.233E-09	2.290E-09
12.50	6.770E-09	9.102E-10	1.252E-09
13.50	2.987E-09	5.375E-10	5.520E-10
15.00	1.385E-09	1.692E-10	2.561E-10
17.00	2.314E-10	6.549E-11	4.278E-11

Tabelle E.25: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 40%-50%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.726E-01	4.774E-05	2.055E-02
1.75	2.472E-02	1.529E-05	3.047E-03
2.25	4.763E-03	5.951E-06	6.058E-04
2.75	1.116E-03	2.586E-06	1.466E-04
3.25	3.159E-04	1.256E-06	4.216E-05
3.75	1.041E-04	6.755E-07	1.388E-05
4.25	4.008E-05	4.000E-07	5.322E-06
4.75	1.670E-05	2.462E-07	2.216E-06
5.25	7.866E-06	1.612E-07	1.043E-06
5.75	3.752E-06	1.060E-07	4.975E-07
6.25	2.146E-06	7.710E-08	2.846E-07
6.75	1.131E-06	2.251E-08	1.922E-07
7.25	7.095E-07	1.713E-08	1.206E-07
7.75	3.839E-07	1.225E-08	6.522E-08
8.25	2.581E-07	9.653E-09	4.385E-08
8.75	1.516E-07	7.189E-09	2.574E-08
9.25	9.132E-08	5.607E-09	1.550E-08
9.75	6.118E-08	4.391E-09	1.038E-08
10.50	4.421E-08	2.509E-09	8.079E-09
11.50	2.034E-08	1.632E-09	3.716E-09
12.50	9.793E-09	1.131E-09	1.790E-09
13.50	6.031E-09	7.859E-10	1.102E-09
15.00	2.166E-09	2.155E-10	3.920E-10
17.00	9.974E-10	1.384E-10	1.805E-10

Tabelle E.26: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 30%-40%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	2.497E-01	5.639E-05	2.965E-02
1.75	3.654E-02	1.851E-05	4.504E-03
2.25	6.961E-03	7.178E-06	8.889E-04
2.75	1.635E-03	3.146E-06	2.161E-04
3.25	4.417E-04	1.460E-06	5.911E-05
3.75	1.481E-04	8.015E-07	1.974E-05
4.25	5.608E-05	4.730E-07	7.454E-06
4.75	2.426E-05	2.952E-07	3.223E-06
5.25	1.128E-05	1.939E-07	1.499E-06
5.75	5.554E-06	1.294E-07	7.382E-07
6.25	2.837E-06	8.959E-08	3.770E-07
6.75	1.637E-06	2.728E-08	2.786E-07
7.25	9.393E-07	1.999E-08	1.598E-07
7.75	5.928E-07	1.523E-08	1.009E-07
8.25	3.628E-07	1.176E-08	6.173E-08
8.75	2.541E-07	9.233E-09	4.324E-08
9.25	1.504E-07	7.149E-09	2.557E-08
9.75	9.871E-08	5.500E-09	1.679E-08
10.50	5.685E-08	2.887E-09	1.028E-08
11.50	3.136E-08	2.039E-09	5.673E-09
12.50	1.644E-08	1.412E-09	2.975E-09
13.50	9.201E-09	9.912E-10	1.665E-09
15.00	4.586E-09	4.623E-10	8.262E-10
17.00	1.416E-09	1.661E-10	2.561E-10
19.00	4.880E-10	9.304E-11	8.829E-11

Tabelle E.27: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 20%-30%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	3.737E-01	6.954E-05	4.460E-02
1.75	5.247E-02	2.210E-05	6.503E-03
2.25	9.774E-03	8.463E-06	1.256E-03
2.75	2.220E-03	3.619E-06	2.958E-04
3.25	5.879E-04	1.662E-06	7.921E-05
3.75	1.991E-04	9.271E-07	2.655E-05
4.25	7.763E-05	5.567E-07	1.027E-05
4.75	3.260E-05	3.447E-07	4.301E-06
5.25	1.580E-05	2.296E-07	2.083E-06
5.75	7.391E-06	1.499E-07	9.746E-07
6.25	3.878E-06	1.055E-07	5.113E-07
6.75	2.235E-06	3.213E-08	3.784E-07
7.25	1.353E-06	2.404E-08	2.290E-07
7.75	8.148E-07	1.811E-08	1.380E-07
8.25	4.981E-07	1.374E-08	8.432E-08
8.75	3.411E-07	1.096E-08	5.774E-08
9.25	2.311E-07	8.690E-09	3.912E-08
9.75	1.451E-07	6.819E-09	2.455E-08
10.50	8.099E-08	3.496E-09	1.474E-08
11.50	4.374E-08	2.402E-09	7.961E-09
12.50	2.634E-08	1.777E-09	4.793E-09
13.50	1.608E-08	1.334E-09	2.926E-09
15.00	6.894E-09	5.757E-10	1.236E-09
17.00	1.607E-09	1.780E-10	2.899E-10
19.00	9.671E-10	1.316E-10	1.744E-10
21.00	4.465E-10	8.530E-11	8.054E-11

Tabelle E.28: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 10%-20%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	4.801E-01	7.496E-05	5.679E-02
1.75	7.037E-02	2.504E-05	8.677E-03
2.25	1.308E-02	9.676E-06	1.682E-03
2.75	2.972E-03	4.203E-06	3.976E-04
3.25	7.702E-04	1.913E-06	1.036E-04
3.75	2.628E-04	1.073E-06	3.486E-05
4.25	1.023E-04	6.474E-07	1.347E-05
4.75	4.287E-05	4.025E-07	5.641E-06
5.25	2.065E-05	2.670E-07	2.719E-06
5.75	1.009E-05	1.781E-07	1.329E-06
6.25	5.423E-06	1.265E-07	7.141E-07
6.75	3.117E-06	3.836E-08	5.274E-07
7.25	1.810E-06	2.835E-08	3.063E-07
7.75	1.104E-06	2.159E-08	1.868E-07
8.25	7.374E-07	1.709E-08	1.248E-07
8.75	4.754E-07	1.323E-08	8.042E-08
9.25	3.256E-07	1.055E-08	5.509E-08
9.75	2.103E-07	8.392E-09	3.556E-08
10.50	1.307E-07	4.485E-09	2.350E-08
11.50	6.779E-08	3.111E-09	1.219E-08
12.50	3.244E-08	2.063E-09	5.834E-09
13.50	2.085E-08	1.561E-09	3.751E-09
15.00	8.863E-09	6.741E-10	1.589E-09
17.00	3.966E-09	4.173E-10	7.114E-10
19.00	8.561E-10	1.253E-10	1.548E-10
21.00	4.497E-10	8.659E-11	8.133E-11
23.00	2.335E-10	5.998E-11	4.223E-11
25.00	1.827E-10	5.103E-11	3.304E-11

Tabelle E.29: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 0%-10%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	stat. Unsicherheit	gesamte syst. Unsicherheit
1.25	1.671E-01	1.516E-05	1.989E-02
1.75	2.373E-02	4.859E-06	2.935E-03
2.25	4.438E-03	1.861E-06	5.691E-04
2.75	1.018E-03	8.009E-07	1.351E-04
3.25	2.755E-04	3.754E-07	3.693E-05
3.75	9.280E-05	2.073E-07	1.234E-05
4.25	3.590E-05	1.239E-07	4.750E-06
4.75	1.507E-05	7.661E-08	1.992E-06
5.25	7.127E-06	5.045E-08	9.426E-07
5.75	3.446E-06	3.362E-08	4.560E-07
6.25	1.826E-06	2.369E-08	2.416E-07
6.75	1.036E-06	7.114E-09	1.758E-07
7.25	6.083E-07	5.271E-09	1.032E-07
7.75	3.633E-07	3.950E-09	6.163E-08
8.25	2.351E-07	3.092E-09	3.989E-08
8.75	1.536E-07	2.404E-09	2.606E-08
9.25	9.947E-08	1.892E-09	1.687E-08
9.75	6.568E-08	1.507E-09	1.114E-08
10.50	3.944E-08	7.928E-10	7.173E-09
11.50	2.024E-08	5.442E-10	3.681E-09
12.50	1.052E-08	3.807E-10	1.914E-09
13.50	6.294E-09	2.783E-10	1.145E-09
15.00	2.750E-09	1.212E-10	4.990E-10
17.00	9.536E-10	6.758E-11	1.730E-10
19.00	3.978E-10	4.021E-11	7.219E-11
21.00	1.597E-10	2.418E-11	2.900E-11
23.00	7.805E-11	1.548E-11	1.417E-11
25.00	4.420E-11	1.115E-11	8.030E-12
27.00	1.511E-11	4.549E-12	2.749E-12

Tabelle E.30: Kombination der mit dem PbGl und dem PbSc gemessenen inklusiven Photonen (PID2, Zentralität 0%-94%).

E.2 Direkte Photonen

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	1.184E-04	–	1.224E-03
1.75	4.873E-05	–	1.916E-04
2.25	8.564E-06	–	3.643E-05
2.75	3.648E-06	–	1.030E-05
3.75	5.664E-07	–	1.182E-06
4.75	1.658E-08	–	1.435E-07
5.25	5.069E-08	–	1.090E-07
5.75	1.448E-08	–	5.068E-08
6.75	8.116E-09	–	2.042E-08
7.25	7.287E-09	–	1.481E-08
7.75	5.789E-09	4.905E-09	–
8.25	3.691E-09	2.601E-09	–
8.75	1.331E-10	–	2.050E-09
9.25	2.095E-09	1.305E-09	–
9.75	2.562E-09	1.334E-09	–
11.50	2.804E-10	–	6.625E-10

Tabelle E.31: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 80%-94%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	1.905E-04	–	2.756E-03
1.75	1.551E-04	–	4.942E-04
2.25	2.826E-05	–	9.452E-05
2.75	8.156E-06	–	2.451E-05
3.75	9.952E-07	–	2.466E-06
4.25	5.227E-07	–	1.112E-06
5.25	8.704E-08	–	2.116E-07
5.75	8.625E-08	6.903E-08	–
6.25	6.209E-08	–	1.248E-07
6.75	6.070E-08	2.873E-08	–
7.75	1.693E-08	7.706E-09	–
8.25	3.736E-09	–	8.904E-09
8.75	2.396E-09	–	6.175E-09
10.50	3.112E-10	–	1.315E-09
12.50	3.147E-10	3.076E-10	–

Tabelle E.32: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 70%-80%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	8.454E-04	–	5.617E-03
1.75	3.052E-04	–	9.376E-04
2.25	6.465E-05	–	1.879E-04
2.75	1.438E-05	–	4.460E-05
3.25	3.090E-06	–	1.203E-05
3.75	3.761E-06	2.662E-06	–
4.25	1.032E-06	–	2.087E-06
5.25	2.630E-07	2.063E-07	–
5.75	1.910E-08	–	1.386E-07
6.25	1.210E-07	6.126E-08	–
6.75	4.966E-08	3.412E-08	–
7.25	3.470E-08	2.081E-08	–
7.75	7.825E-09	–	2.250E-08
8.25	1.363E-08	7.258E-09	–
8.75	9.717E-09	4.914E-09	–
9.25	5.294E-09	3.551E-09	–
9.75	1.023E-09	–	2.803E-08
10.50	1.379E-09	–	2.894E-09
11.50	1.606E-09	7.041E-10	–
12.50	5.207E-10	–	1.087E-09
13.50	5.524E-10	2.533E-10	–
15.00	1.968E-10	1.589E-10	–

Tabelle E.33: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 60%-70%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{e^2}{\text{GeV}^2}$)	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	1.843E-03	–	1.012E-02
1.75	5.553E-04	–	1.645E-03
2.25	1.196E-04	–	3.308E-04
2.75	2.183E-05	–	7.437E-05
3.75	5.246E-06	4.573E-06	–
4.25	1.973E-06	1.786E-06	–
4.75	4.831E-07	–	1.316E-06
5.25	4.529E-07	3.323E-07	–
5.75	3.332E-08	–	2.311E-07
6.25	1.463E-07	9.414E-08	–
6.75	8.137E-08	5.711E-08	–
7.25	3.649E-08	3.497E-08	–
7.75	1.068E-08	–	3.407E-08
8.25	2.424E-08	1.131E-08	–
8.75	1.216E-08	8.516E-09	–
9.25	9.901E-09	5.877E-09	–
9.75	5.755E-09	3.684E-09	–
10.50	5.772E-09	2.035E-09	–
11.50	3.622E-09	1.405E-09	–
12.50	2.450E-09	7.683E-10	–
13.50	1.221E-09	4.869E-10	–
17.00	2.271E-10	1.040E-10	–

Tabelle E.34: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 50%-60%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	4.244E-03	–	1.748E-02
1.75	1.151E-03	–	2.900E-03
2.25	1.971E-04	–	5.342E-04
2.75	2.842E-05	–	1.116E-04
3.25	9.039E-07	–	2.575E-05
3.75	9.181E-06	6.987E-06	–
4.25	3.408E-06	2.768E-06	–
4.75	7.029E-07	–	1.937E-06
5.25	7.701E-07	5.437E-07	–
5.75	3.692E-07	2.631E-07	–
6.25	2.548E-07	1.378E-07	–
6.75	3.864E-08	–	1.245E-07
7.25	5.724E-08	5.013E-08	–
7.75	3.974E-08	2.974E-08	–
8.25	4.271E-08	1.720E-08	–
8.75	1.823E-08	1.192E-08	–
9.25	3.172E-09	–	1.151E-08
9.75	2.903E-08	6.004E-09	–
10.50	8.478E-09	3.340E-09	–
11.50	4.881E-09	1.705E-09	–
12.50	2.752E-09	1.338E-09	–
13.50	1.773E-09	8.184E-10	–
15.00	9.877E-10	2.236E-10	–
17.00	4.174E-11	–	1.376E-10

Tabelle E.35: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 40%-50%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	1.032E-02	–	3.038E-02
1.75	1.757E-03	–	4.466E-03
2.25	4.439E-04	–	9.451E-04
2.75	8.947E-05	–	2.084E-04
3.25	5.170E-06	–	4.150E-05
3.75	1.404E-05	1.041E-05	–
4.25	4.501E-06	4.144E-06	–
4.75	1.264E-06	–	3.084E-06
5.25	1.357E-06	7.723E-07	–
5.75	5.208E-07	3.977E-07	–
6.25	5.062E-07	2.080E-07	–
6.75	2.942E-07	1.103E-07	–
7.25	2.439E-07	6.905E-08	–
7.75	1.298E-07	3.853E-08	–
8.25	7.658E-08	2.505E-08	–
8.75	4.209E-08	1.599E-08	–
9.25	1.910E-08	1.125E-08	–
9.75	1.370E-08	8.291E-09	–
10.50	1.715E-08	4.554E-09	–
11.50	7.041E-09	2.381E-09	–
12.50	3.588E-09	1.389E-09	–
13.50	3.298E-09	8.651E-10	–
15.00	9.570E-10	3.187E-10	–
17.00	7.719E-10	1.652E-10	–

Tabelle E.36: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 30%-40%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{e^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	5.392E-03	–	3.649E-02
1.75	2.501E-03	–	6.519E-03
2.25	5.978E-04	–	1.341E-03
2.75	1.509E-04	–	3.232E-04
3.25	6.465E-07	–	5.227E-05
3.75	1.880E-05	1.496E-05	–
4.25	7.160E-06	5.689E-06	–
4.75	1.957E-06	–	4.581E-06
5.25	2.048E-06	1.095E-06	–
5.75	1.138E-06	5.343E-07	–
6.25	4.649E-07	2.948E-07	–
6.75	4.097E-07	1.582E-07	–
7.25	2.258E-07	9.549E-08	–
7.75	1.793E-07	6.177E-08	–
8.25	8.295E-08	3.600E-08	–
8.75	8.461E-08	2.384E-08	–
9.25	4.145E-08	1.538E-08	–
9.75	3.004E-08	1.066E-08	–
10.50	1.740E-08	5.756E-09	–
11.50	1.541E-08	3.259E-09	–
12.50	7.083E-09	1.886E-09	–
13.50	5.242E-09	1.170E-09	–
15.00	3.109E-09	5.774E-10	–
17.00	1.182E-09	2.536E-10	–

Tabelle E.37: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 20%-30%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	2.588E-02	–	7.120E-02
1.75	4.564E-03	–	1.019E-02
2.25	1.069E-03	1.007E-03	–
2.75	2.864E-04	2.234E-04	–
3.25	5.576E-06	–	7.398E-05
3.75	2.495E-05	2.016E-05	–
4.25	1.052E-05	7.792E-06	–
4.75	3.021E-06	–	6.485E-06
5.25	3.803E-06	1.395E-06	–
5.75	1.250E-06	7.324E-07	–
6.25	8.020E-07	3.732E-07	–
6.75	6.476E-07	2.044E-07	–
7.25	4.318E-07	1.234E-07	–
7.75	2.162E-07	8.103E-08	–
8.25	1.510E-07	4.564E-08	–
8.75	1.225E-07	3.154E-08	–
9.25	8.637E-08	2.139E-08	–
9.75	4.701E-08	1.449E-08	–
10.50	2.583E-08	7.930E-09	–
11.50	2.006E-08	4.149E-09	–
12.50	1.383E-08	2.755E-09	–
13.50	8.503E-09	1.752E-09	–
15.00	3.978E-09	8.213E-10	–
17.00	8.834E-10	2.311E-10	–
19.00	4.231E-10	2.717E-10	–
21.00	3.693E-10	9.891E-11	–

Tabelle E.38: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 10%-20%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield $\left(\frac{c^2}{\text{GeV}^2}\right)$	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.75	4.341E-03	-	1.213E-02
2.25	1.358E-03	1.357E-03	-
2.75	4.377E-04	2.921E-04	-
3.25	2.803E-05	-	1.146E-04
3.75	4.303E-05	2.532E-05	-
4.25	1.869E-05	9.665E-06	-
4.75	6.830E-06	4.167E-06	-
5.25	6.048E-06	1.700E-06	-
5.75	2.547E-06	8.842E-07	-
6.25	1.722E-06	4.450E-07	-
6.75	1.002E-06	2.741E-07	-
7.25	6.604E-07	1.584E-07	-
7.75	4.077E-07	9.743E-08	-
8.25	2.938E-07	6.158E-08	-
8.75	1.851E-07	4.093E-08	-
9.25	1.395E-07	2.800E-08	-
9.75	8.743E-08	1.897E-08	-
10.50	6.389E-08	1.106E-08	-
11.50	3.322E-08	6.102E-09	-
12.50	1.449E-08	3.268E-09	-
13.50	1.334E-08	2.156E-09	-
15.00	6.054E-09	9.384E-10	-
17.00	3.130E-09	5.132E-10	-
19.00	7.207E-10	1.489E-10	-
21.00	6.402E-11	-	2.759E-10

Tabelle E.39: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 0%-10%).

p_T (GeV/c)	invar. Yield ($\frac{c^2}{\text{GeV}^2}$)	gesamte Unsicherheit	oberes Limit
1.25	7.106E-03	–	2.894E-02
1.75	2.258E-03	–	4.779E-03
2.25	4.746E-04	4.591E-04	–
2.75	1.034E-04	–	2.092E-04
3.25	2.486E-06	–	3.438E-05
3.75	1.374E-05	9.096E-06	–
4.25	5.681E-06	3.475E-06	–
4.75	1.682E-06	1.548E-06	–
5.25	1.661E-06	6.272E-07	–
5.75	6.911E-07	3.176E-07	–
6.25	4.466E-07	1.596E-07	–
6.75	2.932E-07	9.136E-08	–
7.25	1.868E-07	5.292E-08	–
7.75	1.099E-07	3.232E-08	–
8.25	7.575E-08	2.005E-08	–
8.75	5.226E-08	1.305E-08	–
9.25	3.191E-08	8.640E-09	–
9.75	2.374E-08	5.650E-09	–
10.50	1.508E-08	3.286E-09	–
11.50	8.997E-09	1.675E-09	–
12.50	5.117E-09	1.233E-09	–
13.50	3.569E-09	5.488E-10	–
15.00	1.671E-09	2.413E-10	–
17.00	6.810E-10	1.052E-10	–
19.00	3.545E-10	5.498E-11	–
21.00	1.395E-10	3.106E-11	–

Tabelle E.40: Mit dem PbGl und dem PbSc gemessene direkte Photonen (PID2, Zentralität 0%-94%).

Literaturverzeichnis

- [A⁺05] S. S. Adler et al. *Centrality Dependence of Charm Production from a Measurement of Single Electrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Physical Review Letters*, **94**, 2005.
- [BG76] M. Bourquin und J. Gaillard. *A simple phenomenological description of hadron production. Nuclear Physics B*, **114**, 1976.
- [CKV03] T. Chujo, A. Kiyomichi und J. Velkovska. *Identified Charged Single Particle Spectra and Yield at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Au+Au for PPG015/026. PHENIX Internal Analysis Note 187*, 2003.
- [CP75] J. C. Collins und M. J. Perry. *Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks?*. Physical Review Letters, **34**, 1975.
- [Cre77] M. Creutz. *Gauge fixing, the transfer matrix, and confinement on a lattice. Physical Review D*, **15**, 1977.
- [d'E04] D. d'Enterria. *Photon conversions in the central-arms for Runs 1-3. PHENIX Internal Analysis Note 322*, 2004.
- [GM64] M. Gell-Mann. *A schematic model of baryons and mesons. Physics Letters B*, **8**, 1964.
- [HLO03] M. Harrison, T. Ludlam und S. Ozaki. *The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **499**, 2003.

- [IDI⁺06] T. Isobe, G. David, J. Imrek et al. *High pT Direct Photon Analysis in the PbSc - Run-4 200GeV Au+Au Collisions.* *PHENIX Internal Analysis Note 545*, 2006.
- [K⁺05] M. Konno et al. *Identified Charged Hadron Spectra in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$.* *PHENIX Internal Analysis Note 448*, 2005.
- [Kar02] F. Karsch. *Lattice QCD at High Temperature and Density. Lecture Notes in Physics*, **583**, 2002.
- [KB00] C. Klein-Bösing. *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX.* Diplomarbeit, Universität Münster, 2000.
- [KB04] C. Klein-Bösing. *Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au+Au Collisions.* Dissertation, Universität Münster, 2004.
- [KBRA05] C. Klein-Bösing, K. Reygers und T. Awes. *Direct Photons measured with the PbGl and the PbSc in $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ Au+Au Collisions (Run02).* *PHENIX Internal Analysis Note 353*, 2005.
- [KBRD⁺05] C. Klein-Bösing, K. Reygers, G. David et al. *Centrality dependence of Neutral Pion Production in $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ Cu+Cu Collisions (Run05).* *PHENIX Internal Analysis Note 417*, 2005.
- [MS86] T. Matsui und H. Satz. *J/ Ψ Suppression by a Quark-Gluon-Plasma Formation.* *Physics Letters B*, **178**, 1986.
- [NBH⁺05] J. Nagle, S. Belikov, K. Homma et al. *PHENIX Run-5 Copper-Copper 200GeV Minimum Bias and Centrality Determination.* *PHENIX Internal Analysis Note 387*, 2005.
- [Ram07] M. Rammler. *Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen p+Pb- und p+C-Kollisionen.* Diplomarbeit, Universität Münster, 2007.

- [Rey03] K. Reygers. *Glauber Monte-Carlo Calculations for Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$* . PHENIX Internal Analysis Note 169, 2003.
- [Rey05] K. Reygers. https://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/draft/reygers/glauber/tables_cucu_200gev.html, 2005.
- [Rey06] K. Reygers. *Ultrarelativistische Schwerionenphysik - Quarks, Gluonen und Qark-Gluon-Plasma*. Vorlesung, 2006.
- [Vog07] W. Vogelsang. private Mitteilung, 2007.
- [Y⁺06] W.-M. Yao et al. *Particle Physics Booklet*. 2006.
- [Zau07] O. Zaudtke. *Measurement of Direct-Photon Production and Neutral Pion Double Helicity Asymmetry in Ultra-Relativistic p+p Collisions*. Dissertation, Universität Münster, 2007.
- [Zwe64] G. Zweig. *An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*. CERN-8419-TH-412, 1964.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. Johannes P. Wessels für die Möglichkeit, in dieser Arbeitsgruppe meine Diplomarbeit anzufertigen.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Christian Klein-Bösing für seine Bereitschaft, mir bei allen physikalischen und technischen Fragestellungen stets geduldig weiterzuhelfen. Außerdem danke ich Christoph Baumann, PD Dr. Klaus Reygers, Baldo Sahlmüller und Oliver Zaudtke für ihre Hilfsbereitschaft während meiner gesamten Diplomarbeit.

Für die Durchsicht dieser Diplomarbeit und die vielen Ratschläge zur Verbesserung danke ich Christoph Baumann, Christian Klein-Bösing, Melanie Klein-Bösing, Baldo Sahlmüller, Alexander Wilk und Claudia Winkel.

Der ganzen Arbeitsgruppe möchte ich für die sehr gute Arbeitsatmosphäre danken, die ich hier vorgefunden habe. Besonders möchte ich Ansgar Kumpmann erwähnen, mit dem ich während der Diplomarbeit ein Büro teilen durfte.

Frau Maria Portscher danke ich für die freundliche und sehr engagierte Arbeit im Prüfungsamt.

Außerdem möchte ich mich hier bei denen bedanken, die mich auch außerhalb der Arbeitsgruppe begleitet haben. Einige möchte ich hier noch besonders erwähnen: Ich danke Henrik und Jan für Kaffeepausen, WG-Partys und vieles mehr. Tina danke ich für die jahrelange Freundschaft. Bei Claudia möchte ich mich für die gemeinsame Zeit und alle Unterstützung bedanken.

Schließlich danke ich meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht und mich stets unterstützt haben.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 18. Dezember 2007

Robert Lüchtenborg

