

Bachelorthesis

**Bestimmung des Photonen Cocktails und des
Doppelverhältnisses γ_{hadron} zur Messung direkter
Photonen in Simulationen für $Au + Au$ Kollisionen bei
1, 23 $AGeV$ Strahlenergie am HADES Experiment an
der GSI**

Zur Erlangung des akademischen Grades Bachelor of Science
– Physik

Justus-Liebig Universität Gießen

vorgelegt am II. Physikalischen Institut

Fachbereich 07 – Mathematik und Informatik, Physik, Geographie

Autor: **Jan-Hendrik Otto**

Abgabe: **September 2015**

Autor: **Jan-Hendrik Otto**
Matrikelnummer: **6002583**
Abgabe: **September 2015**
1. Gutachter: **Prof. Dr. Claudia Höhne**
2. Gutachter: **Prof. Dr. Kai Brinkmann**

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der "Satzung der Justus-Liebig-Universität zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis" niedergelegt sind, eingehalten. Gemäß § 25 Abs. 6 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge dulde ich eine Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware.

Datum

Unterschrift

I Motivation

Bereits in der Antike wurden von Philosophen und anderen Gelehrten in Griechenland, China und Indien die Fragen nach den Bestandteilen der Welt und den sie zusammenhaltenden Kräften diskutiert. War es damals noch gängige Meinung, die komplette bekannte Materie auf einen Urstoff, oder doch zumindest auf einige Elemente wie Feuer, Wasser, Luft und Erde zurückführen zu können, so kam im Laufe des Mittelalters durch die Entdeckung vieler Elemente wie wir sie heute kennen (Kobalt, Nickel, Phosphor,...) die Frage nach einer Ordnung derselben auf. Im Jahr 1869 veröffentlichte Mendelejew das von ihm erstellte Periodensystem der Elemente und widerlegte damit die von John Dalton aufgestellte Hypothese, dass Atome die kleinste, unzerstörbare Materieeinheit sind, da eine Ordnung wie sie im Periodensystem vorherrscht, erfordert, dass Atome aus kleineren Bausteinen bestehen. Angetrieben durch die Entdeckung des Elektrons durch Joseph John Thompson kamen die ersten Überlegungen zu einem Atommodell auf. So wurde unter anderem von Niels Bohr 1913 postuliert, dass Elektronen in bestimmten Bahnen um den Atomkern fliegen – der nach dem Rutherford'schen Streuexperiment den Großteil der Masse des Atoms ausmacht.

Auf Grundlage der Entdeckung der kosmischen Höhenstrahlung durch Viktor Hess kam es bereits vor der Entwicklung der ersten Beschleuniger zur Entdeckung einiger (Elementar-) Teilchen wie Positron, Myon und Pion. Mit Inbetriebnahme der ersten Teilchenbeschleuniger wurde es möglich, ansonsten nur schwer, oder gar nicht nachweisbare Teilchen zu produzieren, zu detektieren und schließlich zu klassifizieren.

Bis heute werden immer größere oder bei höheren Intensitäten arbeitende Beschleunigeranlagen gebaut, um an noch verborgen gebliebene Informationen zu gelangen, welche das Verständnis der uns umgebenden Materie verbessern. Es werden zum Beispiel Schwerionenkollisionen genutzt, um verschiedene Phasen stark wechselwirkender Materie zu erzeugen. Neben der Charakterisierung dieser Phasen ist es möglich, grundlegende Fragestellungen der Quantenchromodynamik wie die chirale Symmetriebrechung und damit die Erzeugung der Hadronenmassen zu untersuchen. Am HADES Experiment an der GSI, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand, werden Schwerionenkollisionen bei eher geringen Strahlenergien untersucht.

Zur Untersuchung stark wechselwirkender Materie eignen sich insbesondere Proben, welche selber nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, das erzeugte Medium also weitgehend ungehindert verlassen können. In diesem Zusammenhang ist vom PHENIX Experiment das sogenannte Thermal-Photon-Puzzle aufgeworfen worden. Zur Lösung der in diesem Zusammenhang unverständenen Produktion von Photonen sollen diese auch am HADES Experiment untersucht werden.

II Zusammenfassung

Durch Messungen der transversalen Photonenspektren [1] und des elliptischen Flusses [2] von Photonen wurde am PHENIX - Experiment am RHIC das *Thermal-Photon Puzzle* [3] aufgeworfen. Dieses kann im Moment noch nicht durch konsistente theoretische Modelle erklärt werden. Folglich werden an anderen Experimenten dieselben Größen gemessen und die Ergebnisse auf Übereinstimmungen geprüft. Dabei ist es besonders von Interesse, ob die am PHENIX-Experiment gemachten Entdeckungen auch bei anderen Energien beobachtet werden. Daher wird nun am HADES-Experiment an der GSI in $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie versucht, den Fluss und die Transversalimpulse direkter Photonen zu bestimmen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung eines dafür notwendigen Verhältnisses produzierter Photonen aus Simulationen.

Hierzu werden zwei Wege eingeschlagen: Zunächst wird eine thermische Verteilung solcher Hadronen erzeugt, die bei HADES gemessen wurden, bzw. deren Auftreten erwartet wird und Zerfallskanäle in Photonen besitzen. Hierfür wird das Simulationsprogramm PLUTO verwendet. Die Spektren der Photonen, in welche die Hadronen zerfallen, werden ausgewertet und das sogenannte γ_{hadron} -Verhältnis aus ihnen berechnet. Zur Abschätzung der noch nicht experimentell gemessenen Multiplizitäten werden das m_t -scaling (η, ω), Clebsch-Gordan-Koeffizienten (Δ) sowie ein $\Lambda - \Sigma^0$ -scaling verwendet.

Über eine Implementierung der Bremsstrahlung nach [4] in PLUTO werden auch Photonen aus dieser Quelle berücksichtigt.

Zudem wird γ_{hadron} aus vorliegenden HSD Simulationen berechnet [5]. Aus den Unterschieden beider Ergebnisse ist es möglich, die Anzahl an erwarteten/möglichen $\pi - N - \Delta$ -Schleifen eines Δ -Baryons abzuschätzen, also die Anzahl von in-medium Δ -Zerfällen, da diese in HSD im Gegensatz zu PLUTO auch als Quelle von Photonen einbezogen werden. Eine Berücksichtigung dieser Photonen in PLUTO durch Skalierung des Photonenbeitrags aus Δ -Zerfällen zeigt, dass HADES insbesondere bei mittleren Transversalimpulsen sensitiv auf die Δ -Dynamik im Medium ist.

III Inhaltsverzeichnis

I Motivation	4
II Zusammenfassung	5
III Inhaltsverzeichnis	6
IV Abbildungsverzeichnis	8
1. Theorie	
1.1 Das Standardmodell	10
1.2 Das QCD-Phasendiagramm	12
1.3 Schwerionenkollisionen, Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP)	14
1.4 Photonen in Schwerionenkollisionen	
1.4.1 Photonenquellen	18
1.4.2 Das sogenannte Thermal Photon Puzzle	19
1.4.3 Das Verhältnis direkter Photonen R_γ	21
2. Das HADES-Experiment	23
3. Bestimmung des Photoncocktails und γ_{hadron} mit dem PLUTO Ereignisgenerator	
3.1 Erzeugung der Photonenspektren mit PLUTO	
3.1.1 Verwendete Hadronen	27
3.1.2 Der PLUTO-Ereignisgenerator	28
3.1.3 Erzeugung einer thermischen Hadronenverteilung	29
3.2 Bestimmen der Multiplizitäten der verwendeten Hadronen	
3.2.1 Bestimmung der relativen Multiplizität des η – und ω – Mesons über m_t – scaling	34
3.2.2 Bestimmung der relativen Multiplizität des Δ^0 –Baryons über die Berechnung der Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallskanäle der Δ –Baryonen mittels Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK)	37
3.2.3 Bestimmung der relativen Multiplizität des Σ^0 –Baryons aus einem Λ – Σ – scaling	38

3.3 Ergebnisse der mit PLUTO simulierten Daten	40
4. Bestimmung von γ_{hadron} aus HSD Simulationen	
4.1 Einführungen in HSD	44
4.2 Bestimmung von γ_{hadron}	45
4.3 Durchschnittliche Anzahl der Schleifendurchläufe pro Δ – Baryon	48
5. Berücksichtigung von Bremsstrahlung und der $\pi - N - \Delta$ Schleife in PLUTO	49
6. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	53
V Anhang – Berechnung der in Kapitel 3.2.2 verwendeten CGK	58
VI Danksagung	63
VII Literaturverzeichnis	64

IV Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1.1: Abbildung 1.1.1: Teilchen nach dem Standardmodell (ohne Antiteilchen und ohne Farbvariationen der Quarks und Gluonen)	10
Abbildung 1.2.1: Schematische Darstellung des QCD Phasendiagramms	13
Abbildung 1.3.1: Darstellung des <i>Impact Parameters</i> bei einer Schwerionenkollision	15
Abbildung 1.3.2: links: In die $x - y$ –Ebene projizierte Schwerionenkollision, rechts: Druckgradienten im <i>Fireball</i>	16
Abbildung 1.3.3: Anisotropie der normalisierten Teilchenrate bei verschiedenen <i>Impact Parametern</i>	17
Abbildung 1.4.2.1: gemessene Photonenrate in $p + p$ und $Au + Au$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 200 $AGeV$ am PHENIX-Experiment und Fit mit einer Potenzfunktion und Exponentialfunktion	20
Abbildung 1.4.2.2: Messwerte von v_2 für direkte Photonen im Rahmen des PHENIX-Experiments am RHIC für $Au + Au$ Kollisionen bei 200 $AGeV$ Strahlenergie sowie Beschreibung durch hydrodynamische Rechnungen	20
Abbildung 2.1: Beschleunigeranlage der GSI	23
Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des HADES-Experiments	24
Abbildung 3.1.3.1: vorläufige, am HADES-Experiment gemessene effektive Temperaturwerte für verschiedene Hadronen, sowie die Temperatur beim chemischen Ausfrieren	32
Abbildung 3.2.1.1: schematische Darstellung des m_t –scalings	35
Abbildung 3.2.1.2: Transversalmassenspektren für π^0 und das η – Meson	36
Abbildung 3.2.1.3: Zur Bestimmung der relativen Multiplizitäten des η – und ω –Mesons verwendetes thermisches m_t –Spektrum von π^0	36
Abbildung 3.2.3.1: vorläufige am HADES-Experiment gemessene Multiplizität des Λ –Baryons	39
Abbildung 3.3.1: Photoncocktail aus PLUTO Daten für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie	41
Abbildung 3.3.2: γ_{hadron} , berechnet aus den mit PLUTO simulierten Daten für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie	42

Abbildung 4.2.1: Mit HSD simuliertes Photonenspektrum für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 AGeV Strahlenergie	45
Abbildung 4.2.2: Schematische Darstellung der in HSD implementierten $\pi - \Delta - N$ Schleife	46
Abbildung 4.2.3: Photoncocktail in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 AGeV Strahlenergie aus HSD Simulationen in denselben Einheiten wie in Abbildung 3.3.1	47
Abbildung 4.2.4: γ_{hadron} aus HSD Simulationen für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 AGeV Strahlenergie	48
Abbildung 5.1: PLUTO Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie mit um den Faktor 9,213 skaliertem Spektrum der Photonen aus Δ -Zerfällen	50
Abbildung 5.2: γ_{hadron} , für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO mit und ohne Skalierung des Photonenspektrums aus Δ -Zerfällen mit der in Kapitel 4.2 aus HSD berechneten $\pi - N - \Delta$ Schleifen	51
Abbildung 5.3: Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO mit Bremsstrahlung aus np und pp Kollisionen	52
Abbildung 5.4: γ_{hadron} für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO mit Bremsstrahlung aus $n + p$ und $p + p$ Kollisionen	52
Abbildung 6.1: Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO (links) und HSD (rechts, 1,25 AGeV Strahlenergie) Simulationen	54
Abbildung 6.2: γ_{hadron} in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO und HSD (1,25 AGeV Strahlenergie) Simulationen ohne Berücksichtigung von Bremsstrahlung	55
Abbildung 6.3: γ_{hadron} in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie aus PLUTO und HSD (1,25 AGeV Strahlenergie) Simulationen unter Berücksichtigung von Bremsstrahlung	55

1. Theorie

1.1 Das Standardmodell

Im Standardmodell sind die wesentlichen Erkenntnisse der Teilchenphysik zusammengefasst. Es beschreibt alle Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen bis auf die Gravitation. Daher bietet es die Grundlage für sämtliche Arbeiten in der modernen Physik und wird im Folgenden zu Beginn dieser Arbeit vorgestellt.

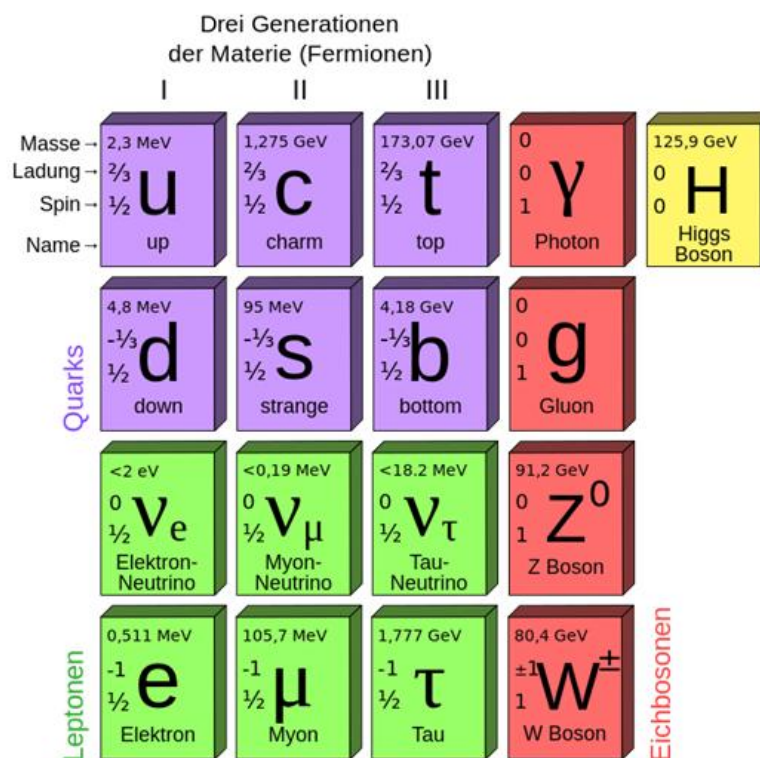


Abbildung 1.1.1: Teilchen nach dem Standardmodell (ohne Antiteilchen und ohne Farbvariationen der Quarks und Gluonen) [6]

Im Rahmen des Standardmodells existieren 61 unterschiedliche Teilchen. Zum einen sind dies 36 verschiedene Quarks, welche in drei Generationen existieren. Dabei formt lediglich die erste Generation (u – und d –Quarks) die Atomkerne und damit die uns umgebende Materie. Die anderen Quarks (c – und s –Quark als zweite Generation, t - und b -Quark als dritte) bilden instabile Teilchen und müssen daher zur Untersuchung immer wieder neu produziert werden. Die u –, c – und t – Quarks haben eine positive elektrische Ladung von $q = \frac{2}{3}e$, die übrigen sind elektrisch negativ geladen ($q = -\frac{1}{3}e$). Zu jedem Quark existiert ein Antiteilchen. Jedes Quark kann in drei verschiedenen Farben, der Ladung der starken Wechselwirkung, vorkommen. Quarks nehmen an allen derzeit bekannten Wechselwirkungen

teil. Dies sind die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung, sowie die Gravitation. Wie auch die Leptonen gehören alle Quarks den Fermionen an, für ihren Spin gilt also $s = \frac{1}{2}$.

Es existieren insgesamt 12 verschiedene Leptonen: Das Elektron, das Myon und das Tau, jeweils mit zugehörigem Neutrino und deren Antiteilchen. Die Neutrinos sind neutral geladen und nehmen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teil, was ihren Nachweis und ihre Erforschung erheblich erschwert. Dies hat zur Folge, dass beispielsweise die Masse von Neutrinos noch immer nicht bekannt ist – es existieren lediglich Abschätzungen nach oben. Die übrigen Leptonen sind einfach negativ geladen und nehmen aufgrund ihrer Ladung neben der schwachen auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil.

Weiterhin existieren im Rahmen des Standardmodells Eichbosonen, welche die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen vermitteln, jedoch auch als eigenständige Teilchen beobachtet werden können. Dies sind zum einen die Vektorbosonen (ihr Spin beträgt $s = 1$): Das neutral geladene, masselose Photon als Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung und das ebenfalls masselose und neutrale Gluon, welches die starke Wechselwirkung vermittelt. Aufgrund der verschiedenen Farbkombinationen existieren nach gruppentheoretischen Überlegungen insgesamt neun verschiedene Gluonen (ein Farboktett und ein Farbsinglett), wobei eines davon farblos ist (das Singlett) und daher nicht existieren kann. Für die schwache Wechselwirkung existieren drei verschiedene Austauscheteilchen. Zum einen das neutrale Z^0 mit einer Masse von $91,2 \text{ GeV}$, sowie das W –Boson einmal mit positiver und einmal mit negativer Ladung (Masse von $80,4 \text{ GeV}$). Fasst man die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen zusammen, so wird diese über die W –Bosonen (in diesem Fall W^+ , W^- und W^0 als Triplet) und ein B^0 –Boson (als zugehöriges Singlett) vermittelt. Dabei sind das W^0 und B^0 nicht beobachtbar. Eine Mischung ihrer Eigenzustände über den Weinberg Winkel bilden das Photon und das Z^0 . Durch dieses theoretische Modell, welches die Postulierung des W^0 und B^0 verlangt, können beispielsweise die Zerfallswahrscheinlichkeiten des Z^0 in die jeweiligen Kanäle erklärt werden.

Das Higgs Teilchen ist kein Eichboson sondern die elementare Anregung des Higgs-Feldes. Das Higgs-Feld selber gibt den, nach der dem Standardmodell zugrunde liegenden Eichtheorie eigentlich masselosen Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung ihre hohe Masse. Durch Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld wird auch die sogenannte nackte Masse der Fermionen im Standardmodell erklärt.

Sämtliche beschriebenen Teilchen sind in Abbildung 1 dargestellt (ohne Antiteilchen und ohne Farbvariationen der Quarks und Gluonen).

1.2 Das QCD-Phasendiagramm

In der uns umgebenden Materie können Quarks nur bei sehr kleinen Abständen als asymptotisch frei beschrieben werden (bzw. großen Impulsüberträgen, also bei einer kleinen Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung). Der Grund hierfür liegt im Potential der starken Wechselwirkung: Je weiter man zwei Quarks voneinander entfernt, desto höher wird die Energie, die man aufbringen muss, um die Distanz zwischen ihnen weiter zu vergrößern. Ab einem bestimmten Punkt wird es energetisch günstiger, ein neues Quark-Antiquark Paar zu erzeugen, anstatt die beiden Quarks weiter auseinander zu ziehen. Dieser Effekt wird als Confinement bezeichnet und verkompliziert die Untersuchung von Quarks und somit der starken Wechselwirkung an sich erheblich.

Der Effekt des Confinements nuklearer Materie kann durch Aufheizen oder Komprimieren der Materie aufgelöst werden; man kann ab sehr hohen Drücken und/oder Temperaturen quasifreie Quarks und Gluonen beobachten. Dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet. Experimentell wird die Überwindung des Confinements durch einen sprunghaften Anstieg der Freiheitsgrade der für den vorliegenden Materiezustand signifikanten Teilchen gemessen, da freie Quarks mehr Freiheitsgrade haben, als wenn sie in Hadronen gebunden sind. Die Messgrößen sind dabei Temperatur T und Energiedichte ε des erzeugten Mediums, welche mit der Anzahl der Freiheitsgrade g folgendermaßen zusammenhängen:

$$g = \frac{\varepsilon}{T^4} \frac{30}{\pi^2} \quad (1.2.1)$$

Die kritischen Werte für Temperatur und Energiedichte, bei welchen der beschriebene sprunghafte Anstieg der Freiheitsgrade erfolgt, liegen bei etwa $T_c = 170 \text{ MeV}$ und $\varepsilon_c = 0,7 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$ [7]. Diese Werte sind theoretisch im Rahmen der Gitter-QCD sehr gut bestimmt, während eine experimentelle Ermittlung sich als schwierig erweist.

Dieser Übergang entspricht einem Phasenübergang: Ein schematisches Phasendiagramm der starken Wechselwirkung ist in Abbildung 1.2.1 dargestellt. Auf den Achsen sind die Temperatur und das baryochemische Potential des Mediums aufgetragen, das mit dem klassischerweise aufgetragenen Druck korreliert ist. Mit durchgezogenen Linien sind Phasenübergänge erster Ordnung gekennzeichnet. An diesen weist nach der Klassifikation von Ehrenfest die erste Ableitung des chemischen Potentials nach der Temperatur einen Sprung auf.

Bei hohen Temperaturen und niedrigen baryochemischen Potentialen ist ein Crossover zwischen hadronischer Materie und Quark-Gluon-Plasma zu beobachten: Es kommt zu einer schnellen Änderung der Materialeigenschaften ohne eine klare Phasengrenze definieren zu

können. Aufgrund dieser Konstellation muss es im Phasendiagramm einen kritischen Punkt geben, welcher den Übergang zwischen dem Phasenübergang erster Ordnung und dem Crossover beschreibt. Dessen Existenz und ggf. Lokalisierung ist Bestandteil aktueller Forschung.

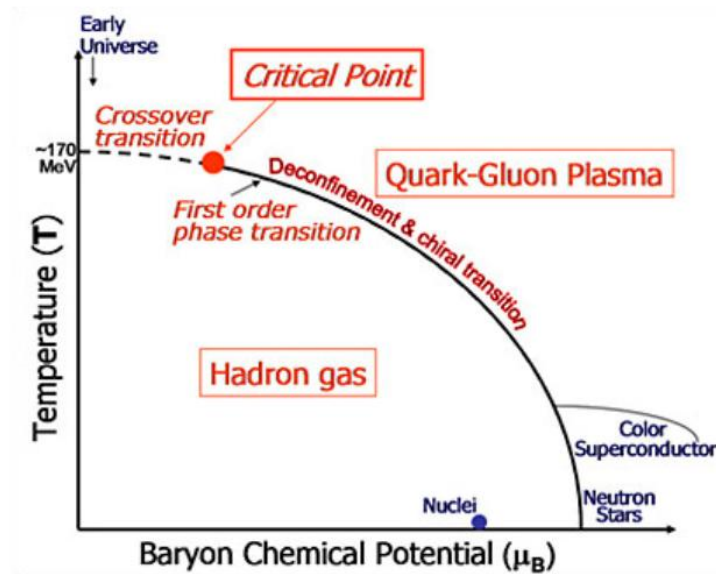


Abbildung 1.2.1: Schematische Darstellung des QCD Phasendiagramms; [8]

Bei sehr hohen baryochemischen Potentialen und niedrigen Temperaturen existieren Bedingungen, wie sie in Neutronensternen vermutet werden. Derartige Zustände können nicht im Labor erzeugt werden, weshalb es zu den Phasen in diesem Bereich viele unbestätigte Vermutungen gibt, u.a. auch die der Existenz einer farb-supraleitenden Phase.

Der Zustand, in dem sich das frühe Universum befand, ist bei sehr hohen Temperaturen und niedrigen baryochemischen Potentialen lokalisiert. Durch Abkühlen der Materie wurde der Crossover überschritten und es hat sich zunächst ein Hadronengas, welches aus zu Hadronen gebundenen Quarks sämtlicher Flavour besteht, gebildet. Durch weiteres Abkühlen und Verdichten entstand zunächst ein Nukleonengas, in welchem nur noch up- und down- Quarks vorkommen, die in Protonen und Neutronen gebunden sind („verdampfte Kernmaterie“), und schließlich die heutige Kernmaterie. Insbesondere die chirale Symmetriebrechung, welche bei der Entwicklung des Universums stattgefunden hat und welche bspw. Protonen bis zu 99% ihrer Masse gibt, ist heute noch nicht vollständig verstanden. Materie unter extremen Bedingungen kann in Schwerionenkollisionen untersucht werden: An großen Beschleunigern wie dem LHC am Cern, wird Materie bei hohen Strahlenergien, d.h. hohen Temperaturen und kleinen baryochemischen Potentialen erzeugt. Dort versucht man, die Entwicklung des Universums besser zu verstehen, indem Materie weit oberhalb des Crossovers produziert wird und deren Abkühlung anschließend beobachtet wird. Bei kleinen Strahlenergien wie an der

GSI/FAIR erzeugt man sehr dichte baryonische Materie bei moderaten Temperaturen und kann damit Eigenschaften von Hadronen in Materie untersuchen, sowie experimentell die Existenz eines Phasenübergangs erster Ordnung im QCD Phasendiagramm klären.

1.3 Schwerionenkollisionen, Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP)

Um das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung zu erforschen, werden entsprechende Materiezustände im Labor erzeugt und charakterisiert. Zur Erzeugung werden schwere, also große Ionen zunächst beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht. Die Verwendung schwerer Ionen ist notwendig, um ein genügend großes Volumen an Materie zu schaffen, um thermodynamische Größen in diesem messen zu können.

In einer Schwerionenkollision werden verschiedene Stadien unterschieden, die je nach Kollisionsenergie unterschiedlich stark ausgeprägt bzw. voneinander verschieden sind. Bei hohen Energien, wie sie am RHIC oder LHC erzeugt werden, klassifiziert man bspw. folgendermaßen: Der *Initial State* wird geformt, wenn die Schwerionen kollidieren und einander durchdringen. Dabei wird sehr viel Energie für sehr kurze Zeit in einem sehr kleinen Volumen deponiert. Im *Initial State* finden verschiedene harte Prozesse unabhängig von der umgebenden Materie statt. Dabei kommt es zur Produktion von prompten Photonen, Jets, sowie Teilchen mit b -, c -Quarks und hohen Transversalimpulsen. Bereits nach einer Zeit von $t \sim 1 \frac{\text{fm}}{c}$ wird lokal thermisches Gleichgewicht erreicht. Durch die hohe Temperatur und Energiedichte sind Quarks und Gluonen nicht länger in Hadronen gebunden, sondern formen ein stark gekoppeltes QGP. Dieser oft als *Fireball* bezeichnete Zustand ist wenige Nanometer groß und seine Lebensdauer liegt in der Größenordnung von $\tau \sim (5 - 10) \cdot 10^{-23} \text{ s}$. Aufgrund des hohen Drucks expandiert das System kontinuierlich.

Die im Initial State produzierten Teilchen und Jets durchqueren das erzeugte QGP. Durch Bestimmen ihrer Eigenschaften und Vergleichen zu Kollisionen, bei welchen kein QGP erzeugt wird (typischerweise $p + p$ Kollisionen), können wertvolle Informationen über das erzeugte Medium gewonnen werden.

Das System kühlt schnell ab und überschreitet die Phasengrenze zu hadronischer Materie, was als hadronisches Ausfrieren bezeichnet wird. Im Laufe der weiteren Expansion kommt es zu inelastischen Prozessen zwischen den durch die Quarks beim hadronischen Ausfrieren geformten Hadronen. Der Zeitpunkt, ab welchem keine inelastischen Reaktionen mehr

stattfinden und somit die Multiplizitäten der verschiedenen Teilchen fixiert sind, wird als chemisches Ausfrieren bezeichnet. Hadronisches und chemisches Ausfrieren scheinen bei hohen Energien sehr dicht beieinander zu liegen oder gar synchron zu erfolgen. Viele der erzeugten Teilchen sind instabil und zerfallen, bevor sie detektiert werden können. Ihre Zerfallsprodukte und alle anderen Teilchen fliegen zu den Detektoren. Dies sind im Wesentlichen Photonen, Elektronen, Myonen, Protonen, Neutronen, Kaonen und geladene Pionen. Deren transversale kinetische Energie wird in transversalem Impuls (1.3.1) und transversaler Masse (1.3.2) angegeben. Wegen der ursprünglich longitudinalen Bewegung der Schwerionen ist die Transversalenergie ein Maß für die im erzeugten Medium vorherrschende Energiedichte.

$$p_t = p \cdot \sin(\theta) \quad (1.3.1)$$

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (1.3.2)$$

Bei kleineren Kollisionsenergien wird die Durchdringphase der Schwerionen länger und die Energiedichte des erzeugten Fireballs kleiner, sodass u.U. kein QGP mehr, sondern stark komprimierte hadronische bzw. baryonische Materie erzeugt wird.

Man unterscheidet unterschiedliche Ereignisse anhand der Zentralität der Zusammenstöße der Schwerionen. Diese wird mit dem *Impact Parameter* b klassifiziert. Er ist definiert über den minimalen Abstand der beiden Kernmittelpunkte während der Kollision (siehe Abbildung 1.3.1).

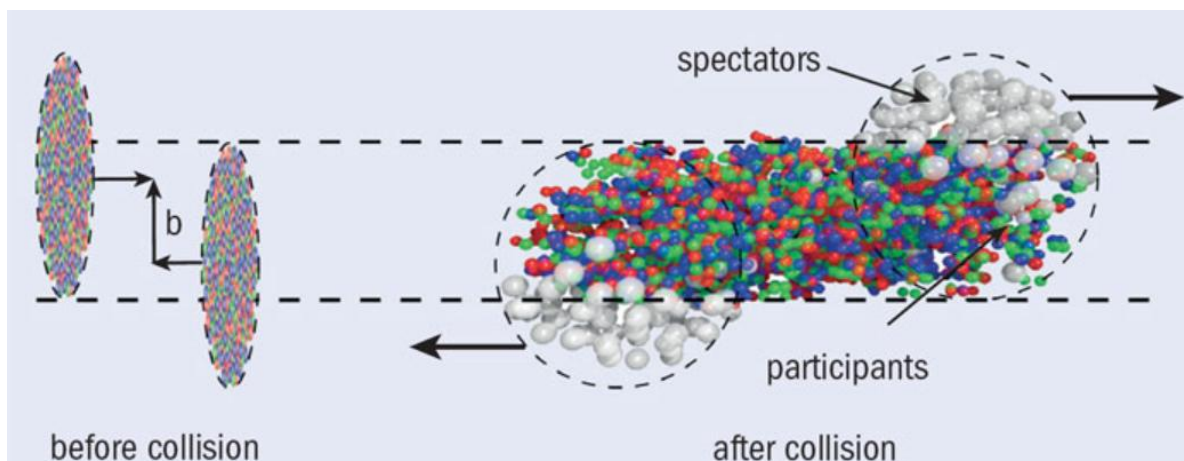


Abbildung 1.3.1: Darstellung des *Impact Parameters* bei einer Schwerionenkollision [9]

Die Nukleonen der beschleunigten Ionen, welche an inelastischen Kollisionen teilnehmen, werden als *participants*, diejenigen, welche unbeeinflusst weiterfliegen, als *spectators* bezeichnet. Durch Vermessen der Auftrefforte der *spectators* in einem Detektor in großem Abstand zur eigentlichen Kollision kann der *Impact Parameter* und somit die Zentralität des jeweiligen Ereignisses bestimmt werden. Anhand der *spectators* wird zudem die Reaktionsebene ($y - z$ - Ebene) bestimmt: Die z -Achse beschreibt immer die Strahlachse. Die y - Achse wird in Richtung des *Impact Parameters* gelegt, wodurch die Position der x - Achse folgt.

Aufgrund der hohen Dichte und einer genügend starken Wechselwirkung der Teilchen im *Fireball*, kann dieser als ein Fluid mit den Methoden der Hydrodynamik beschrieben werden. Da eine solche Beschreibung möglich ist, müssen sich sämtliche hydrodynamischen Phänomene im *Fireball* wiederfinden lassen, wozu auch der kollektive Fluss (*flow*) gehört. In einer theoretischen Beschreibung findet man die Flüsse verschiedener Ordnungen als Entwicklungskoeffizienten in einer Fourierentwicklung der azimuthalen Teilchenemission. Allerdings gibt es auch anschauliche Erklärungen: Der erste Koeffizient v_1 , als direkter Fluss bezeichnet, beschreibt den Fluss in Richtung der Strahlachse. v_2 , als elliptischer Fluss bezeichnet, hängt von der geometrischen Anisotropie und den daraus resultierenden Druckgradienten des *Fireballs* ab (siehe Abbildung 1.3.2).

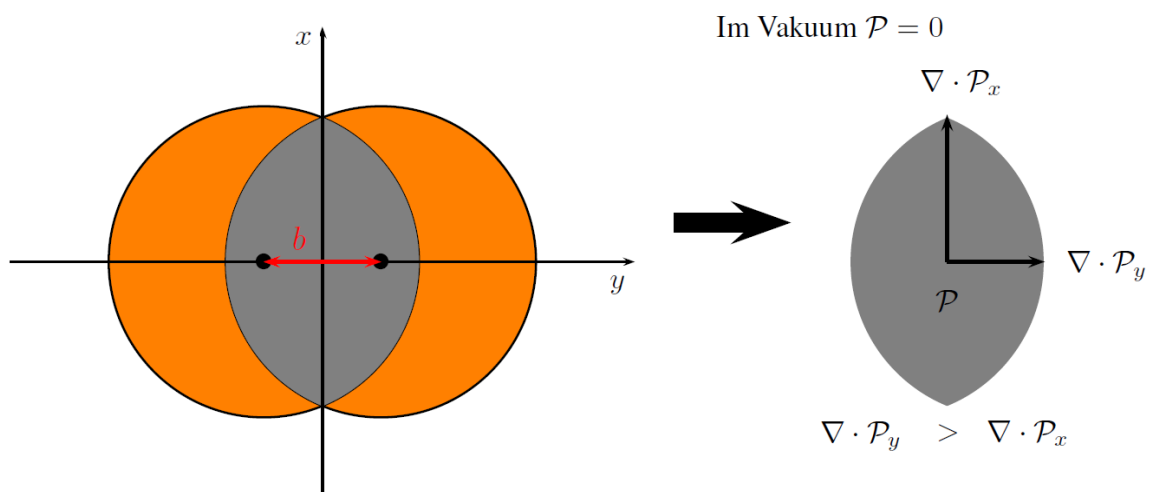


Abbildung 1.3.2: links: In die $x - y$ -Ebene projizierte Schwerionenkollision, rechts: Druckgradienten im *Fireball*; [10]

Modelliert man eine Schwerionenkollision als Überlagerung einzelner Nukleon-Nukleon Kollisionen, so erwartet man zunächst eine zufällige Verteilung der Teilchenimpulse über die Reaktionsebene. Bei der weiteren Entwicklung spielen jedoch die anisotropen

Druckgradienten in x – und y –Richtung, welche aus der elliptischen Form des *Fireballs* herrühren, eine wichtige Rolle. Da der Druckgradient entlang der y –Achse größer ist als entlang der x –Achse, werden die Teilchen stärker in diese Richtung beschleunigt. Es werden folglich mehr und schnellere Teilchen in der Reaktionsebene beobachtet als senkrecht dazu, wie in Abbildung 1.3.3 anhand experimenteller Daten belegt ist.

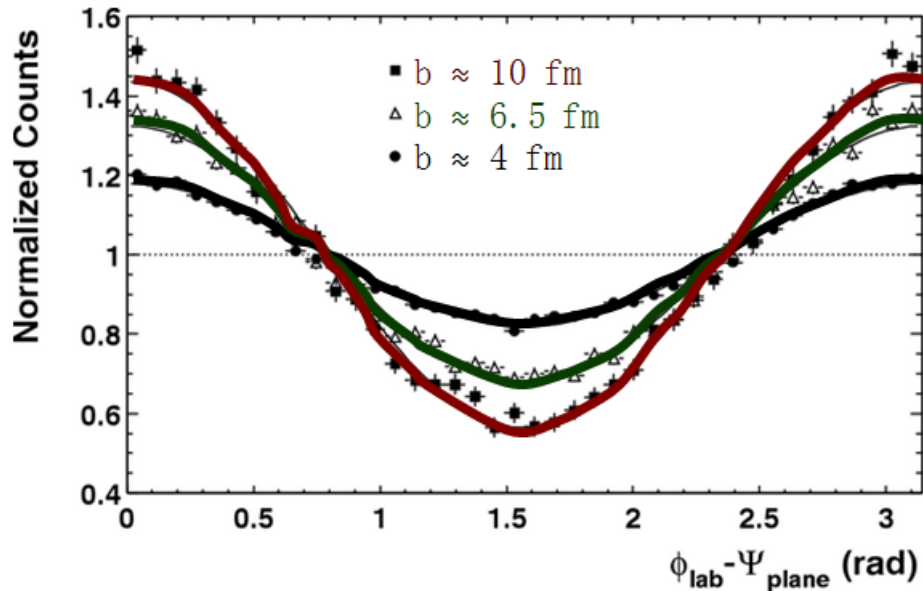


Abbildung 1.3.3: Anisotropie der normierten Teilchenrate bei verschiedenen *Impact Parametern*; beispielhaft an $Au + Au$ Kollision bei $130 AGeV$ Schwerpunktsenergie (STAR Experiment, RHIC) [11]

Die signifikante Abhängigkeit vom Impact Parameter erklärt sich dadurch, dass die elliptische Form des *Fireballs* umso extremer wird, je größer der Impact Parameter wird, was wiederum den Unterschied der Druckgradienten erhöht, also den in Abbildung 1.3.3 dargestellten Verlauf der Messwerte verstärkt. Die doppelte Amplitude des dargestellten Kurvenverlaufs wird als v_2 bezeichnet. Der elliptische Fluss quantifiziert somit die aus der geometrischen Anisotropie resultierende Anisotropie der normierten Teilchenrate.

Die in Abbildung 1.3.3 dargestellten Messwerte sind zudem ein starker Hinweis darauf, dass es mittels Schwerionenkollisionen gelingt, sogenannte *bulk matter*, also zusammenhängende und stark korrelierte Materie zu erzeugen, da der elliptische Fluss ein klassischer kollektiver Effekt ist.

Die nächst höheren Ordnungen des Flusses, v_3 , v_4 , usw. berücksichtigen die höheren geometrischen Ordnungen in der exakten Beschreibung des Überlappungsbereichs: Eine drei-, viereckige Form, usw..

Es gibt viele verschiedene Observablen, um die Bildung eines QGPs nachzuweisen oder das erzeugte Medium generell zu charakterisieren, das nicht immer ein QGP sein muss. Dies sind unter anderem die Unterdrückung von Quarkonia, ein erhöhtes Vorkommen von strange-Quarks, sowie die Beobachtung des Jet-Quenchings. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Photonen als Informationsquellen, welche daher im folgenden Kapitel genauer vorgestellt werden.

1.4 Photonen in Schwerionenkollisionen

1.4.1 Photonenquellen

Photonen werden während der ganzen zeitlichen Entwicklung der Schwerionenkollision emittiert. Da die elektromagnetische Kopplungskonstante bei den gegebenen Impulsüberträgen sehr viel kleiner als die der starken Wechselwirkung ist, interagieren sämtliche Photonen nur sehr selten mit der umliegenden Materie. Daher sind sie wertvolle Observable, welche wichtige Informationen über ihre Produktionskanäle und damit die erzeugten Materiezustände nach außen liefern.

Allerdings haben Photonen auch Nachteile: Ihre Produktionsraten sind sehr gering und teilen sich auf viele verschiedene Quellen auf. Diese sind experimentell nicht zu trennen, sodass in vielen Fällen auf theoretische Berechnungen zurückgegriffen werden muss.

Die bei Kollisionsexperimenten detektierten Photonen kann man in zwei Klassen einteilen: Zum Einen solche, die von hadronischen Zerfällen wie bspw. dem des π^0 kommen und zum Anderen in sogenannte direkte Photonen. Diese sind folglich alle Photonen, welche nicht aus hadronischen Zerfällen stammen.

Direkte Photonen mit großen Transversalimpulsen, als *hard photons* bezeichnet, stammen vor allem aus den anfänglichen Nukleon-Nukleon Kollisionen und Jet Fragmentation. Zudem entstehen Photonen bei der Jet- γ -Konversion in einem potentiellen QGP und sogenannte Jet-Medium-Photonen bei der Streuung harter Partonen an thermischen Photonen [3].

Solche mit kleineren Transversalimpulsen entstammen vor allem thermischer Strahlung, welche von dem *Fireball* in all seinen Entwicklungsschritten emittiert wird und größtenteils bei Quark-Antiquark-Annihilation und Compton Streuung ($q(\bar{q}) + g \rightarrow q(\bar{q}) + \gamma$) entsteht. Zudem tragen auch hadronische Quellen wie sekundäre mesonische Reaktionen (bspw. $\rho +$

$\pi \rightarrow \pi + \gamma$) sowie Bremsstrahlung zwischen Hadronen zu dem Photonenspektrum bei kleinen Transversalimpulsen bei. Bei letzterem ist vor allem die Streuung von neutralen an geladenen Hadronen von Bedeutung.

1.4.2 Das sogenannte Thermal-Photon-Puzzle

Nach vielen Mühen wurde bei SPS Energien (158 A_{GeV} Strahlenergie) das erste direkte Photonenspektrum gemessen. Dabei stellte sich bei heraus [12], dass dieses bei großen Transversalimpulsen von der prompten Photonproduktion bei Nukleonen-Kollisionen dominiert wird. Bei kleinen Transversalimpulsen setzt sich das Spektrum hauptsächlich aus Photonen aus thermischen Quellen zusammen.

Die jüngst erfolgten Messungen am PHENIX Experiment am RHIC haben nun neue Ergebnisse geliefert, welche aufgrund zu großer Messungenauigkeiten zuvor nicht verfügbar waren [1] [2]. Die Rate aller detektierten Photonen (siehe Abb.1.4.2.1) lässt sich gut mit einer Potenzfunktion fitten (gepunktete Kurve). Insbesondere im Bereich von Transversalimpulsen $p_t < 3 GeV$ ist jedoch erkennbar, dass für einen erfolgreichen Fit der Daten eine zusätzliche Exponentialfunktion mit einbezogen werden muss (durchgezogene Kurve). Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich hier um thermische Photonen handelt, die insbesondere eher am Anfang der Entwicklung des Feuerballs erzeugt werden sollten.

Zudem wurde am PHENIX-Experiment der elliptische Flow (v_2) der direkten Photonen erstmals vermessen. Dessen Verlauf in Abhängigkeit des Transversalimpulses ist in den Messwerten in Abb. 1.4.2.2 dargestellt.

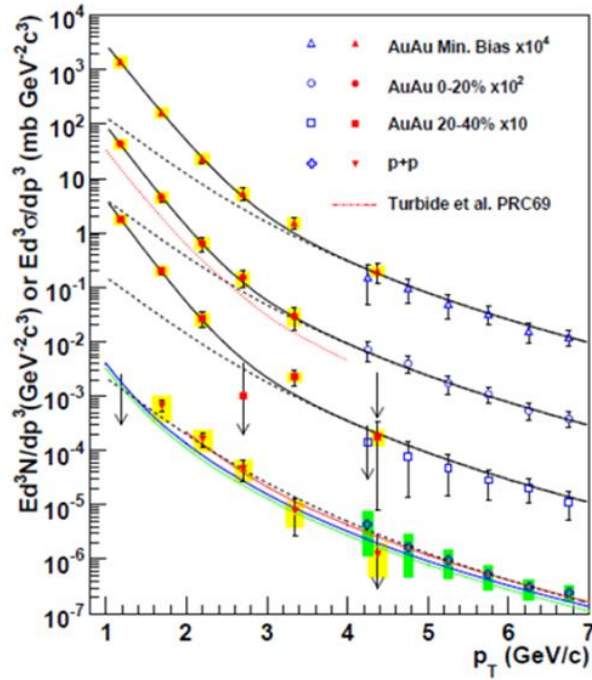


Abbildung 1.4.2.1: gemessene Photonenrate in $p + p$ und $Au + Au$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 200 $AGeV$ am PHENIX-Experiment und Fit mit einer Potenzfunktion und Exponentialfunktion; [1]

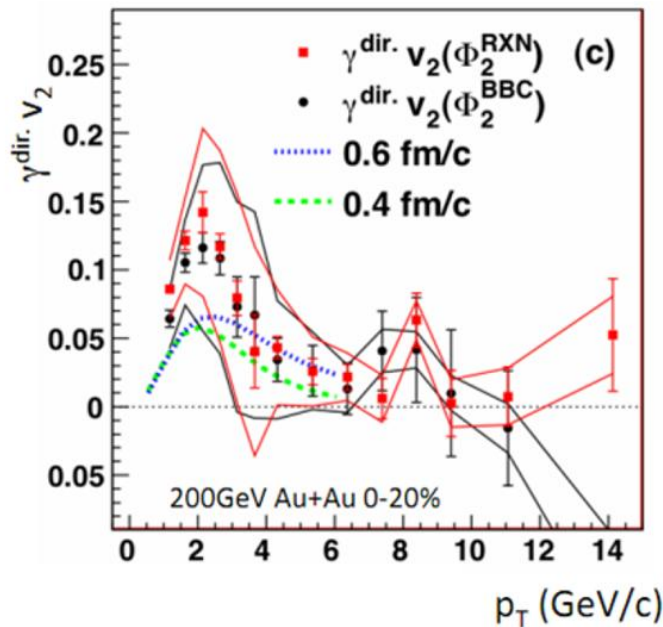


Abbildung 1.4.2.2: Messwerte von v_2 [2] (rot und schwarz) für direkte Photonen im Rahmen des PHENIX-Experiments am RHIC für $Au + Au$ Kollisionen bei 200 $AGeV$ Schwerpunktsenergie sowie Beschreibung durch hydrodynamische Rechnungen [13] (blau und grün)

Wie in Abbildung 1.4.2.2 zu sehen ist, werden die gemessenen Daten nur unzureichend durch theoretische Modelle beschrieben, da diese einen sehr viel kleineren elliptischen Fluss für direkte Photonen kleiner Transversalimpulse vorhersagen. Der Grund hierfür liegt darin, dass zu Beginn der Ausdehnung des *Fireballs* nach den Überlegungen zu Abbildung 1.4.2.1 die meisten direkten Photonen emittiert werden, da hier der *Fireball* am wärmsten ist – hier ist jedoch der Fluss noch sehr gering, da dieser sich erst im Laufe der Ausdehnung aufbaut. Wird der Fluss größer (man befindet sich also in einem späteren Stadium des *Fireballs*), dürften nach vorigen Überlegungen bei weitem nicht mehr so viele Photonen emittiert werden wie zuvor, da der *Fireball* bereits abgekühlt ist. Da v_2 ein Mittelwert über alle Stadien des *Fireballs* ist, müsste der elliptische Fluss sehr viel kleiner als der gemessene sein, um die Theorie der zu Beginn emittierten direkten Photonen zu untermauern.

Dieser Widerspruch zwischen den detektierten Photonenraten und der Messung von v_2 wird als das Thermal-Photon-Puzzle bezeichnet: Während die große Photonenrate bei niedrigen Transversalimpulsen einer Exponentialfunktion gehorcht und somit darauf hindeutet, dass zu Beginn der Entwicklung des *Fireballs* die meisten direkten (beim PHENIX-Experiment thermischen) Photonen emittiert werden, so legt die Messung von v_2 nahe, dass insbesondere am Ende direkte Photonen emittiert werden.

Das Thermal-Photon Puzzle ist bisher nicht gelöst, jedoch gibt es verschiedenste theoretische Ansätze wie beispielsweise den eines vorherrschenden Flusses bereits zu Beginn der Evolution des *Fireballs* [3]. Solche Überlegungen sind natürlich nicht unabhängig von anderen Observablen und müssen mit diesen in Übereinstimmung gebracht werden.

Für ein besseres Verständnis und möglicherweise Ansätze zur Lösung des Thermal-Photon-Puzzles wird dieses in $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie im Rahmen des HADES Experiments untersucht.

1.4.3 Das Verhältnis direkter Photonen R_γ

Um experimentell einfacher und mit kleineren Fehlern zu messen, wie sich die Transversalimpulsabhängigkeit direkter Photonen verhält, führt man das Direct Photon Fraction (R_γ) ein. Dieses ist als Quotient aus allen gemessenen Photonen (γ^{incl}) und den Photonen aus hadronischen Zerfällen ($\gamma^{hadron}(p_t)$) pro Transversalimpuls-Bin definiert:

$$R_\gamma(p_t) = \frac{\gamma^{incl}(p_t)}{\gamma^{hadron}(p_t)} \quad (1.4.3.1)$$

Aus dieser Definition ist direkt ersichtlich, dass das Verhältnis größer als 1 wird, sobald bei einem bestimmten Transversalimpuls direkte Photonen vorliegen und gleich 1 wird, falls dies nicht der Fall ist. Experimentell wird das Direct Photon Fraction über einen Doppelbruch unter Einbeziehung der π^0 –Rate bestimmt, damit sich systematische Unsicherheiten kürzen:

$$R_\gamma(p_t) = \frac{\langle \epsilon_\gamma(p_t) f(p_t) \rangle \cdot \left(\frac{N_\gamma^{incl}(p_t)}{N_\gamma^{\pi^0 tag}(p_t)} \right)_{Data}}{\left(\frac{N_\gamma^{hadron}(p_t)}{N_\gamma^{\pi^0}(p_t)} \right)_{Sim}} \quad (1.4.3.2)$$

Da bei einer experimentellen Messung nur schwer zwischen Photonen aus hadronischen Zerfällen und anderen Photonen unterschieden werden kann, wird der Nenner über Simulationen bestimmt. Dies ist möglich, da relative Multiplizitäten zwischen den relevanten Hadronen und Zerfallswahrscheinlichkeiten in Kanäle, in welchen Photonen entstehen, entweder durch Messungen oder theoretische Berechnungen gut bekannt sind (spätestens nach Durchführung aller Messungen am betreffenden Experiment, was zur Zeit dieser Arbeit an HADES noch nicht ganz der Fall war).

In R_γ ist $\langle \epsilon_\gamma(p_t) f(p_t) \rangle$ ein Korrekturfaktor für den Fall, dass lediglich ein Photon aus einem π^0 Zerfall konvertiert und innerhalb der Akzeptanz nachgewiesen wird, während das andere nicht nachgewiesen wird. Sowohl in der Bestimmung von $N_\gamma^{incl}(p_t)$ als auch von $N_\gamma^{\pi^0 tag}(p_t)$ sind Korrekturfaktoren bezüglich der gemessenen Raten enthalten. Diese beziehen sich auf die Effizienz der Paarrekonstruktion, der Detektorakzeptanz sowie die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon im Detektor konvertiert. Diese Korrekturfaktoren, welche große Fehlerquellen bieten, sind jedoch in $N_\gamma^{incl}(p_t)$ und $N_\gamma^{\pi^0 tag}(p_t)$ identisch, weshalb sich hier die Verwendung des Doppelbruches auszahlt und sich die Korrekturfaktoren kürzen. Der Bruch im Zähler des Direct Photon Fraction kann somit direkt experimentellen Daten entnommen werden (inklusive Rekonstruktion der neutralen Pionen).

Die Bestimmung des Nenners des Direct Photon Fraction für $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie ist Inhalt dieser Arbeit und wird in Kapitel 3 beschrieben.

2. Das HADES-Experiment

Diese Arbeit wurde im Rahmen des HADES-Experiments durchgeführt, sodass eine Beschreibung des Experiments und des Detektors an dieser Stelle erfolgt, obwohl die Arbeit selber letztlich unabhängig von dem Experiment ist.

HADES (*High Acceptance Di-Electron Spektrometer*) [14] ist eines der größten Experimente am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt:

Ziel von HADES ist es, mittels elektromagnetischer Sonden dichte Kernmaterie, Formfaktoren von Hadronen, $\pi - p$ -Streuung, etc. zu untersuchen. Dafür werden systematisch Kollisionen mit unterschiedlich schweren Ionen untersucht, wie bspw. $p + p$ -, $Ar + KCl$ - und auch $Au + Au$ -Kollisionen.

Die notwendige Beschleunigung der Ionen vor der Kollision geschieht zunächst mit einem Linearbeschleuniger, dem UNILAC, von welchem aus die Ionen in einen Ringbeschleuniger eingespeist werden, das Schwerionensynchrotron SIS-18 (siehe Abbildung 2.1). Durch die Kombination beider Beschleuniger können Geschwindigkeiten von bis zu $v = 0,9c$ erreicht werden.

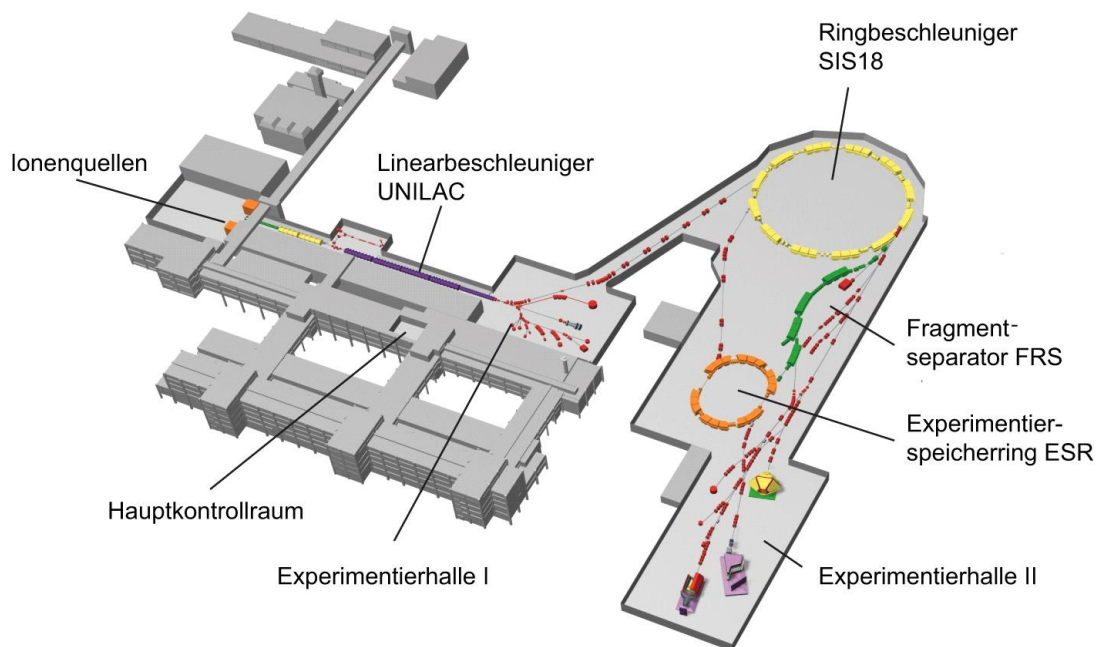


Abbildung 2.1: Beschleunigeranlage der GSI [14]

Das HADES-Experiment ist ein Fixed-Target Experiment, bei vergleichsweise kleinen Schwerpunktsenergien, kann aber mit Strahlintensitäten von bis zu 3 Mio. Ionen pro Sekunde Daten nehmen. In Zukunft soll das HADES-Experiment an den neu entstehenden größeren Beschleunigerring SIS-100 umziehen, sodass höhere Schwerpunktsenergien möglich werden.

Der HADES-Detektor ist speziell dafür konstruiert worden, die seltenen leptonischen Zerfallsprodukte aus leichten Vektormesonen nachzuweisen, weshalb die hohe Strahlintensität zwingend erforderlich ist. Hierfür ist es vor allem wichtig, die Elektron-Positron Paare zu detektieren und von anderen Teilchen zu unterscheiden. Diesem Zweck dienen die einzelnen Detektorkomponenten, welche in der Summe aus über 82000 Einzelkanälen bestehen und schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt sind. Der Detektor besteht aus 6 Sektoren, welche gemeinsam einen Azimutalwinkel von nahezu 360° und einen Polarwinkel zwischen 18° und 85° abdecken.

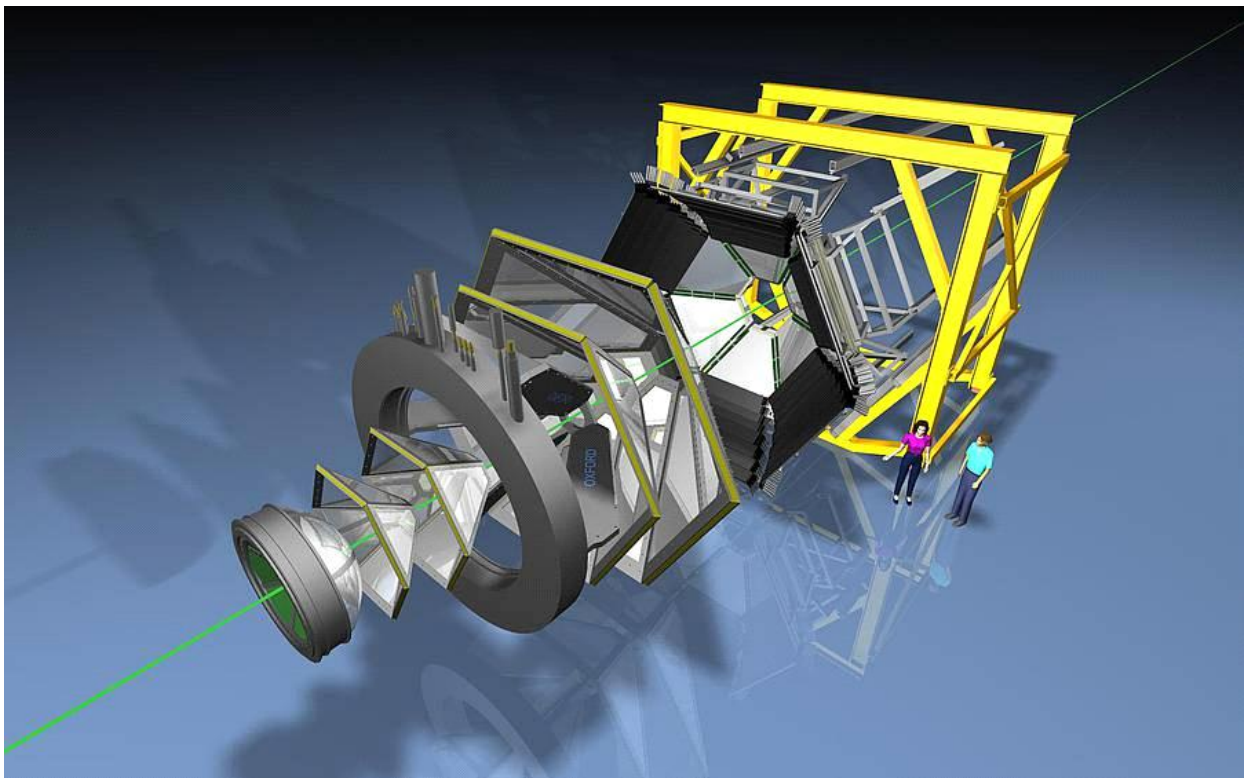


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des HADES-Experiments [14]. Der Strahl trifft von unten links auf das als ersten Detektor dargestellte Target.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des HADES-Detektors genauer beschrieben:

Der Ionenstrahl trifft zunächst auf das Target, welches aus 15 hintereinander gespannten Metallfolien besteht. Dieses ist von einem Start- und einem Veto-Detektor umgeben. Der

Start-Detektor liegt bei $Au + Au$ –Kollisionen mit einer Strahlenergie von 1,23 AGeV 2 cm vor dem Target und ist dafür da, den Startzeitpunkt der Flugzeitmessung festzulegen, um später die Geschwindigkeit aller detektierten Teilchen bestimmen zu können. 70 cm hinter dem Target befindet sich der Veto-Detektor. Mit seiner Hilfe können Ereignisse, in welchen keine Wechselwirkung des Strahlteilchens mit dem Target stattfindet, mit hoher Wahrscheinlichkeit (96,5%) ausgeschlossen werden.

Direkt hinter bzw. um das Target herum befindet sich ein RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) Detektor: Die produzierten Teilchen durchfliegen einen Radiator mit Brechungsindex $n > 1$, in welchem die, die sich in dem Radiator schneller als Licht bewegen, Photonen über den Cherenkov Effekt emittieren: Das Teilchen regt neben seiner Bahn liegende Dipole zum Schwingen an. Fallen diese in ihren Grundzustand zurück, so emittieren sie gerichtet Photonen mit einer Wellenlänge, die meist im UV-Bereich oder am unteren Rand des sichtbaren Spektrums liegt.

Da ein Teilchen sich im Radiator schneller als Licht bewegen muss, um über den Cherenkov-Effekt Photonen zu emittieren, ergibt sich eine Schwelle für diesen Effekt:

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad (2.1)$$

Wählt man das Radiatormaterial geschickt, so erreicht man, dass leichte Teilchen wie Elektronen und Positronen schnell genug sind, um im Radiator Photonen über den Cherenkov Effekt zu emittieren, Hadronen jedoch nicht. Durch Detektion der Photonen und Zuordnung zu einer rekonstruierten Teilchenspur kann so eine sehr wirksame Unterscheidung von Hadronen und Elektronen stattfinden. Bei dem HADES RICH Detektor werden sämtliche Photonen, welche von einem Teilchen stammen, von einem Spiegel so reflektiert, dass sie als Ring auf eine Anordnung von Photodetektoren fallen. Durch Detektion dieser Ringe können die Teilchen identifiziert werden.

Für die Rekonstruktion von Vektormesonen über ihren dielektronischen Zerfallskanal ist eine Massenauflösung von 1-2% nötig. Da die Massenauflösung proportional zur Impulsauflösung ist (außer bei kleinen Impulsen, wo die Winkelauflösung ebenfalls wichtig wird), muss das auf den RICH Detektor folgende Tracking-System von HADES sehr präzise arbeiten. Zudem soll es aus möglichst wenig Material geringer Dichte bestehen, damit nur wenige Photonen konvertieren, welche für einen Untergrund im Elektron-Positron Spektrum aus leptonischen Zerfällen sorgen würden.

Im HADES-Tracking-System wird über die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld deren Impuls bestimmt. Hierfür durchfliegen die Teilchen zunächst zwei Ebenen aus MDCs (*Multiwire Drift Chambers*), bevor sie ein stark inhomogenes Magnetfeld passieren. Hier bekommen die geladenen Teilchen einen transversalen Kick, aus dessen Stärke der gesuchte

Impuls bestimmt wird. Um die Stärke dieses Kicks zu bestimmen, befinden sich nach dem Magneten zwei weitere MDC Ebenen.

Auf das Tracking System folgen zwei Flugzeitwände sowie ein PreSHOWER-Detektor, welche zusammen als META-Detektor (*Multiplicity and Electron Trigger Array*) bezeichnet werden. Die beiden Flugzeitwände beruhen auf verschiedenen Technologien: Für kleinere Azimutalwinkel ($\varphi = 18^\circ - 45^\circ$) und damit höhere Spurdichten werden die RPCs (*Resistive Plate Chambers*) mit hoher Granularität verwendet. Bei größeren Azimutalwinkeln ($\varphi = 44^\circ - 88^\circ$) kommen die älteren, auf Szintillatoren und Photomultipliern basierenden TOF (*Time of Flight Wall*) Module zum Einsatz. Die Bestimmung der Geschwindigkeit mittels des Start-Detektors und den Flugzeitwänden über die Messung der Flugzeit ermöglicht eine wirksame Differenzierung zwischen Teilchen mit genügend großen Massenunterschieden, da bei gleicher kinetischer Energie leichte Teilchen eine höhere Geschwindigkeit haben als schwere.

Der anschließende Pre-SHOWER-Detektor dient der Unterscheidung von Elektronen und Hadronen. Er besteht aus vier Gaskammern, wobei sich zwischen der ersten und zweiten, sowie der dritten und vierten ein Konverter aus Blei befindet. In diesem verlieren die Elektronen insbesondere durch Bremsstrahlung Energie, während bei den Hadronen Bremsstrahlung erst bei sehr viel höheren Energien einsetzt, als solche, die am HADES-Experiment verfügbar sind. Durch Paarbildung der Bremsstrahlungsphotonen bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus, weshalb im Falle eines Elektrons in den hinteren Gaskammern deutlich mehr Energie deponiert wird als in den vorderen. Bei Hadronen ist dies logischerweise nicht der Fall.

Durch die Lokalisierung der Treffer in dem META-Detektor trägt dieser Detektor neben seiner Aufgabe der Differenzierung zwischen Elektronen und Hadronen auch zur Spurrekonstruktion bei.

3. Bestimmung des Photoncocktails und γ_{hadron} mit dem PLUTO Ereignisgenerator

3.1 Erzeugung der Photonenspektren mit PLUTO

3.1.1 Verwendete Hadronen

Zur Bestimmung des erwarteten Photoncocktails aus Simulationen für $Au + Au$ Kollisionen bei $1,23 AGeV$ Strahlenergie sind die beitragenden Hadronen sowie zu erwartende Multiplizitäten und kinematische Verteilungen festzulegen. Da zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine endgültigen Messergebnisse von Teilchen-Multiplizitäten am HADES-Experiment vorliegen, werden die verwendeten Beiträge zum Photonenspektrum aus Messungen anderer Experimente (FOPI, TAPS, KAOS), vorläufigen HADES Daten und generellen Überlegungen festgelegt. Es werden alle leichten Mesonen verwendet (zur Erzeugung der schweren reicht die verfügbare Schwerpunktennergie nicht aus), die Zerfallskanäle in Photonen aufweisen. Dies sind das π^0 , welches mit Sicherheit den größten Anteil der Photonen ausmacht, das η - und das ω -Meson. Bei der verwendeten Strahlenergie ist zudem bekannt, dass es sich bei den am häufigsten produzierten Teilchen um Δ -Baryonen handelt. Davon können das Δ^0 und das Δ^+ sowohl in ein Nukleon und ein Photon zerfallen als auch in ein Nukleon und ein neutrales Pion (vgl. Kapitel 3.3.2). Da die interessierenden Zerfallswahrscheinlichkeiten für das Δ^0 und Δ^+ identisch sind und weder das Δ^- noch das Δ^{++} Zerfallskanäle in Photonen oder π^0 besitzen, sind im Folgenden mit Δ -Baryon immer Δ^0 und Δ^+ gemeint. Eine genauere Spezifizierung ist hier nicht notwendig, da die beiden genannten Δ -Baryonen in allen für diese Arbeit relevanten physikalischen Eigenschaften übereinstimmen.

Σ -Baryonen erreichen zwar keine so hohen Multiplizitäten wie die zuvor genannten Teilchen, jedoch liefert jeder Zerfall ein Photon, sodass diese auch mit in den Cocktail einbezogen werden.

Zur Berechnung des erwarteten Photoncocktails als Funktion des Transversalimpulses wird für jedes Hadron neben der entsprechenden Multiplizität noch die kinematische Verteilung benötigt. Für diese werden thermische Spektren angenommen (vgl. Kapitel 3.1.3).

3.1.2 Der PLUTO-Ereignisgenerator

Der PLUTO-Ereignisgenerator [15] ist ein auf ROOT basierendes C++-Simulationstool. Er wurde für das HADES-Experiment an der GSI entwickelt und dient dazu, Teilchenverteilungen in Schwerionen- und Hadronenkollisionen zu simulieren. Dabei liegt der Fokus auf Grund des Forschungsziels von HADES auf elektromagnetischen Zerfällen.

Verschiedenste Teilchen sind mitsamt ihrer Zerfallskanäle sorgfältig in der sogenannten *PDataBase* implementiert. Dabei sind wie z.B. im Falle des Δ -Baryons auch massenabhängige Zerfallsbreiten berücksichtigt. Für den Benutzer ist es zudem möglich, neue Teilchen und Zerfallskanäle in die *PDataBase* hinzuzufügen.

Zur Erzeugung kinematischer Verteilungen werden einfache thermische Modelle verwendet: PLUTO benutzt bis zu zwei effektive Temperaturen, um sowohl die direkte Teilchenproduktion, als auch die Produktion über Zerfälle zu simulieren. In die Simulation der thermischen Verteilungen können zudem auch globale Eigenschaften wie direkter und elliptischer Fluss (v_1 und v_2) und radiale Expansionen mit einbezogen werden.

Ein großer Vorteil von PLUTO liegt darin, dass es bei gut steuerbarem Input (kinematische Verteilungen, Multiplizitäten) möglich ist, auch komplexe Cocktails aus Einzelquellen zusammenzusetzen.

In dieser Arbeit wird PLUTO verwendet, um eine thermische Verteilung instabiler Hadronen, welche bei $Au + Au$ Kollisionen bei 1.23 AGeV produziert werden und Zerfallskanäle in Photonen aufweisen zu generieren. Die Zerfallsprodukte dieser Hadronen werden anschließend analysiert.

3.1.3 Erzeugung einer thermischen Hadronenverteilung

Thermische Hadronenspektren werden in PLUTO (Klasse *PFireball*) aus der Summe zweier Boltzmannverteilungen erzeugt:

$$\frac{dN}{dE} \propto p \cdot E \left[f \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + (1-f) \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) \right] \quad (3.1.3.1)$$

Dabei gilt für ein Teilchen der Masse m_0 folgender Zusammenhang:

$$p = \sqrt{E^2 + m_0^2} \quad (3.1.3.2)$$

Die zwei Temperaturwerte T_1 und T_2 sowie deren Gewichtungsfaktor f berücksichtigen die Möglichkeit unterschiedlicher Produktionsprozesse der Teilchen, die sich in unterschiedlichen Energieverteilungen niederschlagen. So haben z.B. Teilchen aus Zerfällen oft niedrigere Energien und Temperaturen als direkt produzierte. Wie nachfolgend beschrieben, ist dies u.a. beim π^0 der Fall, da ein Großteil der erzeugten π^0 aus Δ -Zerfällen stammt. Experimentell sind die zwei benötigten Boltzmannverteilungen zur Beschreibung der π^0 gut belegt [16]. Weitere Parameter können die simulierte thermische Verteilung beeinflussen: Über den Parameter b lässt sich ein radialer Fluss, über die Parameter v_1 und v_2 direkter oder elliptischer Fluss, sowie über die Parameter a_2 und a_4 eine polare Anisotropie der Teilchenproduktion berücksichtigen. In dieser Arbeit werden sie nicht verwendet, sollen aber im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Die polaren Anisotropen werden verwendet, um eine Raumwinkelverteilung zu simulieren, wobei der Winkel θ demjenigen in Kugelkoordinaten entspricht (3.1.3.3).

$$\frac{dN}{d\Omega} = 1 + a_2 \cos^2(\theta) + a_4 \cos^4(\theta) \quad (3.1.3.3)$$

Da diese Verteilung lediglich eine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ aufweist, wird der Fluss in der $x-y$ Ebene hierdurch nicht beeinflusst. Dieser wird somit alleine durch die Flussparameter v_1 und v_2 festgelegt. Diese sind die maximalen Werte, die der Fluss annehmen kann. Er liegt also immer im Intervall $[-v_1, +v_1]$ bzw. $[-v_2, +v_2]$. Dabei wird bei jedem Durchlauf des PLUTO Codes ein Fluss im Intervall zufällig ausgewählt.

Die Temperaturwerte sind nicht die erwarteten Temperaturen der Quelle selbst, sondern vielmehr effektive Temperaturen. In diesem inversen Steigungsparameter des Spektrums spielt neben der Temperatur selber auch noch der radiale Fluss eine wichtige Rolle. Die effektive Temperatur setzt sich für die direkt produzierten Hadronen ohne strange-Quark wie folgt aus der Temperatur beim kinetischen Ausfrieren (T_{kin}) und dem radialen Fluss b zusammen:

$$T_1 = T_{kin} + \frac{m}{2} c^2 \cdot ((b))^2 \quad (3.1.3.4)$$

Es wurde experimentell festgestellt, dass T_{kin} zumindest in $Ar + KCl$ Kollisionen, welche für das HADES-Experiment bereits endgültig ausgewertet wurden, mit der Temperatur beim chemischen Ausfrieren in sehr guter Näherung übereinstimmt [17]. Daher wurde die Temperatur beim chemischen Ausfrieren zur Berechnung verwendet. Die Begründung für Formel (3.1.3.4) liegt darin, dass alle Teilchen durch den radialen Fluss dieselbe Geschwindigkeitserhöhung erhalten. Hierdurch erhalten schwere Teilchen eine höhere kinetische Energie als leichte, weshalb deren effektive Temperatur stärker ansteigt.

Nach Formel (3.1.3.3) ist es entweder möglich, PLUTO direkt eine effektive Temperatur zu übergeben und den radialen Fluss auf null zu setzen, oder einen experimentell bestimmten radialen Fluss mit der Temperatur beim chemischen Ausfrieren zu übergeben.

Für jede erzeugte Energieverteilung existieren als Randwerte:

$$E_{min} = m_0 \quad (3.1.3.5)$$

$$E_{max} = m_0 + 20 \frac{T_1 + T_2}{1 - b} \quad (3.1.3.6)$$

Dem maximalen Energiewert sind eigentlich keine Grenzen gesetzt, jedoch fällt die erzeugte Verteilung sehr schnell ab und PLUTO benötigt einen endlichen Maximalwert. Daher wird der in Formel (3.1.3.6) angeführte, empirisch bestimmte Wert verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wurde für jedes verwendete Hadron ein eigenes PLUTO-Macro geschrieben. Die jeweils verwendeten Werte zur Erzeugung der thermischen Energieverteilung sind in Tabelle 3.1.3.1 zusammengefasst. Die Strahlenergie ist bei allen Hadronen auf $E = 1,23 \text{ GeV}$ gesetzt.

Hadron	T_1	T_2	f	b	a_2	a_4	v_1	v_2
π^0	45 MeV	85 MeV	0,9742	0	0	0	0	0
ω	110 MeV	0	1	0	0	0	0	0
Σ^0	95 MeV	0	1	0	0	0	0	0
Δ	140 MeV	0	1	0	0	0	0	0
η	90 MeV	0	1	0	0	0	0	0

Tabelle 3.1.3.1: Verwendete Parameter zur Erzeugung der thermischen Verteilungen in PLUTO

Wie bereits kurz erwähnt, werden zur Beschreibung der Pionen im Gegenteil zu allen anderen Hadronen zwei Temperaturen benötigt. Es liegen Messwerte vom TAPS-Experiment ($T_1 = 49,67 \text{ MeV}$, $T_2 = 89,58 \text{ MeV}$) [16], sowie vorläufige HADES Daten ($T_1 \sim 40 \text{ MeV}$, $T_2 \sim 80 \text{ MeV}$) [18] vor, aus welchen die Mittelwerte der jeweiligen Temperaturen verwendet werden und die Abweichungen in der Fehlerrechnung berücksichtigt werden. Dabei beschreibt $T_1 = 45 \text{ MeV}$ die Temperatur der Pionen aus den Zerfällen von Δ -Baryonen, welche den Hauptanteil der Pionen ausmachen ($f = 0,9742$). Für die Pionen, welche direkt produziert werden, gilt $T_2 = 85 \text{ MeV}$. Ein weiterer Vorteil der Wahl der Temperaturen als Mittelwert der beiden Messungen liegt darin, dass mit einer Temperatur von 85 MeV durch das empirische m_t -scaling (vgl. Kapitel 3.2.1) die am TAPS-Experiment gemessene Multiplizität der η -Mesonen reproduziert wird. Dies rechtfertigt die Abschätzung der Multiplizität des ω -Mesons auf diesem Wege.

Der verwendete Wichtungsfaktor entstammt den Daten des TAPS-Experiments, da dieser an HADES noch nicht genau bestimmt wurde.

Das ω -Meson sowie das Δ -Baryon besitzen keine strange-Quarks, weshalb bei Ihnen Formel (3.1.3.4) mit dem am HADES-Experiment bestimmten Wert für den radialen Fluss ($b \sim 0,3$) [18] verwendet werden könnte. Jedoch sind die für den radialen Fluss und die Temperatur beim chemischen Ausfrieren gemessenen Werte noch mit einem derart hohen Fehler behaftet, dass es vorgezogen wird, aus Abbildung 3.1.3.1 effektive Temperaturen für das ω -Meson und Δ -Baryon abzuschätzen. Unter der Annahme, dass die effektiven Temperaturen mit der Masse steigen, müssten Pionen, ω -Mesonen, Δ -Baryonen und Protonen auf einer Geraden liegen (Formel 3.1.3.4). Daher ergeben sich für die effektiven Temperaturen Werte von $T_{eff} = 110 \text{ MeV}$ bzw. $T_{eff} = 140 \text{ MeV}$ für das ω -Meson und das Δ -Baryon.

Das η -Meson und das Σ^0 -Baryon dagegen haben einen Beitrag von strange Quarks, sodass bei ihnen diese Abschätzung so nicht gilt. Es gibt jedoch vorläufige Daten (Abbildung 3.1.3.1) für die effektiven Temperaturen von in etwa gleich schweren Hadronen mit Strangeness. Dies sind Kaonen im Falle des η -Mesons ($T_{eff} = 90 \text{ MeV}$) und das Λ -Baryon im Falle des Σ^0 -Baryons ($T_{eff} = 95 \text{ MeV}$). Die Unsicherheiten in der Bestimmung von γ_{hadron} aufgrund der verwendeten thermischen Parameter werden später diskutiert (vgl. Kapitel 3.3)

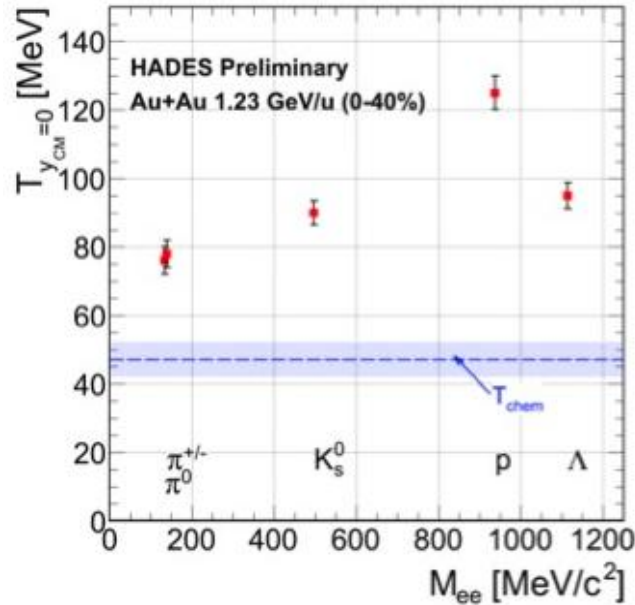


Abbildung 3.1.3.1: Vorläufige, am HADES-Experiment gemessene effektive Temperaturwerte für verschiedene Hadronen, sowie die Temperatur beim chemischen Ausfrieren; [19]

Der Zerfall der erzeugten Hadronen wird über die *PParticle* Klasse definiert, an die *PChannel* Klasse übergeben und über die *PReaction* Klasse ausgeführt.

Beim Zerfall der Hadronen ist zu berücksichtigen, dass keine Hadronen doppelt gezählt werden: Das ω -Mesons zerfällt z.B. mit einer Wahrscheinlichkeit von 9% in $\pi^0 + \gamma$. Die π^0 würden weiter in Photonen zerfallen diese Photonen sind aber bereits beim π^0 selber berücksichtigt. Die Funktion zum Zerfall der Hadronen *SetDecayAll(τ)* muss daher modifiziert werden. Über den Befehl *MakeStaticData()* kann die Datenbank von PLUTO manipuliert werden. Dabei werden die Zerfallswahrscheinlichkeiten bestimmter Kanäle auf 0 gesetzt; hier für alle Zerfallskanäle, in welchen kein Photon entsteht. Dieses Vorgehen ist oftmals nicht zwingend nötig (beispielsweise bei einem Zerfall in Myonen), hat jedoch auch den Effekt, dass mit deutlich weniger Programmdurchläufen eine gute Photonenstatistik erreicht wird. Die korrekten Zerfallswahrscheinlichkeiten werden am Ende der Auswertung durch Skalieren des Spektrums wieder mit einbezogen (siehe Kapitel 3.3). In Tabelle 3.1.3.2 sind für die verwendeten Teilchen alle in PLUTO implementierten Zerfälle aufgelistet, sowie solche gekennzeichnet, die ausgeschaltet wurden. PLUTO skaliert die Zerfallswahrscheinlichkeiten der verbleibenden Zerfälle automatisch hoch, sodass die Verhältnisse erhalten bleiben.

Teilchen	Zerfallsprodukte	verwendet
π^0	2γ	ja
	$\gamma + e^+ + e^-$	ja
ω	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	
	$\pi^0 + \gamma$	ja
	$\pi^+ + \pi^-$	
	$\mu^+ + \mu^- + \pi^0$	
	$e^+ + e^-$	
	$\mu^+ + \mu^-$	
	$e^+ + e^- + \pi^0$	
Σ^0	In PLUTO stabil	
Δ	$N + \pi^{+/-}$	
	$N + \pi^0$	
	$N + \gamma$	ja
	$N + e^+ + e^-$	
η	2γ	ja
	$3\pi^0$	
	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	
	$\pi^+ + \pi^- + \gamma$	ja
	$\gamma + e^+ + e^-$	ja
	$\mu^+ + \mu^- + \gamma$	ja
	$e^+ + e^-$	
	$\mu^+ + \mu^-$	
	$2e^+ + 2e^-$	

Tabelle 3.1.3.2: In PLUTO implementierte Zerfälle und davon ausgeschaltete

Anmerkung: Eine Ausnahme von obiger Vorgehensweise muss beim ω – Meson vorgenommen werden. Der Zerfall des π^0 lässt sich nicht auf 0 setzen. Um die Problematik der Doppelzählung beim $\pi^0 + \gamma$ Kanal dennoch zu umgehen, werden zwei neue Zerfallsprodukte „a“ und „b“ definiert und die Zerfallswahrscheinlichkeit des π^0 in diese auf 100% gesetzt. Ausschlaggebend hierbei ist, dass bei diesem neuen Zerfall keine Photonen entstehen, wie dies ansonsten bei jedem Zerfall eines neutralen Pions der Fall ist.

Das neutrale Σ -Baryon ist in PLUTO stabil. Daher wird über `makeStaticData()` \rightarrow `AddDecay()` mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% der Zerfall in ein Λ -Baryon und ein Photon in die PDataBase hinzugefügt [20].

Das Λ -Baryonen zerfällt weiter in PLUTO, mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.2% auch in einen photonischen Kanal ($n + \gamma, p + \pi^- + \gamma$). Diese Photonen werden im Weiteren mit dem Photonenspektrum aus Σ^0 -Zerfällen gelistet, tragen zur Gesamtmultiplizität aber nur vernachlässigbar bei.

3.2 Bestimmen der Multiplizitäten der verwendeten Hadronen

Zur Bestimmung des Photoncocktail werden nun die relativen Multiplizitäten der verwendeten Hadronen bezüglich der des π^0 bestimmt. Dabei wird für das η - und ω -Meson auf das sogenannte m_t -scaling zurückgegriffen. Für das Δ -Baryon wird eine Abschätzung über Clebsch-Gordan-Koeffizienten verwendet und für das Σ^0 wird auf ein $\Lambda - \Sigma$ -Scaling zurückgegriffen.

3.2.1 Bestimmung der relativen Multiplizitäten des η - und ω -Mesons über m_t -scaling

Da für R_γ lediglich Multiplizitäten relativ zu der des π^0 benötigt werden, kann das sogenannte m_t -scaling verwendet werden, um diese zu bestimmen. Dieses basiert auf einem experimentell gefundenen ungefähren Zusammenhang der m_t -Spektren [21] zwischen allen in Proton-Proton-Kollisionen entstehenden Mesonen, welcher hier auf $A + A$ -Kollisionen übertragen wird. Nach diesem besitzen die Spektren der Transversalmassen von Mesonen wenn sie mit $\frac{1}{m_t}$ gewichtet werden denselben Verlauf (siehe Abbildung 3.2.1.1). Die Transversalmasse, bei welcher ein Spektrum beginnt, ist aufgrund deren Definition die Ruhemasse des jeweiligen Mesons. Durch die Verhältnisse der Einträge in den Bereichen zwischen den Ruhemassen können so die relativen Multiplizitäten bestimmt werden. Bezogen auf Abbildung 3.2.1.1 würde man so die relative Multiplizität des ω -Mesons bezüglich des neutralen Pions aus dem Quotienten der gelben Fläche und der Gesamtfläche erhalten.

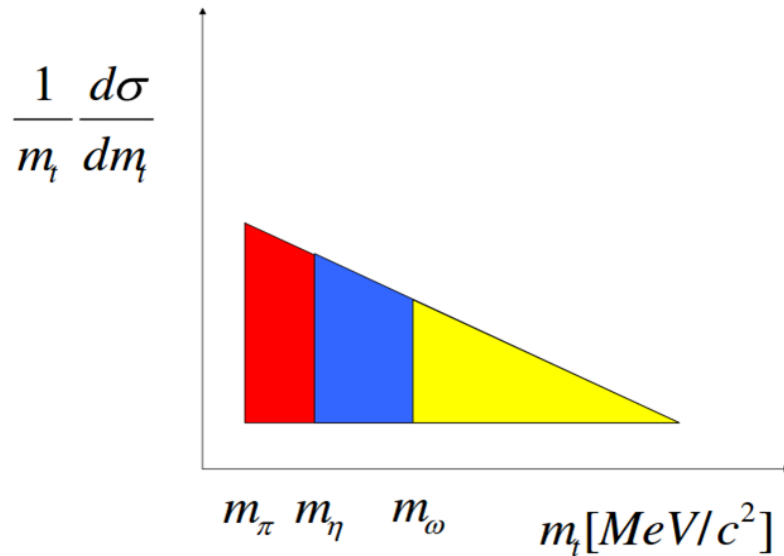


Abbildung 3.2.1.1: Schematische Darstellung des m_t -scalings (in logarithmischer Darstellung) [22]

Da der Zusammenhang bei Proton-Proton Kollisionen gefunden wurde, stellt sich zunächst die Frage, ob eine Anwendung auf Schwerionenkollisionen überhaupt möglich ist. Hierzu werden Spektren für zwei verschiedene Mesonen produziert und überlagert, wobei experimentell bestimmte Multiplizitäten als Wichtungsfaktoren benutzt werden. Gehen deren Spektren kontinuierlich ineinander über, so kann das m_t -scaling auch für die vorliegenden Schwerionenkollisionen als verwendbar angesehen werden. Aufgrund der Datenlage können hier Multiplizitäten für das π^0 und η -Meson verglichen werden: Das TAPS-Experiment [23] hat für $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie folgende relative Multiplizität gefunden:

$$\frac{\langle \eta \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} = 0,01406 \quad (3.2.1.1)$$

Mit PLUTO werden Spektren für beide Mesonen produziert, die in diesem Fall nicht zerfallen. Die thermische Verteilung der Pionen wird nur mit einer Boltzmann-Verteilung mit $T_1 = 85 \text{ MeV}$ simuliert, da η - und ω -Meson nur direkt produziert werden, für das m_t -scaling daher auch nur die direkt produzierten neutralen Pionen infrage kommen. Das m_t -Spektrum der π^0 und das mit der relativen Multiplizität von TAPS gewichtete Spektrum der η -Mesonen ($T = 90 \text{ MeV}$) sind in Abbildung 3.2.1.2 dargestellt. Dabei stammen die Fehlerbalken aus der experimentellen Ungenauigkeit der Multiplizität des η -Mesons, welcher 50% beträgt. Dieser Fehler dominiert somit und die Unsicherheit in der Multiplizität der π^0 kann vernachlässigt werden.

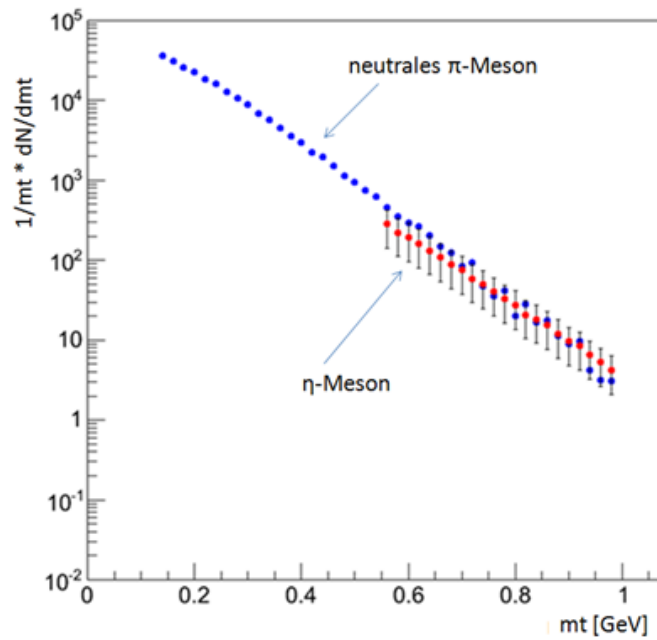


Abbildung 3.2.1.2: Transversalmassenspektren für π^0 und das η – Meson; die relative Skalierung berücksichtigt das von TAPS gemessene π^0/η Verhältnis

Beide Spektren stimmen erstaunlich gut überein, sodass im Folgenden aus dem m_t –scaling die Multiplizitäten des η – und ω –Mesons abgeschätzt werden. Hierfür wird mit PLUTO ein thermisches π^0 Spektrum erzeugt ($T = 85 \text{ MeV}$). Dieses Spektrum ist in Abbildung 3.2.1.3 dargestellt.

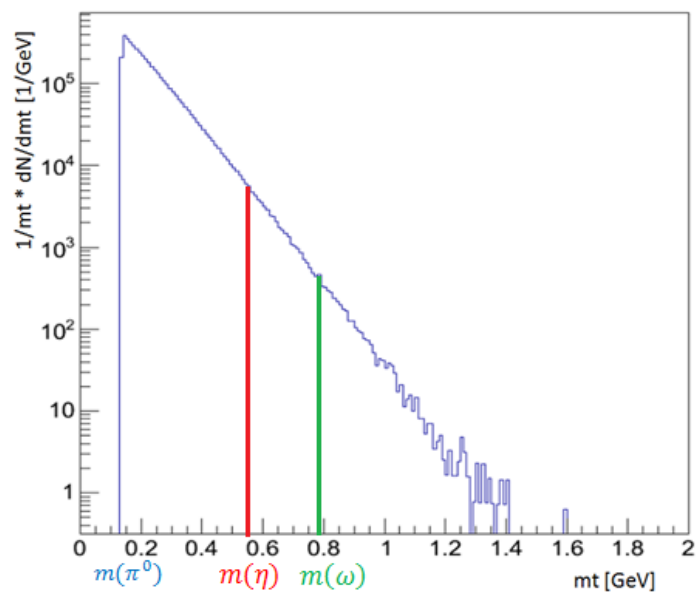


Abbildung 3.2.1.3: Zur Bestimmung der relativen Multiplizitäten des η – und ω –Mesons verwendetes thermisches m_t –Spektrum von π^0

Für die relativen Multiplizitäten des η – und ω –Mesons ergeben sich:

$$\frac{\langle \eta \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} = 0,01353 \quad (3.2.1.2)$$

$$\frac{\langle \omega \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} = 0,00084 \quad (3.2.1.3)$$

Die statistischen Fehler dieser Verhältnisse sind vernachlässigbar klein, auch wenn sich bei hohen m_T im Spektrum Fluktuationen zeigen. Die Abschätzung ist allerdings sehr sensitiv auf die gewählte effektive Temperatur des thermischen π^0 –Spektrums, da diese die Steigung der Kurve verändert. Der Fehler der Temperatur lässt sich nach Kapitel 3.1.3 zu 10 MeV abschätzen. Eine Berechnung der relativen η – und ω – Multiplizitäten aus π^0 –Spektren mit $T = 75 \text{ MeV}$ bzw. $T = 95 \text{ MeV}$ ergibt eine Abweichung von 47% bzw. 60% für die relative Multiplizität des η – und von 72% bzw. 113% für die des ω –Mesons.

3.2.2 Bestimmung der relativen Multiplizität des Δ^0 –Baryons über die Berechnung der Wahrscheinlichkeiten für die verschiedene Zerfallskanäle der Δ -Baryonen mittels Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK)

Bei HADES Energien weisen Modellrechnungen [24] darauf hin, dass die Produktion der Pionen fast ausschließlich über den Zerfall von Δ -Baryonen stattfindet. Diese Beobachtung zeigt sich auch im m_T –Spektrum der Pionen, bei dem eine thermische Verteilung mit kleiner Temperatur ($T \sim 45 \text{ MeV}$) dominiert. Unter der Annahme, dass die Produktion der π^0 ausschließlich durch Δ Zerfall geschieht, kann mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK) die Δ Multiplizität abgeschätzt werden (siehe Anhang). Tabelle 3.2.2.1 zeigt das Ergebnis: Da Δ^0 und Δ^+ in allen hier relevanten physikalischen Eigenschaften übereinstimmen, werden $\frac{3}{2}$ mal so viele Δ wie π^0 erzeugt.

Δ -Baryonen	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit
Δ^-	$\rightarrow n + \pi^-$	1
Δ^0	$\rightarrow n + \pi^0$	$\frac{2}{3}$
	$\rightarrow p + \pi^-$	$\frac{1}{3}$
Δ^+	$\rightarrow n + \pi^+$	$\frac{1}{3}$
	$\rightarrow p + \pi^0$	$\frac{2}{3}$
Δ^{++}	$\rightarrow p + \pi^+$	1

Tabelle 3.2.2.1: Aus den quadrierten CGK berechnete Zerfallskanäle und Zerfallswahrscheinlichkeiten der Δ -Baryonen

3.2.3 Bestimmung der relativen Multiplizität des Σ^0 –Baryons aus einem $\Lambda - \Sigma - \text{scaling}$

Auch für das Σ^0 –Baryon sind keine Messwerte vom HADES-Experiment verfügbar. Es gibt aber eine vorläufige Analyse des Λ –Baryons, dessen Multiplizität durch ein $\Lambda - \Sigma - \text{scaling}$ aus thermischen Modellen für diese Abschätzung verwendet werden kann. Λ und Σ^0 haben den gleichen Quarkinhalt und sehr ähnliche Massen, weshalb das Verhältnis beider über einen weiten Energiebereich konstant sein sollte. Rechnungen von Becathini et. al [25] zur statistischen Hadronenproduktion ergeben die in Tabelle 3.2.3.1 dargestellten Werte für zentrale A+A Kollisionen bei eher moderaten Energien.

Kollision	Energie [AGeV]	$\frac{\langle \Lambda \rangle}{\langle \Sigma^0 \rangle}$
<i>Au + Au</i>	11.6	3,8
<i>Pb + Pb</i>	20	3,6
<i>Pb + Pb</i>	30	3,6

Tabelle 3.2.3.1: Λ zu Σ^0 Verhältnis bei verschiedenen Strahlenergien und Kollisionen nach [25]

HADES arbeitet mit 1,23 AGeV Strahlenergie mit deutlich kleineren Energien. Nimmt man aber auch hier eine statistische Hadronenproduktion an, so sollte das Verhältnis dennoch anwendbar sein. Für diese Arbeit wird für das Verhältnis aus Λ und Σ^0 Multiplizität der Wert bei der niedrigsten verfügbaren Energie verwendet:

$$\frac{\langle \Lambda \rangle}{\langle \Sigma^0 \rangle} = 3,8 \quad (3.2.3.1)$$

Für die Multiplizität des Λ -Baryons wird auf vorläufige HADES-Daten zurückgegriffen (siehe Abbildung 3.2.3.1). Diese beträgt $29,3 \cdot 10^{-3}$ pro Ereignis. Legt man diesen Wert zu Grunde, so folgt für die Multiplizität des Σ^0 -Baryons pro Ereignis:

$$\langle \Sigma^0 \rangle = \frac{\langle \Lambda \rangle}{3,8} = 7,71 \cdot 10^{-3} \quad (3.2.3.2)$$

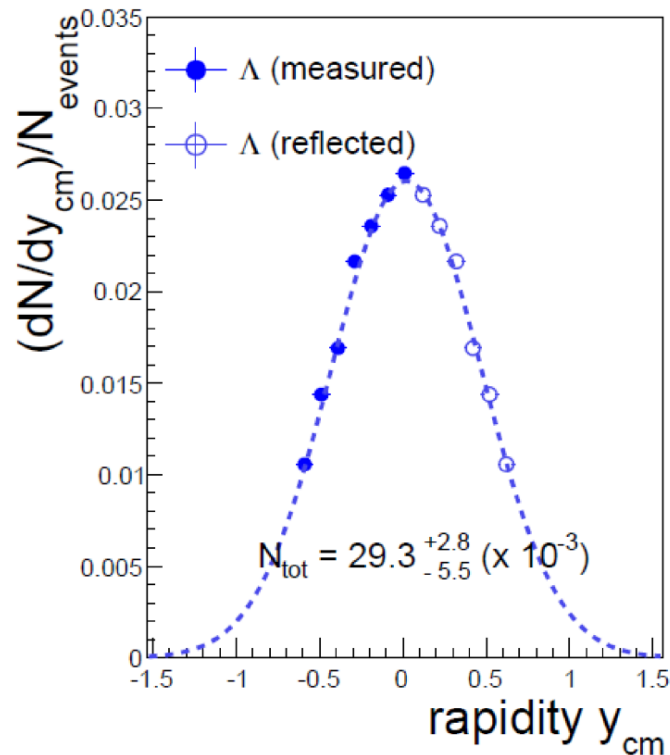


Abbildung 3.2.3.1: vorläufige am HADES-Experiment gemessene Multiplizität des Λ –Baryons [26]

Da für die Auswertung der Spektren immer relative Multiplizitäten gegenüber der des π^0 verwendet werden, muss noch durch die Multiplizität des π^0 geteilt werden. Der hierfür verwendete Wert von 6,4 entstammt [23]. Es folgt also:

$$\frac{\langle \Sigma^0 \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} = \frac{7,71 \cdot 10^{-3}}{6,4} = 1,20 \cdot 10^{-3} \quad (3.3.3.3)$$

3.3 Ergebnisse der mit PLUTO simulierten Daten

Die mit PLUTO erzeugten Spektren werden mit ROOT weiterverarbeitet. Dabei wird nur der Bereich zwischen 0 GeV und 1 GeV betrachtet, da keine größeren Transversalimpulse mit ausreichender Statistik vorhanden sind.

Nun müssen die einzelnen Spektren ($N_X(p_t)$ als Bin für Hadron X) mit hadronspezifischen Skalierungsfaktoren (X_{scal}) multipliziert werden. Diese sind das Produkt aus relativer Multiplizität gegenüber dem π^0 ($\frac{\langle X \rangle}{\langle \pi^0 \rangle}$) und einer „effektiven“ Zerfallswahrscheinlichkeit ($p_{sum X}$, vgl. Tabelle 3.3.1), da in PLUTO nur photonische Zerfallskanäle berücksichtigt wurden. Dadurch erhält man den Photonencocktail.

	π^0	ω	Σ^0	Δ	η
berücksichtigte	2γ	$\pi^0 + \gamma$	$\Lambda + \gamma$	$N + \gamma$	2γ
Kanäle	$\gamma + e^+ + e^-$				$\pi^+ + \pi^- + \gamma$
					$\gamma + e^+ + e^-$
					$\mu^+ + \mu^- + \gamma$
Summe $p_{sum X}$	100%	8,28%	100%	0,56%	43,91%

Tabelle 3.3.1: Berücksichtigte Zerfallskanäle (vgl. Tabelle 3.1.3.2) mit Photonen und aufsummierte Zerfallswahrscheinlichkeit

Für γ^{hadron} ergibt sich in Abhängigkeit vom Transversalimpuls

$$\gamma^{hadron}(p_t) = 1 + \frac{\omega_{scal} \cdot N_\omega(p_t) + \Delta^0_{scal} \cdot N_{\Delta^0}(p_t) + \eta_{scal} \cdot N_\eta(p_t) + \Sigma^0_{scal} \cdot N_{\Sigma^0}(p_t)}{N_{\pi^0}(p_t)} \quad (3.3.1)$$

mit $X_{scal} = \frac{\langle X \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} \cdot p_{sum X}$.

In dem Fall, dass das Spektrum der π^0 in einem p_t –Bin keine Einträge hat, wird γ^{hadron} auf -1 gesetzt. Für eine kompaktere Schreibweise wird im Folgenden verwendet:

$$N_{scX}(p_t) = X_{scal} \cdot N_X(p_t) = \frac{\langle X \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} \cdot p_{sum X} \cdot N_X(p_t) \quad (3.3.2)$$

Der aus dieser Auswertung folgende Photoncocktail ist in Abbildung 3.3.1 dargestellt. Die integrierte π^0 –Multiplizität beträgt 6,4 [23], alle anderen Spektren sind relativ dazu skaliert.

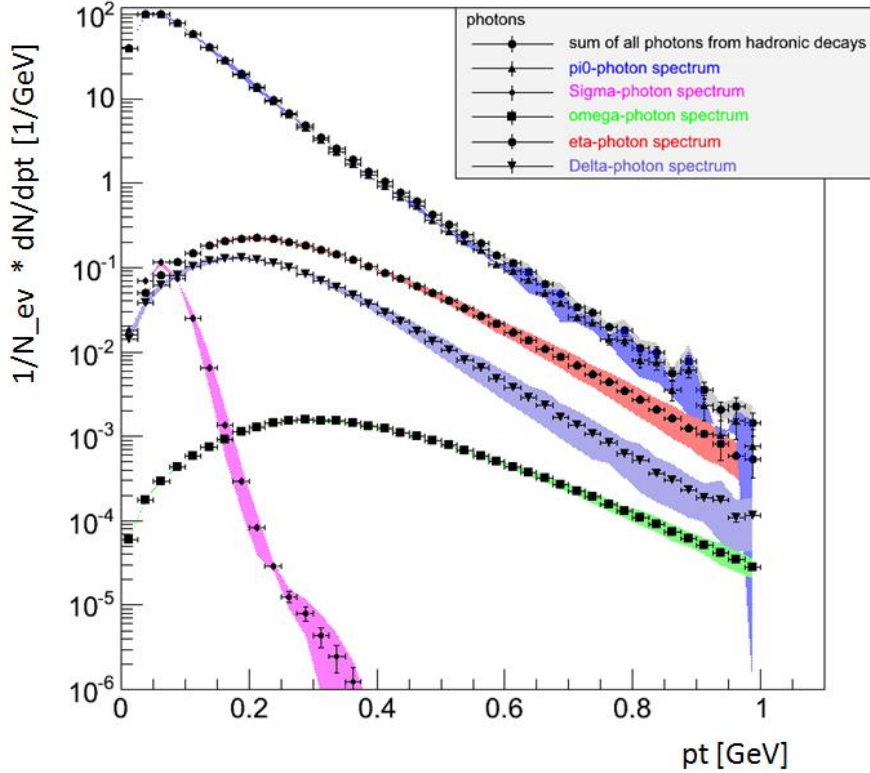


Abbildung 3.3.1: Photoncocktail aus PLUTO Daten für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie. Statistischer Fehler als Fehlerbalken, systematischer Fehler als Band dargestellt.

Das Spektrum der Photonen ist durch solche aus dem π^0 Zerfall über das komplette betrachtete Intervall dominiert. Der Einfluss der Σ^0 –Baryonen ist vernachlässigbar gering. Die Spektren der ω – und η – Mesonen sowie der Δ –Baryonen verlaufen extrem flach, sind jedoch dadurch gekennzeichnet, dass sie sich mit nur geringer Abnahme bis hin zu sehr hohen Transversalimpulsen erstrecken. Dabei haben Photonen aus Zerfällen des η –Mesons und, wie bei HADES Energien erwartet, des Δ –Baryons den größten Einfluss auf γ_{hadron} . Da die Temperaturen in PLUTO für die neutralen Pionen geringer sind als für alle anderen Teilchen, sinkt deren Verteilung hin zu hohen Transversalimpulsen stärker ab, als für die anderen berücksichtigten Hadronen. Daraus folgt ein Anstieg von γ_{hadron} , wie in Abbildung 3.3.2

dargestellt. Bei kleinen Transversalimpulsen gilt $\gamma_{hadron} \approx 1$, aufgrund der Dominanz der Photonen aus Zerfällen des π^0 .

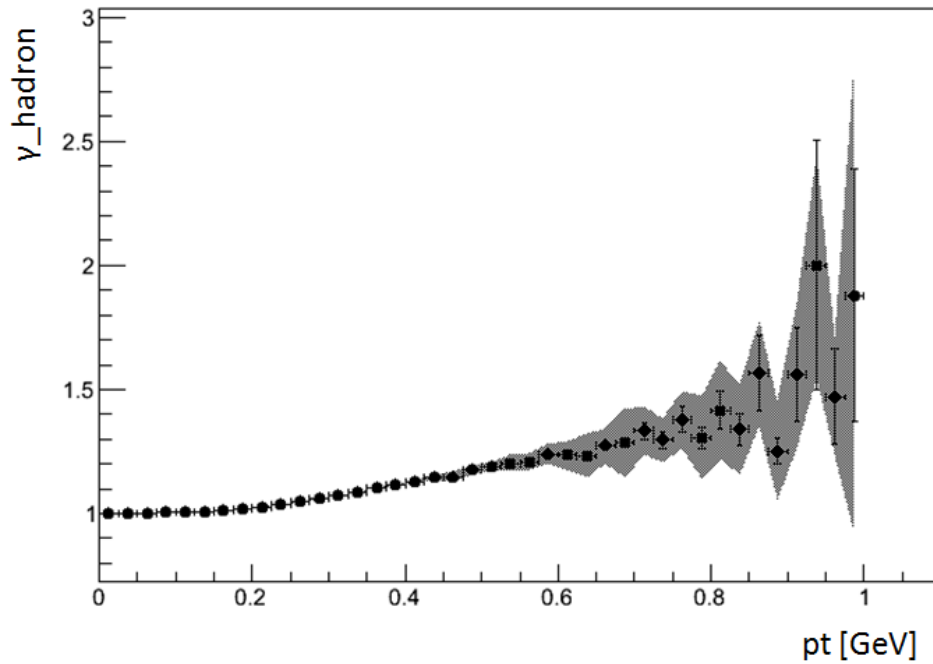


Abbildung 3.3.2: γ_{hadron} , berechnet aus den mit PLUTO simulierten Daten für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie. Systematischer Fehler als Band dargestellt, statistischer Fehler als Fehlerbalken.

Die statistischen Fehler sind besonders bei niedrigen Transversalimpulsen klein, da eine ausreichende Statistik von 1 M Hadronen jeder Sorte verwendet wurde. Erst bei hohen Transversalimpulsen um 1 GeV werden sie signifikant, was sich vor allem in den statistischen Fehlern γ_{hadron} zeigt. Der Fehlerrechnung liegen folgende Überlegungen zu Grunde:

Für den Fehler in p_t wird die halbe Binweite verwendet. Für die einzelnen erzeugten Spektren der Hadronen ergibt sich in jedem Bin der statistische Fehler direkt aus der Anzahl der jeweiligen Ereignisse (N_X) für das jeweilige Hadron X zu:

$$\Delta N_X(p_t) = \sqrt{N_X(p_t)} \quad (3.3.3)$$

Ist der jeweilige Bin leer, so wird der Fehler auf $\Delta N_X(p_t) = 0$ gesetzt.

Der statistische Fehler von γ_{hadron}

$$\gamma^{hadron}(p_t) = \frac{\sum_X N_{scX}(p_t)}{N_{sc\pi^0}(p_t)} \quad (3.3.4)$$

ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Einzelspektren

$$\begin{aligned} \Delta\gamma^{hadron}(p_t) &= \sqrt{\sum_X \left(\frac{\partial\gamma^{hadron}(p_t)}{\partial N_{scX}(p_t)} \Delta N_{scX}(p_t) \right)^2} \\ &= \frac{1}{N_{sc\pi^0}(p_t)} \sqrt{\left((\gamma^{hadron}(p_t) - 1) \Delta N_{sc\pi^0}(p_t) \right)^2 + \sum_{X \neq \pi^0} \left(\Delta N_{scX}(p_t) \right)^2} \quad (3.3.5) \end{aligned}$$

wobei $\Delta N_{scX}(p_t)$ sich über Fehlerfortpflanzung direkt aus $\Delta N_X(p_t)$ ergibt:

$$\Delta N_{scX}(p_t) = X_{scal} \cdot \Delta N_X(p_t) \quad (3.3.6)$$

Der relative statistische Fehler steigt für große Transversalimpulse bei allen Teilchen an, da hier nur wenige Einträge im Photonenspektrum liegen. Daraus folgt unmittelbar auch ein Anstieg des statistischen Fehlers von γ^{hadron} .

Der systematische Fehler, in den Abbildungen als Band dargestellt, wird aus der Differenz zweier Temperaturverteilungen bestimmt. Dabei wird eine zweite thermische Verteilung für jedes Hadron erzeugt, wobei eine Temperatur verwendet wird, welche um ΔT tiefer liegt als die zuvor verwendete. Diese abgeschätzten Fehler für die verwendete Temperatur sind in Tabelle 3.3.2 dargestellt.

Hadron	ΔT
π^0	10 MeV
ω	10 MeV
Σ^0	20 MeV
Δ	20 MeV
η	10 MeV

Tabelle 3.3.1: Abgeschätzte Fehler der verwendeten Temperaturen

Für π^0 wurde eine Fehler von 10 MeV verwendet, da er der Abweichung zwischen den vorläufigen HADES Daten und den berücksichtigten TAPS Daten entspricht. Derselbe Fehler wurde für das ω –Meson verwendet. Auch für das η –Meson wurde $\Delta T = 10$ MeV gewählt, da dieser Wert der Unsicherheit in der Temperatur der Kaonen in den vorläufigen HADES Daten entspricht. Für Δ und Σ^0 wurde ein Fehler von 20 MeV verwendet, da keine Messungen

vorhanden sind. Im Falle des Δ ist damit auch die Temperatur der Protonen im Fehlerbereich eingeschlossen, welche auf Grund der $N - \Delta$ Kollisionen auch realistisch ist.

Aus diesen und den zuvor verwendeten Temperaturwerten (vgl. Tabelle 3.1.3.1) berechnet sich der Fehler pro Bin zu:

$$\Delta N_X(p_t) = |N_{X_T}(p_t) - N_{X_{T-\Delta T}}(p_t)|$$

Dieser Fehler wird unter Verwendung derselben Formeln wie beim statistischen Fehler weiter verarbeitet. Dabei wird er als Fehler nach oben und unten verwendet.

Da die Temperatur die Steigung der thermischen Verteilungen bestimmt, werden die Fehler zu hohen Transversalimpulsen hin groß.

4. Bestimmung von γ_{hadron} aus HSD Simulationen

4.1 Einführung in HSD

Das *Hadron-String Dynamics* (HSD) Modell ist ein kovariantes mikroskopisches Transportmodell [27]. Mit diesem können verschiedenste Reaktionen wie relativistische Schwerionenkollisionen, $p + A$, $p + p$, oder $\pi + A$ simuliert werden. Für höhere Energien existiert eine erweiterte Version des Modells, *Parton-Hadron-String Dynamics* (PHSD), welches für niedrige Energien äquivalent zu HSD ist.

Das Ziel von HSD ist es, ein Verständnis der Dynamiken auf nuklearer Ebene, der Erzeugung dichter und heißer hadronischer Materie, sowie der Veränderung hadronischer Eigenschaften in Medien zu bekommen.

HSD nutzt den numerischen Testteilchen-Ansatz für gekoppelte relativistische Transportgleichungen für Teilchen in Medien. Dabei basiert es auf den Freiheitsgraden von Quarks, Antiquarks, Strings und Hadronen. Bei hochenergetischen inelastischen Hadronenkollisionen greift HSD zur Beschreibung auf das FRITIOF String Modell zurück, während im niederenergetischen Bereich experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte verwendet werden. Dadurch ist HSD in der Lage, die Wirkungsquerschnitte für Nukleon-Nukleon, Nukleon-Meson und Meson-Meson Reaktionen in einem großen Energiebereich

korrekt wiederzugeben. Zudem berücksichtigt HSD die Bildung und Mehrfachstreuung maßgeblicher Hadronen.

4.2 Bestimmung von γ_{hadron}

Die Grundlage zur Bestimmung von γ_{hadron} bietet ein Photonenscocktail, welcher von E. Bratkovskaya freundlicherweise in HSD für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 AGeV Strahlenergie simuliert und zur Verfügung gestellt wurde [5]. Dieser Photonenscocktail ist in Abbildung 4.2.1 dargestellt und zeigt nach Quelle aufgeschlüsselt alle in HSD produzierten Photonen.

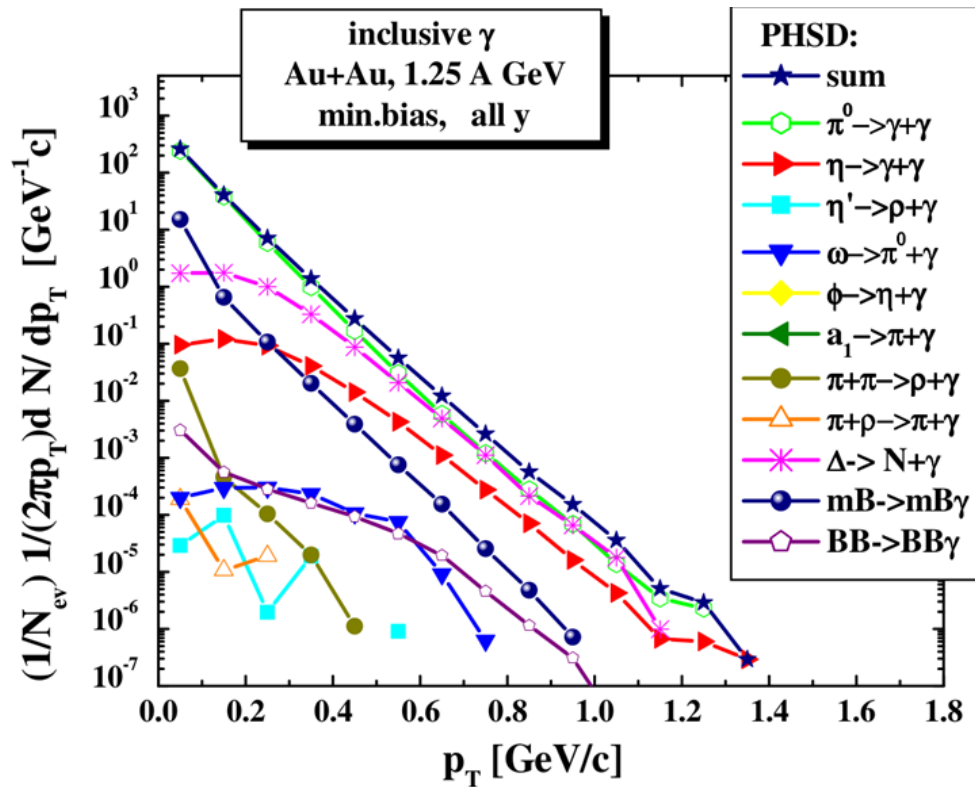


Abbildung 4.2.1: Mit HSD simuliertes Photonenspektrum [5] für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 AGeV Strahlenergie

Wie in Abbildung 4.2.1 zu sehen ist, tragen hier zusätzlich zu den mit PLUTO simulierten Quellen auch das η' -Meson, die inelastische Streuung zweier Pionen sowie eines Pions und eines ρ -Mesons und Bremsstrahlung, welche zwischen Mesonen und Baryonen sowie

zwischen zwei Baryonen entsteht, bei. Die in der Legende angegebenen Zerfälle eines ϕ – und eines a_1 – Mesons als Photonenquelle sind im Spektrum aufgrund des geringen Beitrages nicht zu finden. Das zusätzlich in PLUTO verwendete Σ – Baryon taucht ebenfalls nicht im Spektrum auf. Das Spektrum der Photonen aus Δ – Zerfällen ist signifikant höher, als es in der PLUTO Rechnung der Fall war. Der Grund liegt darin, dass in diesem Spektrum auch Photonen aus der sogenannten $\pi - \Delta - N$ Schleife enthalten sind, d.h. auch Wechselwirkungsprozessen der dichten baryonischen Materie während der Lebenszeit des Feuerballs werden als Photonenquelle berücksichtigt. Diese Photonen entstehen im Medium, wurden daher in der Einleitung als „direkte Photonen“ beschrieben. In PLUTO dagegen wurden nur Photonen aus hadronischen Zerfällen nach dem Ausfrieren der Hadronen, d.h. im Endzustand betrachtet. Durch die Berücksichtigung dieser in-medium Photonen im Spektrum der HSD Daten und Vergleich mit PLUTO besteht die Möglichkeit, die mittlere Anzahl der Schleifendurchläufe eines einzelnen Δ – Baryons zu bestimmen. Dies wird im folgenden Kapitel durchgeführt. Dabei wird der Unterschied von 0,02 AGeV in den Strahlenergien beider Simulationen vernachlässigt, da andere Fehlerquellen bei weitem überwiegen (siehe Kapitel 6).

Bei der genannten $\pi - \Delta - N$ Schleife handelt es sich um einen Effekt, der in HSD durch die Berücksichtigung von inelastischen Kollisionen im Medium entsteht [24]. Aus einem Pion und einem Nukleon wird im Medium ein Δ – Baryon gebildet. Aufgrund seiner extrem kurzen Lebensdauer zerfällt es noch im Medium zu großen Teilen wiederum in ein Pion und ein Nukleon. Da bei den zu untersuchenden Energien der Wirkungsquerschnitt zur Produktion von Δ – Baryonen extrem groß ist, bilden das Pion und das Nukleon (entweder zusammen, oder mit einem anderen Pion bzw. Nukleon) ein neues Δ – Baryon, bevor das Pion zerfallen kann. Dies kann sich mehrere Male wiederholen. Da ein Δ – Baryon auch mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit in ein Nukleon und ein Photon zerfällt, entstehen durch diese wiederholten $\pi - N$ Kollisionen und Δ Bildung auch Photonen.

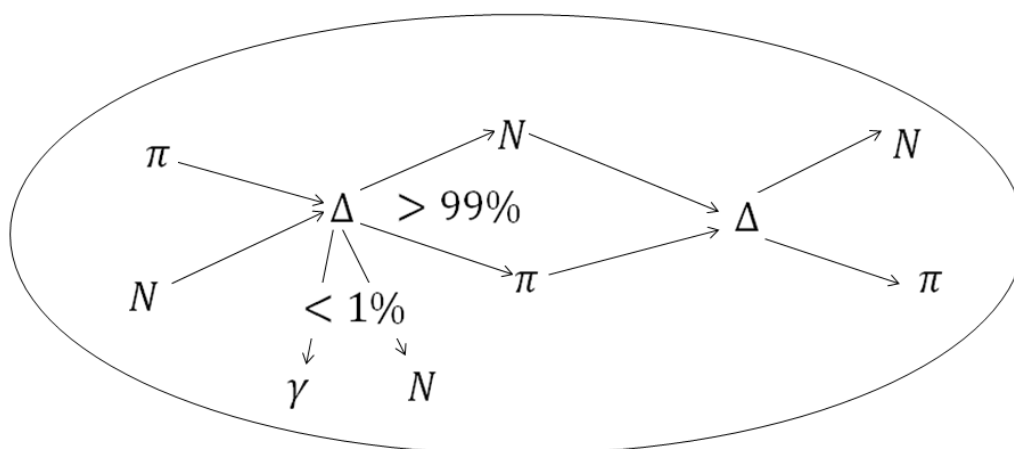


Abbildung 4.2.2: Schematische Darstellung der in HSD implementierten $\pi - \Delta - N$ Schleife

γ_{hadron} kann aus HSD nun mit verschiedenen Bedingungen berechnet werden. Je nach Schwerpunkt einer späteren Analyse lassen sich z.B. alle Photonenquellen nutzen, oder alle außer der Bremsstrahlung, oder – ähnlich wie in PLUTO – nur die aus hadronischen Zerfällen.

Um das Spektrum aus Abbildung 4.2.1 zunächst zu demjenigen im vorigen Kapitel (Abbildung 3.3.1) direkt vergleichbar zu machen, werden die Daten in Abbildung 4.2.3 in gleicher Gewichtung wie in Abbildung 3.4.1 dargestellt.

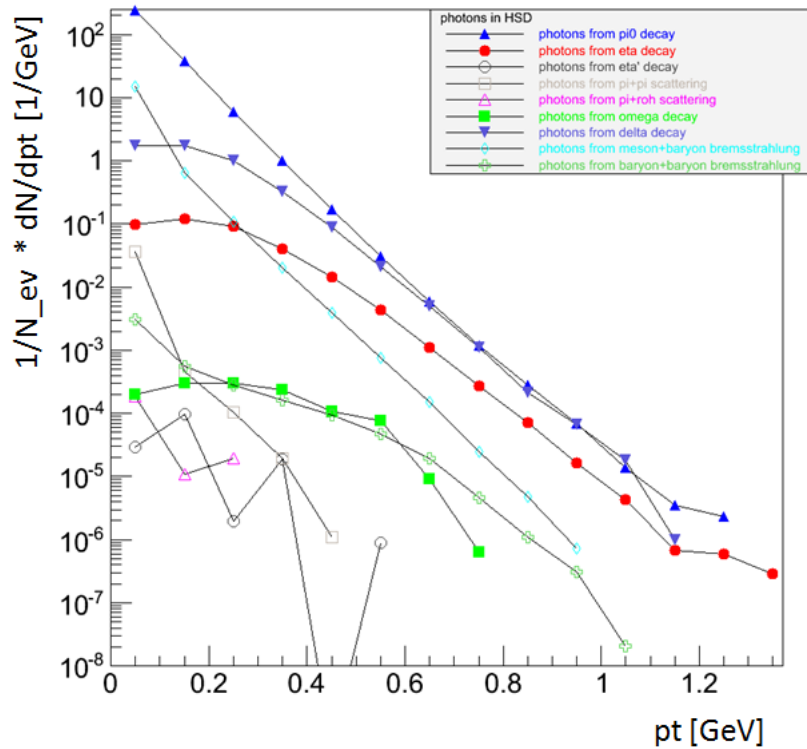


Abbildung 4.2.3: Photoncocktail in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei $1,25 AGeV$ Strahlenergie aus HSD Simulationen [5] in denselben Einheiten wie in Abbildung 3.3.1

Nun wird γ_{hadron} für die erwähnten Bedingungen bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2.4 zu sehen.

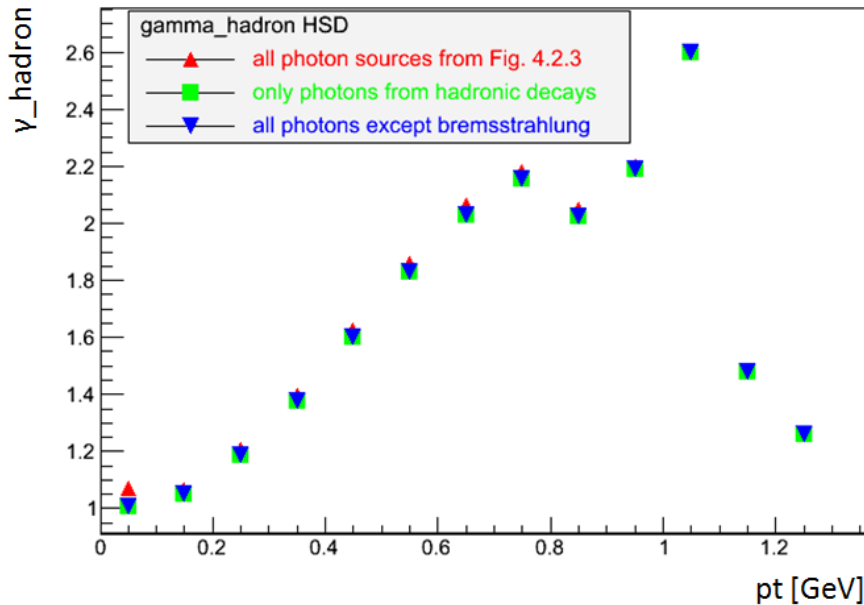


Abbildung 4.2.4: γ_{hadron} aus HSD Simulationen für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,25 $AGeV$ Strahlenergie

In Abbildung 4.2.4 zeigt sich klar, dass nach HSD die inelastische $\pi - \pi$ und $\pi - \rho$ Streuung keinen erkennbaren Einfluss auf die Gesamtzahl an Photonen hat. Auch Bremsstrahlung hat außer bei sehr kleinen Transversalimpulsen keinen signifikanten Effekt auf γ_{hadron} .

Das Spektrum verhält sich schematisch genauso wie das mit PLUTO simulierte, jedoch nimmt γ_{hadron} wegen der zusätzlichen Photonen aus der Δ Produktion im Medium größere Werte an.

4.3 Durchschnittliche Anzahl der Schleifendurchläufe pro $\Delta -$ Baryon

Zur Bestimmung der über alle Transversalimpulse gemittelten Anzahl an Schleifendurchläufen für ein $\Delta -$ Baryon werden die Multiplizitäten der Simulationen in PLUTO und HSD miteinander verglichen. Dabei wird das Spektrum der π^0 als Referenz verwendet, da die relativen Multiplizitäten nach dem Ausfrieren in beiden Modellen identisch sein sollten (CGK), dies jedoch bezüglich der absoluten Δ Multiplizität nicht bekannt ist. Es gilt also:

$$\frac{N_{\gamma}^{\Delta}}{N_{\gamma}^{\pi^0}} \Big|_{HSD} = N_{loop} \cdot \frac{N_{\gamma}^{\Delta}}{N_{\gamma}^{\pi^0}} \Big|_{PLUTO} \quad (4.3.1)$$

Die Anzahl der Photonen aus Zerfällen von Δ und π^0 in HSD werden aus Integration über beide Spektren bestimmt:

$$\frac{N_{\gamma}^{\Delta}}{N_{\gamma}^{\pi^0}} \Big|_{HSD} = \frac{0,485}{12,459} \quad (4.3.2)$$

Die Werte aus PLUTO können ausgerechnet werden, da sie auf dem Input der Simulation beruhen. Sie sind das Produkt aus Multiplizität des jeweiligen Hadrons und dessen „effektiver“ Zerfallswahrscheinlichkeit, wobei jeder Zerfallskanal mit der Anzahl an resultierenden Photonen gewichtet wird.

$$N_{\gamma}^{\pi^0} \Big|_{PLUTO} = \langle \pi^0 \rangle \cdot (2 \cdot 0,98823 + (1 - 0,98823)) \quad (4.3.3)$$

$$N_{\gamma}^{\Delta} \Big|_{PLUTO} = \frac{\langle \Delta \rangle}{\langle \pi^0 \rangle} \cdot \langle \pi^0 \rangle \cdot p_{sum X} = \frac{3}{2} \cdot \langle \pi^0 \rangle \cdot 0,0056 \quad (4.3.4)$$

Umstellen von Formel (4.3.1) und einsetzen von (4.3.2) - (4.3.4) liefert:

$$N_{loop} = \frac{1,988 \cdot 0,485}{12,459 \cdot 1,5 \cdot 0,0056} = 9,213 \quad (4.3.5)$$

Eine Abhängigkeit dieser Anzahl vom Transversalimpuls kann hier nicht überprüft werden, da dafür mehr Informationen aus HSD nötig wären. Eine detaillierte Diskussion der Δ Dynamik im Medium findet sich z.B. in [24].

5. Berücksichtigung von Bremsstrahlung und der $\pi - N - \Delta$ Schleife in PLUTO

Die Diskussion der HSD Daten zeigt den großen Einfluss von in-medium Produktion und Zerfall von Δ -Baryonen, siehe auch [24]. Zur Untersuchung der Auswirkung dieser Photonen Produktion auf γ_{hadron} im Vergleich zur bisherigen Berechnung in PLUTO wird nun eine Abschätzung der Photonen aus den $\pi - N - \Delta$ Schleifen hinzugefügt. Dazu wird das PLUTO Photonen Spektrum aus Δ -Zerfällen mit der aus HSD extrahierten Anzahl an Schleifen multipliziert (siehe Abbildung 5.1).

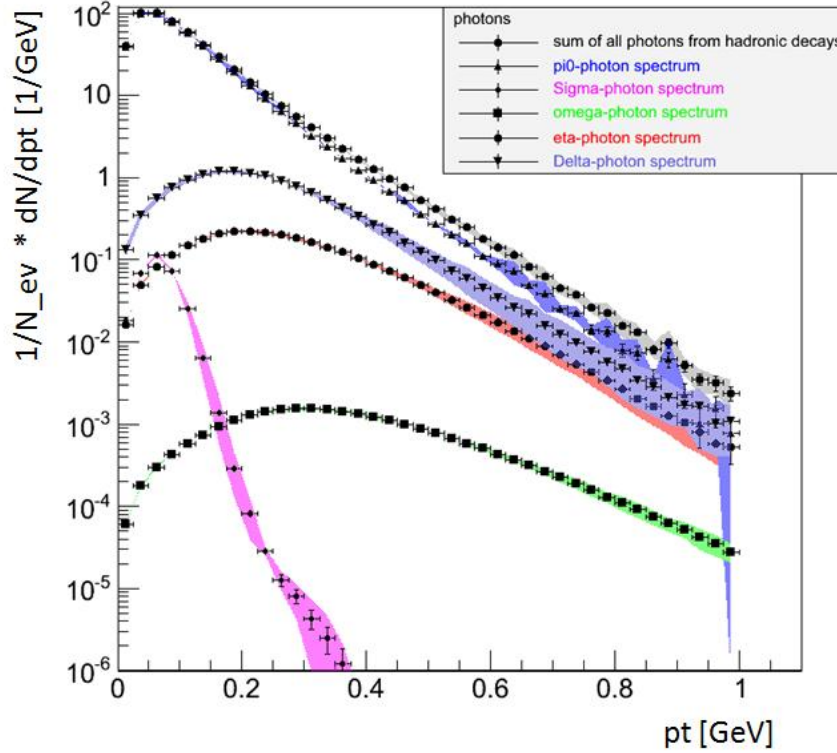


Abbildung 5.1: PLUTO Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 AGeV Strahlenergie mit um den Faktor 9,21 skaliertem Spektrum der Photonen aus Δ -Zerfällen

Es ist offensichtlich, dass sich das Spektrum der Photonen aus den Zerfällen von Δ -Baryonen deutlich erhöhen wird. Insbesondere bei hohen Transversalimpulsen kommt das Spektrum dem der Photonen aus neutralen Pionen sehr nahe. γ_{hadron} (Abbildung 5.2) zeigt diesen Effekt bestätigt. Im Vergleich zu der Berechnung ohne die $\pi - N - \Delta$ Schleifen wird deutlich, dass vor allem bei mittleren Transversalimpulsen ein signifikanter Unterschied in beiden Spektren zu beobachten ist. Bei kleinen Transversalimpulsen ist das Spektrum der Δ -Baryonen zu klein, sodass es auch mit dem Skalierungsfaktor keinen Einfluss auf γ_{hadron} hat. Bei hohen Transversalimpulsen sind die Fehler beider Spektren zu groß, um verlässliche Aussagen zu machen.

Die hier durchgeführte Abschätzung ist natürlich nur ungenau, da insbesondere keine Transversalimpulsabhängigkeit der $\pi - N - \Delta$ Schleifen berücksichtigt wurde. Der erwartete Effekt lässt sich dennoch gut illustrieren und PLUTO und HSD Spektren können so verglichen werden.

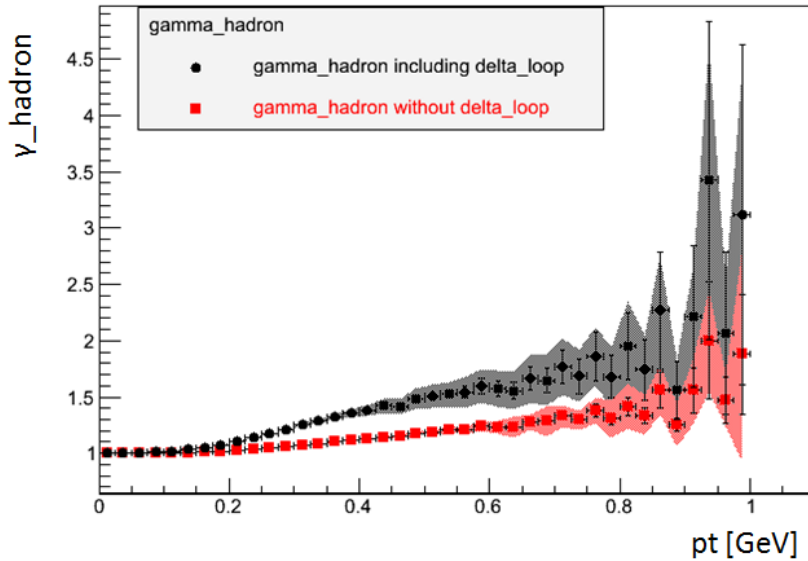


Abbildung 5.2: γ_{hadron} , für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei $1,23 AGeV$ Strahlenergie aus PLUTO mit und ohne Skalierung des Photonenspektrums aus Δ -Zerfällen mit der in Kapitel 4.2 aus HSD berechneten $\pi - N - \Delta$ Schleifen

Auch der Einfluss von Bremsstrahlung kann in PLUTO untersucht werden. Für diese Abschätzung werden bereits vorhandene Makros benutzt [28], welche auf dem *Ein-Boson-Austausch Modell von Kaptari und Kämpfer* [4] beruhen, um die Bremsstrahlung bei $p + p$ und $p + n$ Kollisionen zu simulieren. Die Daten werden anschließend mit der Anzahl an *participants* skaliert (180 nach dem HADES Physics Trigger 3 (PT3)), wobei das korrekte Verhältnis zwischen $p + n$ und $p + p$ bzw. $n + n$ Kollisionen berücksichtigt werden muss. Daher wird das Photonenspektrum aus Proton-Proton Kollisionen mit 0,52 und das aus Neutron-Proton Kollisionen mit 0,48 gewichtet. Da das Ergebnis als Wirkungsquerschnitt in mb ausgegeben wird, muss es mit dem Wirkungsquerschnitt zur Produktion neutraler Pionen skaliert werden. Der Skalierungsfaktor beträgt für $p + p$ Kollisionen $\frac{1}{4,45 mb}$ und $\frac{1}{8,56 mb}$ für $p + n$ Kollisionen¹.

Die Ergebnisse für den Photonencocktail und γ_{hadron} sind in Abbildung 5.3 und 5.4 dargestellt. Dabei wurde das Spektrum der Photonen aus den Zerfällen von Δ -Baryonen hier nicht mit der Anzahl an $\pi - N - \Delta$ Schleifen skaliert.

¹ Technische Anmerkung: Beim Zwischenspeichern der Daten geht ein in das verwendete Modell integrierter Skalierungsfaktor des Photonenspektrums von 0,004 verloren. Dieser wird durch Abgleichen des Spektrums vor und nach dem Zwischenspeichern bestimmt und das resultierende Spektrum wiederum mit diesem skaliert.

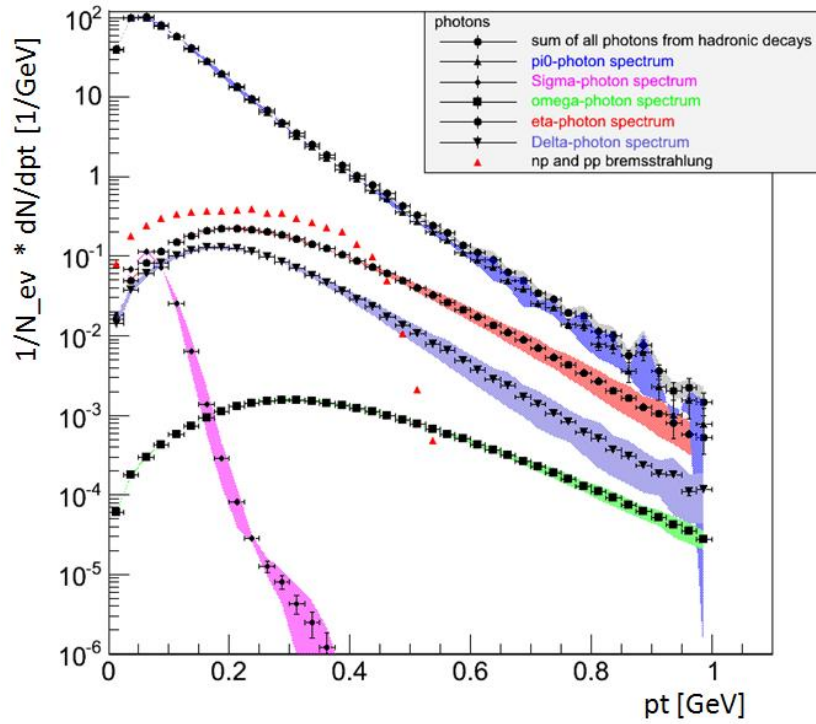


Abbildung 5.3: Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $A\text{GeV}$ Strahlenergie aus PLUTO mit Bremsstrahlung aus np und pp Kollisionen, nach [4]

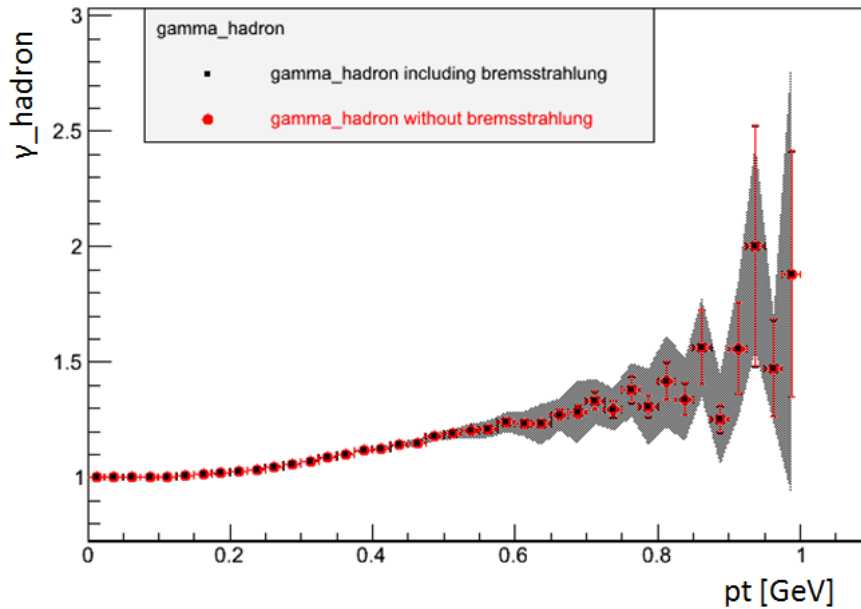


Abbildung 5.4: γ_{hadron} für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $A\text{GeV}$ Strahlenergie aus PLUTO mit Bremsstrahlung aus $n + p$ und $p + p$ Kollisionen, nach [4]

Photonen aus Bremsstrahlung tragen vor allem bei kleinen Transversalimpulsen bei, wo sie nach den Photonen aus π^0 Zerfällen sogar die nächstgrößte Komponente bilden. Allerdings sind in diesem Bereich des Spektrums die Photonen aus den Zerfällen von π^0 zu dominant, als dass die Bremsstrahlung einen Effekt auf γ_{hadron} haben könnte (wie bei den Photonen aus Zerfällen von Σ^0 –Baryonen). Dies wird bei Betrachten der Abbildung 5.4 deutlich, in welcher γ_{hadron} mit und ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlung aufgetragen ist. Eine Abweichung beider Werte voneinander ist nicht zu erkennen, die Werte für γ_{hadron} mit Bremsstrahlung wurden lediglich kleiner eingezeichnet, da ansonsten eine komplette Überlagerung stattfindet. Da für die Abschätzung der Photonen aus Bremsstrahlung keine Informationen über die Unsicherheit vorliegen, besitzen beide Spektren denselben systematischen Fehler aus Temperaturungenauigkeiten von PLUTO.

6. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In Abbildung 6.1, 6.2 und 6.3 werden die Ergebnisse für den Photoncocktail und γ_{hadron} aus PLUTO und HSD Simulationen gemeinsam dargestellt. Dabei sind in Abbildung 6.2 die Ergebnisse für γ_{hadron} ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlung, in Abbildung 6.3 mit Bremsstrahlung zu sehen. In den Ergebnissen von PLUTO wurde in allen Abbildungen das Spektrum der Photonen aus den Zerfällen von Δ –Baryonen mit der in Kapitel 4.3 berechneten Anzahl an $\pi - N - \Delta$ Schleifen skaliert, damit ein direkter Vergleich zu HSD möglich ist. Dieser sollte durch die geringfügigen Unterschiede in der Strahlenergie im Rahmen der Fehler nicht beeinflusst werden.

Für γ_{hadron} und den Photoncocktail wurden damit alle maßgeblichen Quellen in PLUTO und HSD berücksichtigt. Unterschiede in der Implementierung einiger Hadronen (Σ^0, η') bzw. inelastische $\pi + \pi$ und $\pi + \rho$ Kollisionen haben keinen Einfluss auf den Vergleich und das Ergebnis. Die Spektren für die maßgeblichen Mesonen, das π^0 , das η – Meson und das ω – Meson, stimmen sowohl von ihrem Verlauf, als auch von ihren Verhältnissen untereinander gut überein. Photonen aus Δ –Zerfällen unter Berücksichtigung von in-medium Δ –Zerfällen sind in beiden Simulationen nach den π^0 die nächst dominante Quelle. Nur bei sehr kleinen Transversalimpulsen können Photonen aus Bremsstrahlung häufiger sein.

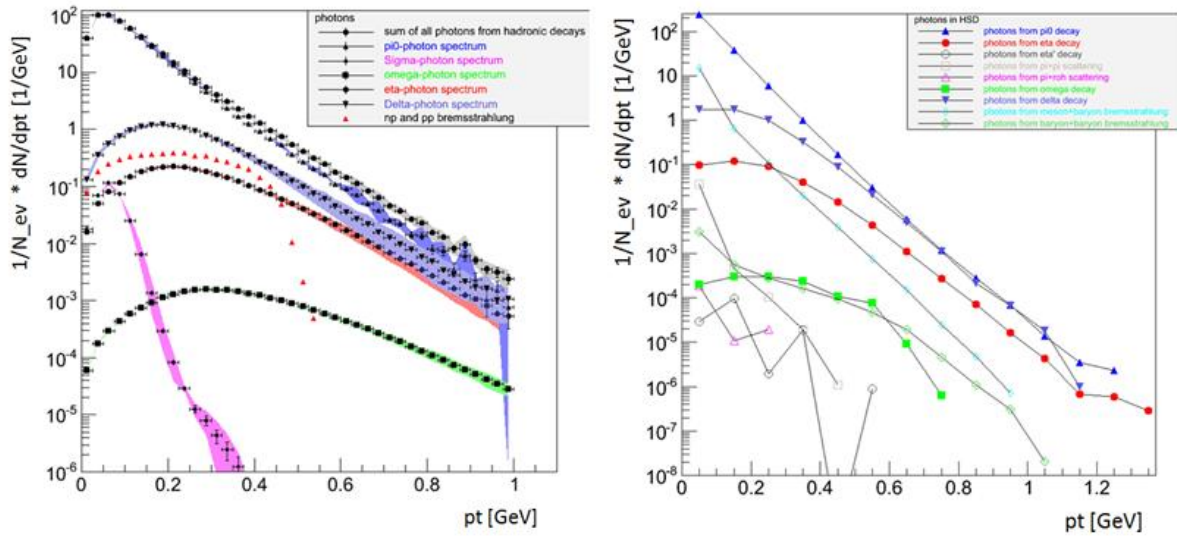


Abbildung 6.1: Photoncocktail für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei $1,23 AGeV$ Strahlenergie aus PLUTO (links) und HSD (rechts, $1,25 AGeV$ Strahlenergie) Simulationen. Beide Spektren sind gleich skaliert und in PLUTO wurde das Photonenspektrum aus Δ –Zerfällen mit dem Faktor 9,21 skaliert (siehe Kapitel 4.3)

Die beobachtete gute Übereinstimmung sämtlicher signifikanten Photonenquellen im Cocktail findet sich auch in den Werte von γ_{hadron} (Abbildung 6.2 und 6.3) wieder. Leider liegen für HSD keine Fehlerangaben vor. Nimmt man aber an, dass sie ähnlich groß wie in den PLUTO Simulationen sind, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Fehler trotz der sehr unterschiedlichen Berechnung. In beiden Simulationen steigt γ_{hadron} zu hohen Transversalimpulsen an, in HSD scheint die Steigung bei mittleren Transversalimpulsen sogar stärker. Der Grund für diesen Unterschied könnte in der p_t –Abhängigkeit von Photonen aus $\pi - N - \Delta$ Schleifen liegen, die zwar in HSD, nicht aber in PLUTO berücksichtigt ist.

Der insgesamt geringe Einfluss von Bremsstrahlung auf γ_{hadron} zeigt sich auch im Vergleich der Abbildungen 6.2 und 6.3. Obwohl sich die Photonenspektren der Bremsstrahlung in PLUTO und HSD stark unterscheiden, sind hier kaum Abweichungen zu erkennen: In den HSD Daten wird u.a. Bremsstrahlung aus Kollisionen zwischen Mesonen und Baryonen im Medium berücksichtigt, was in PLUTO nicht der Fall ist. Zudem beruht die Abschätzung der PLUTO Daten auf der Skalierung von Kollisionen einzelner Nukleonen.

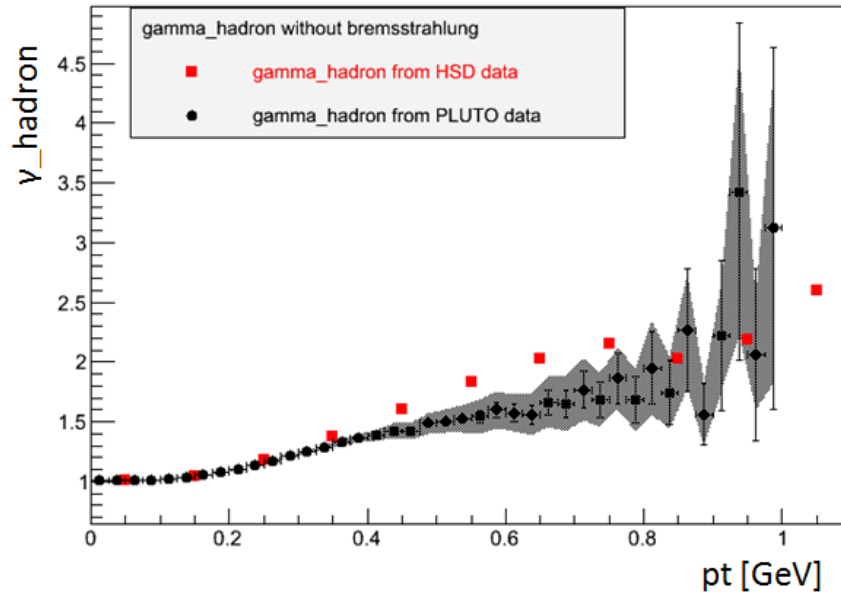


Abbildung 6.2: γ_{hadron} in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie aus PLUTO und HSD (1,25 $AGeV$ Strahlenergie) Simulationen ohne Berücksichtigung von Bremsstrahlung

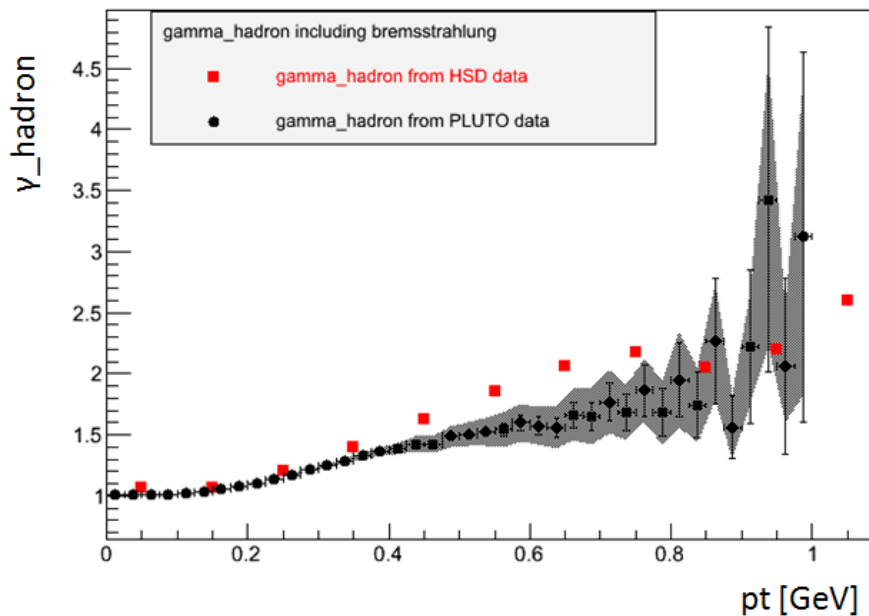


Abbildung 6.3: γ_{hadron} in minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei 1,23 $AGeV$ Strahlenergie aus PLUTO und HSD (1,25 $AGeV$ Strahlenergie) Simulationen unter Berücksichtigung von Bremsstrahlung

Die erzielten Ergebnisse sind mit zum Teil erheblichen Ungenauigkeiten, Unsicherheiten und Näherungen behaftet, welche im Folgenden diskutiert werden sollen.

Es wurde zwar eine große Statistik für die PLUTO Daten verwendet, allerdings reicht selbst diese noch nicht aus, um für Transversalimpulse um 1 GeV und größer genaue Vorhersagen zu machen. Auf die HSD Daten trifft dasselbe zu, wobei in diesem Fall die Simulation ungleich komplexer ist und somit mehr Zeit in Anspruch nimmt, weshalb die statistischen Schwankungen hier noch stärker sind.

Eine weitere Unsicherheit sind die in PLUTO verwendeten effektiven Temperaturen. Da diese auf Messdaten beruhen, welche bisher nur vorläufiger Natur sind, liegt hier eine wesentliche Fehlerquelle, welche als systematischer Fehler in die Berechnungen mit einbezogen wurde. Dieser wird insbesondere zu hohen Transversalimpulsen hin groß, da die effektive Temperatur der inverse Steigungsparameter der Exponentialfunktion in der thermische Verteilung ist.

Auch die Multiplizitäten der Hadronen beruhen meist nur auf Abschätzungen. Einzig für die π^0 und η Multiplizität konnte auf TAPS Messungen [23] zurückgegriffen werden. So wurde z.B. das m_t – scaling, das zur Bestimmung der η und ω Multiplizität verwendet wurde, ursprünglich als experimentelle Beobachtung bei Proton-Proton Kollisionen gefunden. Nach Abbildung 3.2.1.2 scheint es zwar auf Schwerionenkollisionen übertragbar, jedoch bleibt dies eine Abschätzung, die zudem sehr sensitiv auf die gewählte Temperatur ist. Die Berechnung der Multiplizität der Δ – Baryonen über die Clebsch-Gordan-Koeffizienten ist zwar bei diesen kleinen Energien bewährt, ist aber wiederum eine Näherung und vernachlässigt andere Produktionskanäle. Auch das $\Lambda - \Sigma^0$ – scaling ist eine Näherung mangels verlässlicher Daten für das Σ^0 .

Die Berechnung der Δ Produktion und Zerfall im Medium beruht auf der Annahme, dass nach dem chemischen Ausfrieren bei HSD dieselbe relative Anzahl an Δ – Baryonen gegenüber π^0 vorliegt, wie für PLUTO über die CGC berechnet. Sie stellt nur eine grobe Abschätzung dar, um den möglichen Effekt zu demonstrieren. Allerdings sollte ein Faktor der Größenordnung 10 auch in den HADES Daten selbst im Rahmen der hier großzügig abgeschätzten Fehler deutlich erkennbar sein. Wie es in dieser Arbeit durch Vergleich der PLUTO und HSD Simulation geschehen ist, soll später auch aus experimentellen Daten durch Skalieren die Anzahl an $\pi - N - \Delta$ Schleifen abgeschätzt werden. Ein Konsistenzcheck kann dabei über ein Dileptonen Spektrum erfolgen, da dort derselbe Effekt über den Dalitz Zerfall ($\Delta \rightarrow N + e^+ + e^-$) beobachtet wird. Abbildung 5.2, im Folgenden nochmals dargestellt, zeigt deutlich, dass HADES bei mittleren Transversalimpulsen sensitiv auf diesen Effekt und damit sensitiv auf die Δ Dynamik im Medium ist.

Die Berücksichtigung der Bremsstrahlung über einzelne pp- und np-Kollisionen über das Modell von Kaptari und Kämpfer [4] ist lediglich eine Näherung, welche verdeutlicht, dass Photonen aus Bremsstrahlung keinen großen Einfluss auf γ_{hadron} haben.

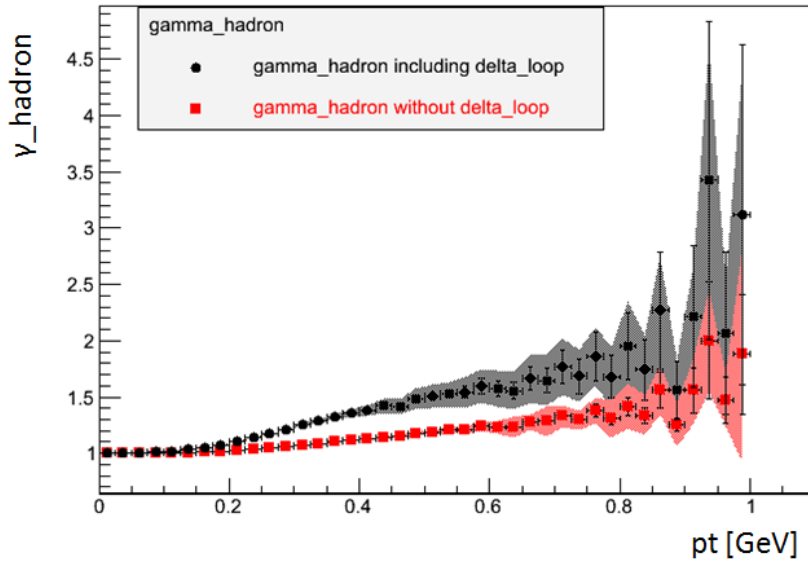


Abbildung 5.2: γ_{hadron} , für minimum bias $Au + Au$ Kollisionen bei $1,23 AGeV$ Strahlenergie aus PLUTO mit und ohne Skalierung des Photonenspektrums aus Δ -Zerfällen mit der in Kapitel 4.2 aus HSD berechneten $\pi - N - \Delta$ Schleifen

Zusammenfassend liefern die effektiven Temperaturen, welche für PLUTO verwendet wurden, sowie die Multiplizitäten, welche lediglich näherungsweise bestimmt wurden, die größten Fehlerquellen. Sobald die diesbezüglichen Messungen am HADES-Experiment abgeschlossen sind, können hierfür die gemessenen Werte verwendet werden und ein Ergebnis mit deutlich kleineren Fehlern liefern.

Die Analyse der HADES Daten zur Bestimmung des Zählers von R_γ ist noch nicht abgeschlossen. In dieser Arbeit wurde der Nenner erfolgreich mit PLUTO bestimmt. Aus dem Vergleich mit HSD Daten und auch allgemeinen Überlegungen zu Effekten in dichter baryonischer Materie zeigt sich, dass R_γ großes Potential hat, die Δ Dynamik im Medium zu verstehen. Ein besseres Verständnis dieser Effekte könnte auch die Lösung des Thermal-Photon-Puzzles bei PHENIX liefern.

V Anhang

V.I Berechnung der in Kapitel 3.2.2 verwendeten CGK

Die Clebsch-Gordan-Koeffizienten (CGK) beschreiben bei der quantenmechanischen Kopplung von Drehimpulsen die Entwicklungskoeffizienten zwischen der Basis der Einzeldrehimpulse und der Basis des Gesamtdrehimpulses. Sie finden Anwendung in der Spin-Bahn-Kopplung sowie im Isospin Formalismus. Im Falle der Anwendung im Isospin Formalismus, wie dies hier geschehen ist, wird ausgenutzt, dass bei gleichen Impulsüberträgen das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten verschiedener Zerfallskanäle proportional zum Quadrat der CGK ist. Dabei ist die zum jeweiligen Zerfallskanal gehörende Wahrscheinlichkeit durch den Isospin im Anfangs- und Endzustand bestimmt.

Für die Berechnung werden die Drehimpulsleiteroperatoren (für den Isospin) verwendet, deren Definition mitsamt ihrer Eigenwerte im Folgenden aufgelistet ist:

$$I_+ = I_x + iI_y \quad \text{und} \quad I_- = I_x - iI_y \quad (1)$$

$$I_+ |I I_z\rangle = \hbar \sqrt{(I - I_z)(I + I_z + 1)} |I I_z + 1\rangle \quad (2)$$

$$I_- |I I_z\rangle = \hbar \sqrt{(I + I_z)(I - I_z + 1)} |I I_z - 1\rangle \quad (3)$$

Zudem werden der Isospin I sowie die zugehörige z-Komponente I_z für alle π -Mesonen, Δ -Baryonen sowie Nukleonen benötigt (siehe Tabelle A1).

Die Eigenzustände für ein Δ -Baryon sind gegeben durch:

$$|I_1 I_2 I I_z\rangle \quad (4)$$

Da I_1 und I_2 für alle folgenden Berechnungen konstant sind, werden diese nun weggelassen. Es wird also geschrieben:

$$|I_1 I_2 I I_z\rangle = |I I_z\rangle \quad (5)$$

Für die Eigenzustände des Nukleon-Pion Systems wird dieselbe abkürzende Schreibweise verwendet:

$$|I_1 I_2 I_{z1} I_{z2}\rangle = |I_{z1} I_{z2}\rangle \quad (6)$$

Hadron	I	I_z
n	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
p	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
π^-	1	-1
π^0	1	0
π^+	1	1
Δ^-	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$
Δ^0	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$
Δ^+	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
Δ^{++}	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$

Tabelle A1: Isospin und zugehörige z-Komponente für die benötigten Hadronen

Für die Kopplung eines $I_1 = \frac{1}{2}$ und eines $I_2 = 1$ Systems gibt es zwei Möglichkeiten für den resultierenden Isospin:

$$I = |I_1 - I_2|, |I_1 + I_2| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \quad (7)$$

Für $I = \frac{3}{2}$ ergeben sich vier mögliche Eigenzustände, da I_z von $-I$ bis $+I$ (mit $\Delta I_z = 1$) läuft, für $I = \frac{1}{2}$ ergeben sich analog zwei mögliche Eigenzustände.

Es wird hier nur das $I = \frac{3}{2}$ System betrachtet, da für alle Δ -Baryonen $I = \frac{3}{2}$ gilt. Mit dem $I = \frac{1}{2}$ System würde der Pion Austausch zwischen Nukleonen beschrieben werden.

Für den Zustand $|I I_z\rangle = |\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle$ lassen sich die CGK leicht bestimmen. Es gilt

$$|I I_z\rangle = |\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle = 1 \cdot |\frac{1}{2} 1\rangle = 1 \cdot |I_{z1} I_{z2}\rangle \quad (8)$$

da $I_z = \frac{3}{2}$ nur über $I_{z1} = \frac{1}{2}$ und $I_{z2} = 1$ realisiert werden kann. Der zugehörige CGK muss folglich 1 sein, da das Quadrat der Summen der CGK auf 1 normiert wird (wegen der Zerfallswahrscheinlichkeiten).

Um an die CGK für $|I I_z\rangle = |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle$ zu gelangen wird nun I_- verwendet. Der Leiteroperator wird auf beide Seiten obiger Gleichung angewendet.

$$I_-|I I_z\rangle = I_-|I_{z1} I_{z2}\rangle = (I_{-1} + I_{-2})|I_{z1} I_{z2}\rangle \quad (9)$$

Es ergibt sich:

$$I_-|I I_z\rangle = I_-|\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle = \hbar \sqrt{\left(\frac{3}{2} + \frac{3}{2}\right)\left(\frac{3}{2} - \frac{3}{2} + 1\right)} |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle = \hbar\sqrt{3} |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle \quad (10)$$

$$(I_{-1} + I_{-2})|I_{z1} I_{z2}\rangle = (I_{-1} + I_{-2})|\frac{1}{2} 1\rangle \quad (11)$$

$$= \hbar \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} + 1\right)} |-\frac{1}{2} 1\rangle + \hbar\sqrt{(1+1)(1-1+1)} |\frac{1}{2} 0\rangle \quad (12)$$

$$= \hbar |-\frac{1}{2} 1\rangle + \hbar\sqrt{2} |\frac{1}{2} 0\rangle \quad (13)$$

Aus der Gleichheit beider Ausdrücke folgt unmittelbar:

$$|I I_z\rangle = |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot |-\frac{1}{2} 1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot |\frac{1}{2} 0\rangle \quad (14)$$

Dasselbe Vorgehen wird für $|I I_z\rangle = |\frac{3}{2} -\frac{1}{2}\rangle$ wiederholt:

$$I_-|\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle = I_- \left[\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot |-\frac{1}{2} 1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot |\frac{1}{2} 0\rangle \right] \quad (15)$$

Für beide Seiten der Gleichung folgt:

$$I_- \left| \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle = \hbar \sqrt{\left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2}\right)\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} + 1\right)} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \hbar \sqrt{4} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (16)$$

$$I_- \left[\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| -\frac{1}{2} \ 1 \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left| \frac{1}{2} \ 0 \right\rangle \right] = (I_{-1} + I_{-2}) \left[\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| -\frac{1}{2} \ 1 \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left| \frac{1}{2} \ 0 \right\rangle \right] \quad (17)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{3}} \left[\hbar \sqrt{\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right)\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 1\right)} \left| -\frac{3}{2} \ 1 \right\rangle + \hbar \sqrt{(1+1)(1-1+1)} \left| -\frac{1}{2} \ 0 \right\rangle \right]$$

$$+ \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\hbar \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\right)\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} + 1\right)} \left| -\frac{1}{2} \ 0 \right\rangle + \hbar \sqrt{(1+0)(1-0+1)} \left| \frac{1}{2} - 1 \right\rangle \right] \quad (18)$$

$$= \left[\hbar \sqrt{\frac{2}{3}} + \hbar \sqrt{\frac{2}{3}} \right] \left| -\frac{1}{2} \ 0 \right\rangle + \hbar \sqrt{\frac{4}{3}} \left| \frac{1}{2} - 1 \right\rangle \quad (19)$$

Der rot gekennzeichnete Eigenzustand kann aufgrund der Definition der Drehimpulsalgebra nicht existieren. Es ist daher nicht verwunderlich, dass der Vorfaktor verschwindet. Nun wird wieder die Gleichheit beider Ausdrücke ausgenutzt. Es ergeben sich die nächsten CGK:

$$\left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \left| -\frac{1}{2} \ 0 \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left| \frac{1}{2} - 1 \right\rangle \quad (20)$$

Die CGK für den letzten Eigenzustand mit $I = \frac{3}{2}$, also $|I \ I_z\rangle = \left| \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right\rangle$, ergeben sich wieder direkt ohne Rechnung, da $I_z = -\frac{3}{2}$ nur durch $I_{z1} = -\frac{1}{2}$ und $I_{z2} = -1$ realisiert werden kann:

$$\left| \frac{3}{2} - \frac{3}{2} \right\rangle = 1 \cdot \left| -\frac{1}{2} - 1 \right\rangle \quad (21)$$

Zusammenfassend wurden folgende CGK berechnet:

$$\begin{pmatrix} \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle \\ |\frac{3}{2} \frac{1}{2} \rangle \\ |\frac{3}{2} -\frac{1}{2} \rangle \\ \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle \\ |\frac{3}{2} -\frac{3}{2} \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{1}{3}} & \sqrt{\frac{2}{3}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{\frac{2}{3}} & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} |\frac{1}{2} 1 \rangle \\ |-\frac{1}{2} 1 \rangle \\ |\frac{1}{2} 0 \rangle \\ |-\frac{1}{2} 0 \rangle \\ |\frac{1}{2} -1 \rangle \\ |-\frac{1}{2} -1 \rangle \end{pmatrix} \quad (22)$$

Ersetzt man die jeweilige Kombination aus I und I_z durch das entsprechende Hadron (siehe Tabelle A1), so ergeben sich für die Δ -Baryonen folgende Zerfallskanäle und zugehörige Zerfallswahrscheinlichkeiten (Tabelle A2):

Δ -Baryonen	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit
Δ^-	$\rightarrow n + \pi^-$	1
Δ^0	$\rightarrow n + \pi^0$	$\frac{2}{3}$
	$\rightarrow p + \pi^-$	$\frac{1}{3}$
Δ^+	$\rightarrow n + \pi^+$	$\frac{1}{3}$
	$\rightarrow p + \pi^0$	$\frac{2}{3}$
Δ^{++}	$\rightarrow p + \pi^+$	1

Tabelle A2: Aus den quadrierten CGK berechnete Zerfallskanäle und Zerfallswahrscheinlichkeiten der Δ -Baryonen.

Unter der Annahme, dass alle neutralen Pionen aus dem Zerfall von Δ -Baryonen stammen, kann für die relative Multiplizität der Δ -Baryonen gegenüber der Multiplizität der neutralen Pionen $\frac{3}{2}$ verwendet werden.

VI Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe Höhne bedanken, welche mir diese Arbeit ermöglicht hat. Insbesondere geht mein Dank dabei an Frau Prof. Dr. Claudia Höhne. Sie hat mich in ihrer Vorlesung im vorangegangenen Semester für die subatomare Physik begeistert und hat somit einen entscheidenden Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit in diesem Fachbereich.

Zudem möchte ich meiner Betreuerin Dr. Christina Deveaux danken, die mir in jeder schwierigen Situation mit Rat zur Seite stand und gemeinsam mit Dr. Tariq Mahmoud immer für eine angenehme und produktive Atmosphäre im Büro gesorgt hat.

Weiterhin geht mein Dank an Dr. Romain Holzmann, Claudia Behnke, Dr. Manuel Lorentz, Timo Scheib und Dr. Tetyana Galatyuk von der HADES Kollaboration, die jede meiner unzähligen Fragen beantwortet haben und mir daher eine große Hilfe waren.

Ein besonderer Dank gebührt meiner Familie und meiner Freundin, die mich bereits mein komplettes Studium großartig unterstützen und mir einen festen Rückhalt bieten.

VII Literaturverzeichnis:

- [1] A. Adare et al., Detailed measurement of the e^+e^- pair continuum in $p + p$ and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ and implications for direct photon production, Phys.Rev. C81:034911, 2010.
- [2] A. Adare et al., Observation of direct-photon collective flow in $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV Au} + Au$ collisions, Phys.Rev.Lett. 109:122302, 2012.
- [3] Elena Bratkovskaya, Phenomenology of photon and dilepton production in relativistic nuclear collisions, Nuclear Physics A 00 (2014) 1–8.
- [4] Kaptari u. Kämpfer, Nucl. Phys. A 764 (2006) 338.
- [5] private communication E. Bratkovskaya
- [6] Wikipedia, Standardmodell
- [7] Reinhard Stock, Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram, Physics Department, University of Frankfurt, Juli 2008, arXiv:0807.1610v1.
- [8] RHIC news: <http://www0.bnl.gov/rhic/news/040808/story3.asp>
- [9] CERN Courier: <http://cerncourier.com/cws/article/cern/53089>
- [10] Bachelorarbeit von Sascha Fleeer, „Simulation von Schwerionenkollisionen mit Hilfe der Glauber Monte-Carlo Methode“, Universität Bielefeld, November 2012, Abbildung bearbeitet und korrigiert
- [11] Adler, et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90 032301.
- [12] M. M. Aggarwal et al., (WA98 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3595.
- [13] Chatterjee, Srivastava, Phys. Rev. C79, 021901 (2009).
- [14] HADES Homepage: <https://www-hades.gsi.de/>
- [15] Ingo Fröhlich et. al., Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics, November 2007, arXiv:0708.2382.
- [16] private communication C. Behnke
- [17] Vector meson production in $p + Nb$ reactions and statistical particle production in $Ar + KCl$ collisions, Dissertation M. Lorentz, 2012
- [18] private communication M. Lorentz
- [19] M. Lorenz for the HADES Collaboration, Talk given at QM14
- [20] PDG, <http://pdg.lbl.gov/2014/listings/rpp2014-list-sigma-zero.pdf>

- [21] J. Schaffner-Bielich, D. Kharzeev, L. McLerran, R. Venugopalan, Scaling properties of the transverse mass spectra, arXiv:nucl-th/0202054v1.
- [22] M. Sudol, Measurement of low-mass e^+e^- pair production in 2 AGeV C + C collisions with HADES, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt 2007
- [23] C. Behnke, Reconstruction of π^0 and η meson via conversion method in Au + Au at 1.23 AGeV with HADES, Journal of Physics: Conference Series 503 (2014) 012015.
- [24] E. Bratkovskaya, J. Aichelin, M. Thomeer, S. Vogel, M. Bleicher, Phys. Rev. C87 (2013) 064907.
- [25] Becattini et. al., Physical Review C73, 044905 (2006).
- [26] Timo Scheib (Goethe Universität Frankfurt), Doktorarbeit in Arbeit
- [27] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A602 (1996) 449.
- [28] private communication T. Galatyuk