

Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Höhere Momente der Protonenraten in
Au+Au Kollisionen bei 1.23A GeV

Bachelorarbeit

27.01.2015

Vorgelegt von: Melanie Szala
geb. am: 02.12.1989
Studiengang: Physik
Gutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth
Zweitgutachter: Dr. Manuel Lorenz

Zusammenfassung

Das HADES (**H**igh **A**ccptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) Experiment an dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung dient der Untersuchung von Schwerionenkollisionen. Mithilfe von Schwerionenkollisionen können weite Bereiche des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie untersucht und Aussagen zu den Phasenübergängen geliefert werden.

Bei einem niedrigen baryochemischen Potential μ_B geschieht der Phasenübergang zwischen hadronischer Materie zu dem Quark-Gluon-Plasma in einem Crossover, während bei höherem baryochemischen Potential ein Phasenübergang erster Ordnung vermutet wird. Das würde die Existenz eines kritischen Punktes bedingen, dessen Lage theoretisch nur schwer zu bestimmen ist. Die genaue Lage des kritischen Punktes im Phasendiagramm muss folglich experimentell bestimmt werden.

Bereits 2013 hat die STAR Collaboration ihre Untersuchungen zur Lage des kritischen Punktes veröffentlicht. Dazu wurden die höheren Momente von der Netto-Protonenanzahl berechnet und deren Produkte gebildet. Laut theoretischen Vorhersagen soll es am kritischen Punkt zu Fluktuationen der Erhaltungsgrößen Netto-Baryonenzahl, Netto-Ladung und Netto-Strangeness kommen. Die Netto-Protonenanzahl repräsentiert dabei die Netto-Baryonenzahl. Diese Fluktuationen sollen in den Produkten der höheren Momenten *Skewness*·*Sigma* und *Kurtosis*·*Sigma*² zu sehen sein. Die STAR Collaboration hat diese Analyse der Produkte für Au+Au Kollisionen bei 7.7-200 GeV durchgeführt. In diese energieabhängige Analyse der höheren Momente fügen sich die HADES Au+Au Kollisionen mit 2.41 GeV aus dem Jahre 2012 ein.

In dieser Arbeit werden die höheren Momente der Protonenraten in Au+Au Kollisionen ausgewertet und mit den Ergebnissen der STAR Collaboration verglichen.

Abstract

The HADES (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) experiment at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung investigates heavy ion collisions. With the help of heavy ion collisions one can access broad areas of the phase diagram of strongly interacting matter and investigate possible phase transitions.

The phase transition from hadronic matter to the quark-gluon plasma at a low baryon chemical potential μ_B happens in a crossover while a first order phase transition is assumed at a higher baryon chemical potential μ_B . This implies the existence of a critical point whose theoretical position can only be found with great difficulty. Therefore, the exact position in the phase diagram has to be determined experimentally.

In 2013 the STAR collaboration published their findings of the position of the critical point. Thereto they calculated the higher moments of the net-proton number and multiplied them. According to theoretical predictions fluctuations of the conserved quantities as net-baryon number, net-charge and net-strangeness are expected at the critical point. The net-proton number then represents the net-baryon number. These fluctuations should be seen in the products of the higher moments $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$.

The STAR collaboration used these products for Au+Au collisions at 7.7-200 GeV for their experiment. The HADES Au+Au collisions with 2.41 GeV from the year 2012 fall into the line with this energy dependent analysis for higher moments.

In this thesis higher moments of proton rates in Au+Au collisions are analysed and compared to the results of the STAR collaboration.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	vii
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Phasendiagramme	4
1.1.1 Das klassische Phasendiagramm	4
1.1.2 Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	5
1.2 Schwerionenkollisionen	6
1.3 Vorangegangene Experimente	8
1.4 Zielsetzung dieser Arbeit	8
2 Das HADES Experiment	9
2.1 Das HADES Spektrometer	11
2.1.1 Start Detektor	11
2.1.2 RICH Detektor	11
2.1.3 Magnetspektrometer	11
2.1.4 Meta-Detektor	12
2.1.5 Forward Wall	13
2.2 Datenanalyse mit HADES	14
2.2.1 Au+Au Kollisionen bei 1.23A GeV	14
2.2.2 Trigger- und Datenaufnahmesystem	14
2.2.3 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung	15
2.2.4 Datenkalibrierung	17
2.2.5 Teilchenidentifizierung	18
3 Analyse der höheren Momente der Protonenanzahl	21
3.1 Vorhergehende Untersuchungen	21
3.2 Identifikation der Protonen	22
3.3 Auswahl des kinematischen Bereiches	24
3.4 Multiplizitätsklassen	25
3.5 Event by Event Auswertung	25
3.6 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur	27

3.7	Systematische Untersuchungen	28
3.7.1	Rapiditätsabhängigkeit	28
3.7.2	Vergleich mit UrQMD	30
3.7.3	Erweiterung des p_t -Bereichs	30
4	Ergebnisse und Diskussion	33
4.1	Zentralitätsabhängige Analyse der Produkte	33
4.2	Ergebnisse der STAR Collaboration	35
4.3	Vergleich mit den Ergebnissen der STAR Collaboration	38
4.4	Diskussion und Ausblick	40
A	Berechnung der höheren Momente	41
B	Skellam-Verteilung	43
	Literaturverzeichnis	45

Abbildungsverzeichnis

1.1	Elementarteilchen	2
1.2	Die Entstehung des Universums	3
1.3	Klassisches Phasendiagramm	4
1.4	Hadronisches Phasendiagramm	5
1.5	Lage des kritischen Punktes im QCD Phasendiagramm	6
1.6	Schwerionen-Kollision	7
2.1	Übersicht HADES Spektrometer	9
2.2	Die Komponenten des HADES Detektors im Querschnitt	10
2.3	Stationäres Goldtarget	14
2.4	Spurrekonstruktion	16
2.5	Teilchenidentifikation mittels Flugzeit- und Impulsmessung	18
2.6	Teilchenidentifikation mittels Energieverlustmessung	20
3.1	Impuls-Masse-Verteilung	23
3.2	y - p_t -Verteilung	25
3.3	Protonen-Verteilungen	26
3.4	Effizienzkorrektur	27
3.5	Rapidityabhängigkeit der höheren Momente	29
3.6	Erweiterung des transversalen Impulsbereiches	31
4.1	Produkte der höheren Momente	34
4.2	Ergebnisse STAR Collaboration	37
4.3	Vergleich der Ergebnisse	39
A.1	Höhere Momente: Schiefe und Exzess	42
B.1	Skellam-Verteilung	43

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Schon früh begann der Mensch sich und seine Umwelt zu beobachten und versuchte daraus Gesetzmäßigkeiten abzuleiten. Auch die Frage nach dem Aufbau der Materie weckte früh das Interesse des Menschen. So stellten die griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit bereits 350 v. Chr. die Hypothese auf, dass die Materie aus unteilbaren Grundbausteinen im leeren Raum aufgebaut ist. Diese Grundbausteine nannten sie *atomos* (griech. unteilbar) und diese sollten die Eigenschaften der Materie bestimmen. Diese Vorstellung wurde um 1800 von John Dalton wieder zum Leben erweckt.

Der Beginn der Kernphysik liegt wohl in der Entdeckung der Radioaktivität durch das Ehepaar Curie und Antoine Henri Becquerel um das Jahr 1898. Durch das Rutherford-Streuexperiment 1911 nahm man dann an, dass es einen positiv geladenen Atomkern und negativ geladene Hüllenelektronen gibt. In den 1930er Jahren wurde das Neutron entdeckt. Somit ergab sich das Bild eines aus Protonen und Neutronen aufgebauten Atomkerns, um den die negativ geladenen Elektronen in der Atomhülle kreisen. Mit diesem Bild konnte man die meisten Phänomene der Atom- und Kernphysik erklären. Erst in den 50er und 60er Jahren kam man aufgrund einer Vielzahl neuer Teilchen aus Beschleunigerexperimenten wieder in Erklärungsnot. 1964 postulierte der Physiker Murray Gell-Mann dann die Existenz der Quarks und brachte durch sein Quarkmodell wieder Ordnung in den Teilchenzoo. Aktuell sind die kleinsten bekannten Bausteine der Materie im Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefasst. Dieses unterscheidet zwischen zwei Arten von elementaren Bausteinen: Quarks und Leptonen. Es gibt sechs Quarks und sechs Leptonen mit ihren jeweiligen Antiteilchen, die man nach ihren Eigenschaften in Generationen bzw. Familien einteilt. Daneben gibt es Bosonen, die die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen austauschen. Allgemein unterscheidet man Teilchen anhand ihres Spins: Teilchen mit halbzahligem Spin werden *Fermionen*, Teilchen mit ganzzahligem Spin *Bosonen* genannt. *Hadronen* sind zusammengesetzte Teilchen aus Quarks und Gluonen, den Austauschpartikeln der starken Wechselwirkung. Je nach Spin werden Hadronen wie folgt klassifiziert: *Mesonen* sind Teilchen mit ganzzahligem Spin und setzen sich aus einem Quark und einem Antiquark zusammen. Alle Mesonen sind instabil. *Baryonen* sind Teilchen mit halbzahligem Spin und setzen sich aus drei Quarks zusammen. Die einzigen stabilen Baryonen sind das Proton und das Antiproton.

zum Erliegen, da die Temperatur und Dichte der Materie mittlerweile stark abgenommen hatte. Die restlichen freien Neutronen waren nicht stabil und zerfielen über den Betazerfall in Protonen, Antineutrinos und Elektronen. Die schwereren Elemente entstanden erst später im Inneren von Sternen. Mittlerweile sind $13.8 \cdot 10^9$ Jahre seit dem Urknall vergangen. Atome, Galaxien, Sterne und schwarze Löcher sind entstanden und das Universum expandiert weiter.

Genauso wie die Frage nach der Struktur der Materie beschäftigte den Menschen der Sternenhimmel. Lange Zeit hatten diese beiden Fachbereiche wenig Berührungspunkte. Heute weiß man jedoch, dass die Eigenschaften des Universum durch die Struktur der Materie im Mikrokosmos bestimmt wird. In der Schwerionenphysik werden Zustände reproduziert, die kurze Zeit nach dem Urknall geherrscht haben und man kann so den Zusammenschluss von Quarks zu Hadronen und die Entstehung der Masse untersuchen.

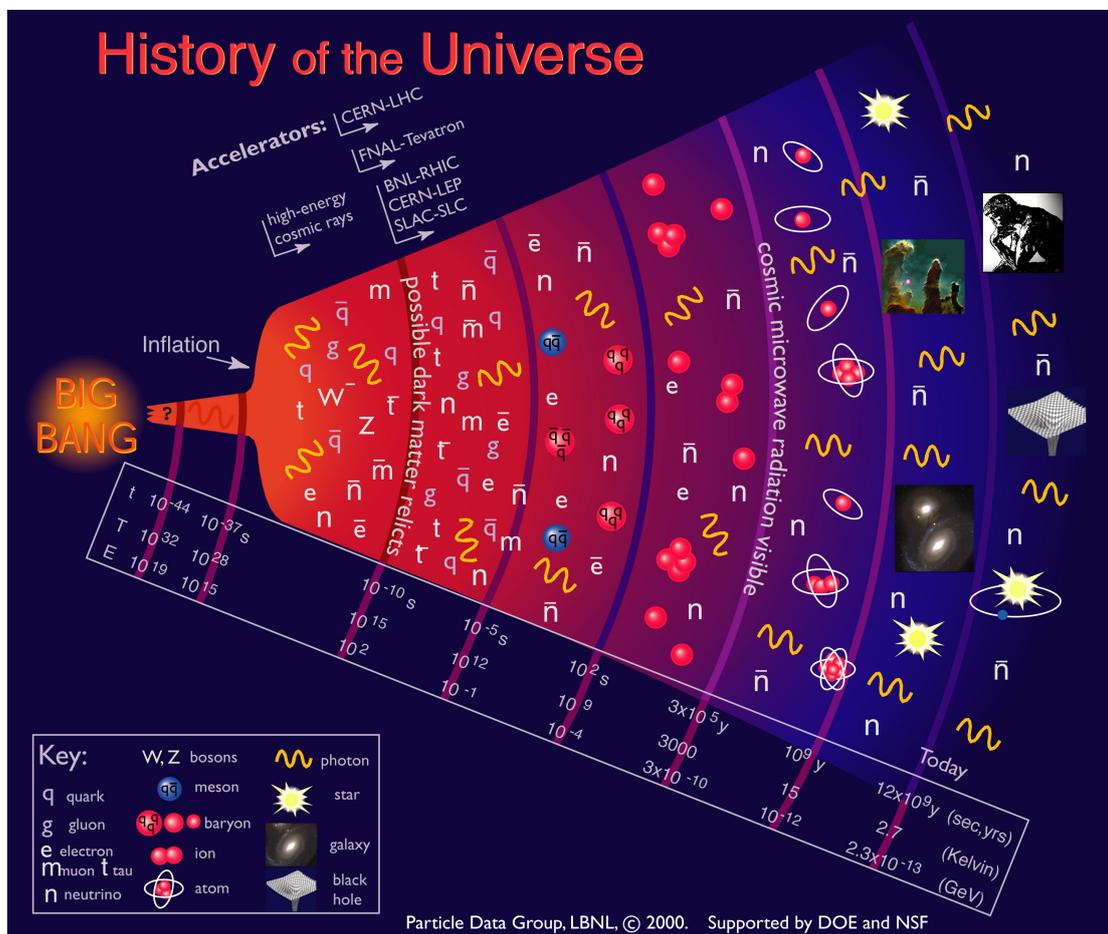


Abbildung 1.2: Die zeitliche Entwicklung unseres Universums. Dargestellt sind die zeitlichen Entwicklungsstufen mit zugehöriger Temperatur T und mittlerer Energie E.

1.1 Phasendiagramme

1.1.1 Das klassische Phasendiagramm

In einem Phasendiagramm werden Stoffe und deren zugehörige Phasen in Abhängigkeit von Zustandsgrößen dargestellt. In dem Diagramm grenzen Kurven die Bereiche unterschiedlicher Phasen voneinander ab, die sogenannten Phasengrenzlinien. An diesen Phasengrenzlinien herrscht thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den jeweiligen Phasen vor.

In einem klassischen Phasendiagramm findet man drei Phasengrenzlinien: die *Sublimationskurve*, die *Schmelzkurve* und die *Siedepunktskurve*. In Abbildung 1.3 ist das klassische Phasendiagramm sowie das Phasendiagramm von Wasser dargestellt. Als Zustandsgrößen sind der Druck und die Temperatur aufgetragen. Als Schmelzkurve wird die Phasengrenzlinie zwischen fester und flüssiger Phase genannt. Die Sublimationskurve bildet die Grenze zwischen der gasförmigen und der festen Phase eines Stoffes. Die Siedepunktskurve grenzt die gasförmige und die flüssige Phase voneinander ab. Sublimationskurve und Siedepunktskurve bilden zusammen die *Dampfdruckkurve*. Der Schnittpunkt der beiden Phasengrenzlinien Dampfdruckkurve und Schmelzkurve wird als *Tripelpunkt* bezeichnet. An diesem Punkt sind alle Phasen im thermodynamischen Gleichgewicht. Ebenfalls von physikalischer Bedeutung ist das Ende der Dampfdruckkurve, dem sogenannten *kritischen Punkt*.

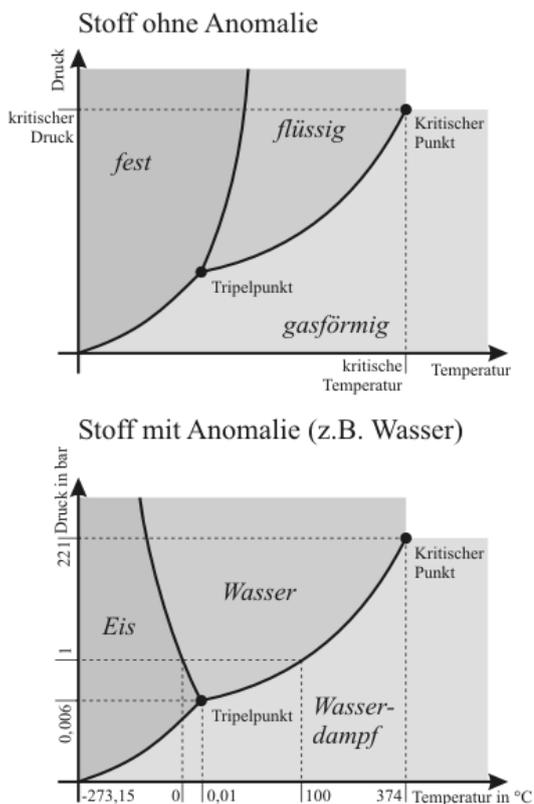


Abbildung 1.3: Das klassische Phasendiagramm und das Phasendiagramm von Wasser [15].

An diesem kritischen Punkt gleichen sich die Dichten von flüssiger und gasförmiger Phase aneinander an und die Unterschiede zwischen diesen beiden Phasen hören auf zu existieren. Dieser Zustand wird als überkritisches Fluid bezeichnet. An diesem Punkt geht auch die latente Wärme, also die bei einem Phasenübergang erster Ordnung aufgenommene oder abgegebene Wärme bzw. Energiemenge ohne gleichzeitige Temperaturveränderung, gegen null. Die Existenz eines kritischen Punktes im Phasendiagramm ist eine gemeinsame Eigenschaft der meisten Flüssigkeiten.

1.1.2 Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie

Im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie sind die verschiedenen Phasen von Kernmaterie in Abhängigkeit von dem baryochemischen Potential μ_B und der Temperatur T aufgetragen (Abbildung 1.4). Das baryochemische Potential bezeichnet die Energie, die aufgebracht werden muss, um einem baryonischen System ein weiteres Baryon zuzuführen oder zu entfernen. Das baryochemische Potential wird oft statt der Nettobaryonendichte verwendet.

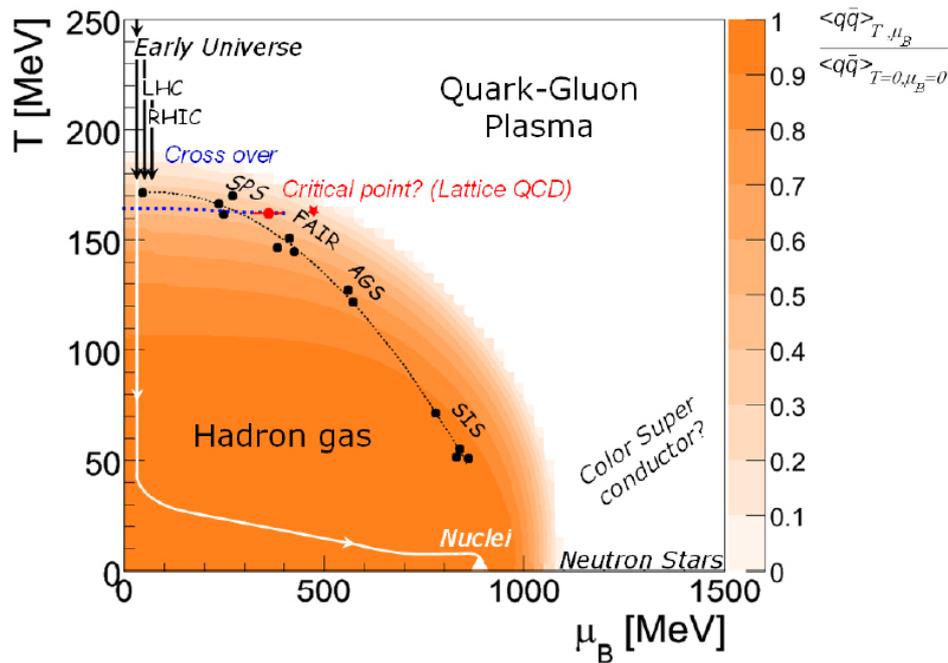
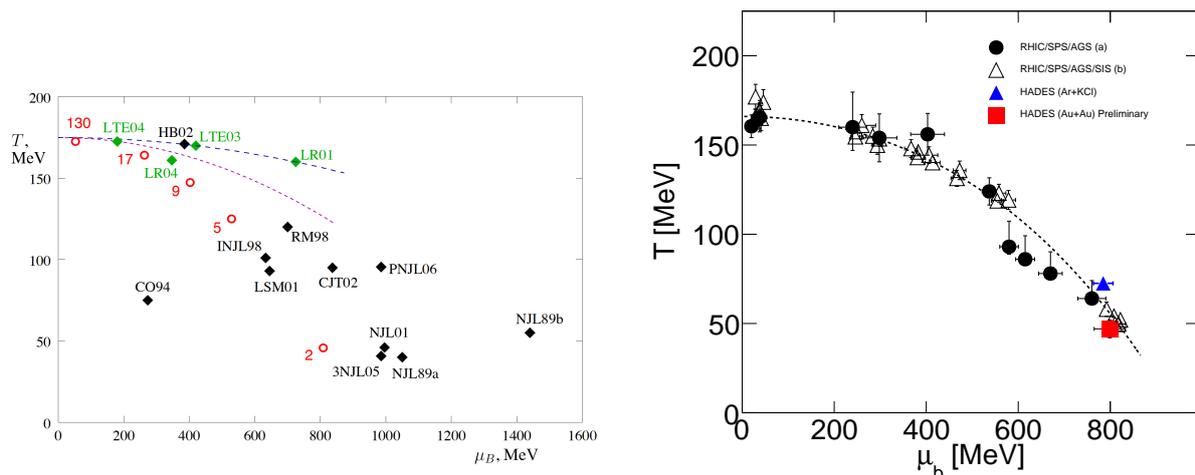


Abbildung 1.4: Das Phasendiagramm von hadronischer Materie mit kritischem Punkt (rot), existierenden Experimenten (schwarz) und der Entstehung der Materie (weiß) [5].

Die auf der Erde existierende Kernmaterie liegt unterhalb einer Temperatur von 1 MeV und bei einem μ_B von etwa 940 MeV. Bei höheren Dichten und niedrigen Temperaturen existiert eine gasförmige Phase von Hadronen, das Hadronengas. Dieser Zustand lässt sich z.B. bei Nukleon-Nukleon-Stößen bei relativistischen Energien erzeugen. Bei weiterer Erhöhung der Temperatur erwartet man einen *Crossover* zu dem Quark-Gluon-Plasma, in dem das Confinement aufgehoben wurde. Dieser Phasenübergang findet kontinuierlich, ohne Unstetigkeiten in den thermodynamischen Eigenschaften des Systems statt. Der Übergang von hadronischer Materie zu dem Quark-Gluon-Plasma ist von besonderem Interesse, da dieser im Bereich niedriger μ_B als Crossover geschieht, während bei hohen μ_B ein Phasenübergang erster Ordnung vermutet wird. Falls dies der Fall ist, würde das die Existenz eines kritischen Punktes im Phasendiagramm der Kernmaterie bedingen. Die Lage des kritischen Punktes lässt sich anhand verschiedener Modellrechnungen nur schwer lokalisieren. In Abbildung 1.5 (a) sind die Ergebnisse einiger effektiver QCD-Modelle zur möglichen

Lage des kritischen Punktes dargestellt.

In der Region niedriger Dichten und hoher Temperaturen wird der Zustand des frühen Universums sowie bei größeren Dichten und niedrigen Temperaturen die Farbsupraleitung vermutet. Eine hypothetische Phase, in der weder Confinement noch Deconfinement vorliegt, wird quarkonische Materie genannt und soll sich im Bereich höherer Dichten und niedriger Temperaturen befinden [2].



(a) Vorhersagen zur Lage des kritischen Punktes [14] (b) Chemische Ausfrierpunkte im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie

Abbildung 1.5: Ergebnisse von Modellrechnungen zur möglichen Lage des kritischen Punktes sind in (a) dargestellt (Model predictions = schwarz, Lattice predictions = grün, Freezeout points = rot). Die genaue Lage des kritischen Punktes muss mithilfe von Schwerionenexperimenten noch untersucht werden. Die untersuchte Au+Au-Strahlzeit befindet sich bei einer Temperatur von ca. 55 MeV und einem baryochemischen Potential von ca. 810 MeV.

Mithilfe von Schwerionenkollisionen ist es möglich, das hadronische Phasendiagramm in weiten Bereichen zu untersuchen und Aussagen über die Art der Phasenübergänge zu machen, vorhergesagte Phasen zu bestätigen bzw. zu verwerfen und die Lage des kritischen Punktes zu bestimmen. Somit wird das Phasendiagramm von Kernmaterie noch längere Zeit Gegenstand aktueller Forschung sein.

1.2 Schwerionenkollisionen

Schwerionenkollisionen dienen der Untersuchung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen. Ionen mit großer Masse können aufgrund ihrer hohen Ladung leicht elektromagnetisch beschleunigt werden. So werden hohe Impulse und hohe kinetische Energien erreicht, die im Stoßprozess frei werden. Allgemein unterscheidet man zwischen *Collider-Experimenten* und *Fixed-Target-Experimenten*. In einem Fixed-Target-Experiment wird

ein Ionenstrahl beschleunigt und auf ein festes Target geschossen. In einem Collider-Experiment werden dagegen zwei Ionenstrahlen beschleunigt und diese in einem Interaktionspunkt zur Kollision gebracht.

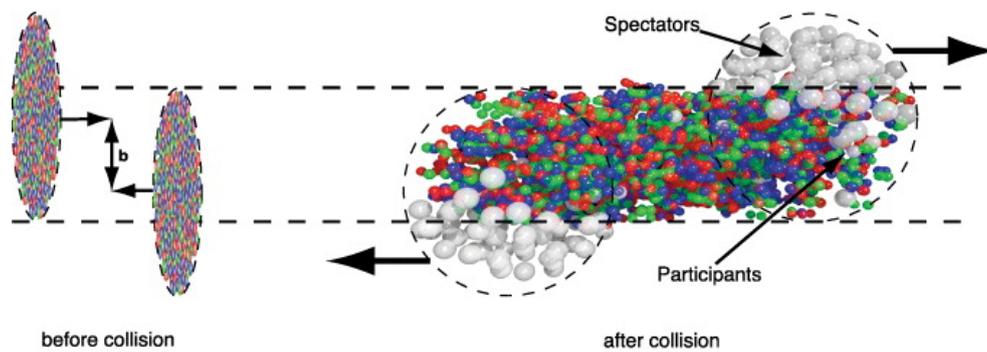


Abbildung 1.6: Der Stoßparameter b als Kenngröße für die Zentralität des Stoßes. Teilchen, die an der Reaktion teilgenommen haben, werden als *Partizipanten* bezeichnet. Nicht beteiligte Teilchen heißen *Spektatoren* [13].

In der ersten Phase einer Schwerionenkollision werden in einem Zeitraum von ≈ 1 fm/c nach der Kollision ein Zustand hoher Dichte und Temperatur erreicht: der Feuerball (Hochdichtephase). Je nach Dichte und Temperatur des Feuerballs kann es in dieser Phase zum Vorliegen freier Quarks und Gluonen kommen, dem Quark-Gluonen-Plasma. Die kinetische Energie führt sowohl zu Anregungen resonanter Teilchenzustände als auch zur Produktion neuer Teilchen. Für SIS 18 Energien beträgt die Lebensdauer des Feuerballs bis zu 10 fm/c und erreicht maximale Dichten der baryonischen Materie von $\rho = 3\rho_0$. Nach dem Feuerball kommt die schnelle Expansion der Teilchen, in der keine inelastischen Stöße mehr stattfinden und somit auch keine neuen Teilchen und Resonanzen mehr produziert werden. Es kommt zum chemischen Freezeout. Bei der weiteren Abnahme der Teilchendichte kommt es zum thermischen Freezeout, dem Ende der elastischen Stöße. Die jetzt vorhandenen Teilchen mit Impulsen stellen, neben noch vorhandenen Resonanzzerfällen und schwachen Zerfällen, die Endprodukte dar und können detektiert werden. Dadurch wird versucht, Rückschlüsse auf die Prozesse im Feuerball zu schließen. Die Herausforderung besteht darin, dass der zu untersuchende Zustand nicht direkt, sondern nur über die Endprodukte beobachtet werden kann. Die im SIS 18 verwendeten Energien liegen im Bereich von einigen GeV und führen zu niedrigen Temperaturen, aber hohen Baryondichten. Die gesamte Reaktionszeit beträgt 10^{-22} s.

Eine Kenngröße ist die Zentralität des Stoßes. Der Stoßparameter b gibt an, wie groß der Überlappbereich der beiden Stoßpartner ist.

1.3 Vorangegangene Experimente

In den Jahren 2010 und 2011 wurden mit dem STAR Detektor am RHIC² in Brookhaven Au+Au Kollisionen bei verschiedenen Energien untersucht. Ziel dieses Energiescans war es unter anderem, das Phasendiagramm der Kernmaterie auf Zeichen eines kritischen Punktes hin zu untersuchen. Dazu wurden die energieabhängigen höheren Momente der Netto-Protonenanzahl betrachtet. Die Ergebnisse wurden in [1] veröffentlicht.

1.4 Zielsetzung dieser Arbeit

Die höheren Momente der Netto-Protonenanzahl wurde bisher noch nicht mit dem HADES Spektrometer bzw. im SIS-Energiebereich betrachtet. Verfügbaren Daten stammen aus dem Energiescan am RHIC, der jedoch mit einer Energie von 7.7 - 200 GeV weit über dem Bereich am SIS liegt.

Mit der Betrachtung der höheren Momente der Netto-Protonenanzahl in Au+Au Kollisionen bei 1.23A GeV im HADES Experiment soll diese Arbeit dazu beitragen, sich auf die lange Suche nach dem kritischen Punkt zu begeben. Eine genaue Interpretation der Resultate ist eine umfangreiche Aufgabe, die jedoch nicht Teil dieser Arbeit sein wird.

²Relativistic Heavy Ion Collider

Kapitel 2

Das HADES Experiment

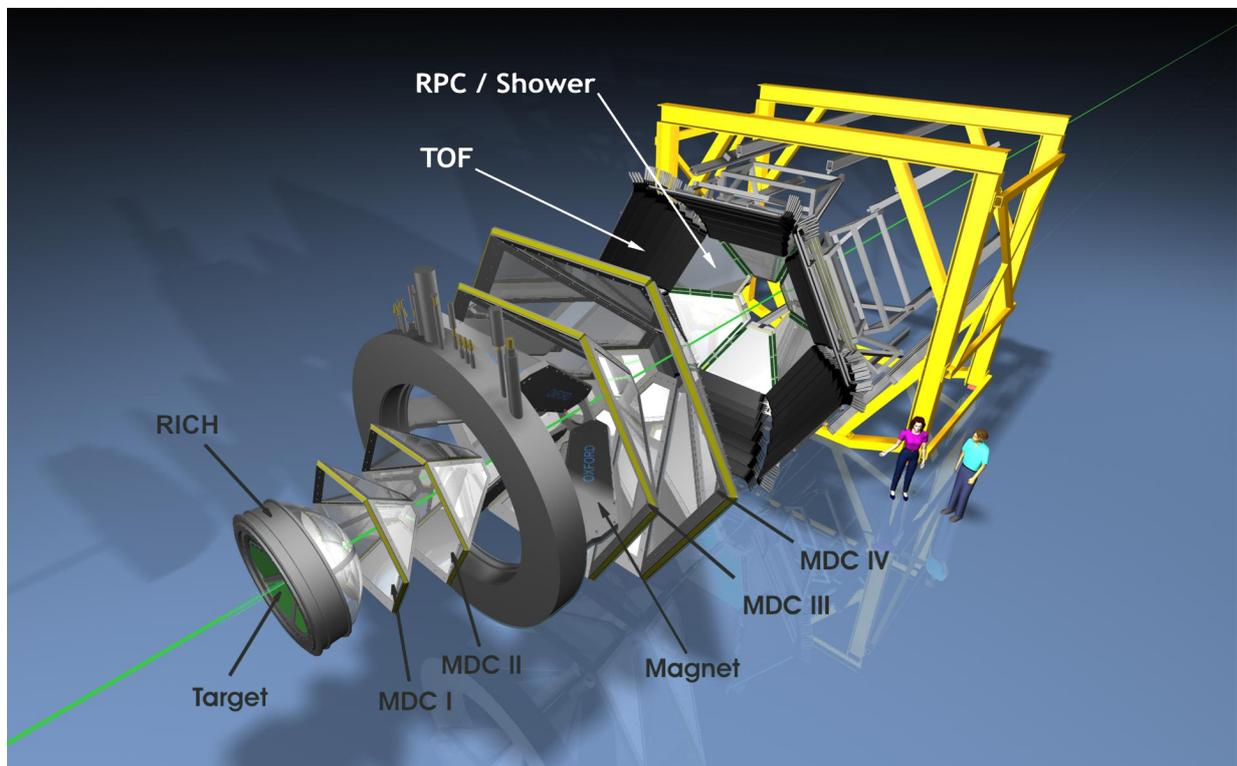


Abbildung 2.1: Der schematische Aufbau des HADES Spektrometers in gestreckter Darstellung. Zusammengeschoben beträgt das Ausmaß des Aufbaus 3m und wird von einem tragenden Gerüst (gelb) gehalten.

Das HADES¹ Spektrometer ist ein hochauflösendes Detektorsystem am Schwerionensynchrotron (SIS18) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt. Dieses Fixed-Target Experiment ist seit 2002 mit dem Ziel der Erforschung von dichter Materie

¹High Acceptance DiElectron Spectrometer

im Energiebereich einiger GeV in Betrieb. Der Detektor wurde zum Nachweis von Dileptonenpaaren in Schwerionenkollisionen und elementaren Reaktionen konzipiert, die aus dileptonischen Zerfällen der leichtesten Vektormesonen ρ und ω entstehen. Dileptonen sind sensitive Sonden einer Schwerionenkollision, da sie die Informationen ihrer Mutterteilchen aus dem Feuerball heraustragen, ohne dabei mit der stark wechselwirkenden Kernmaterie zu reagieren. Es hat sich jedoch gezeigt, dass HADES aufgrund der guten Energieauflösung der Driftkammern und der Flugzeitdetektoren auch sehr gut zur Rekonstruktion von Hadronen geeignet ist. Der Detektor ist aus sechs identischen Sektoren aufgebaut und weist eine hohe geometrische Akzeptanz auf. Der Azimutalwinkel, der um die Strahlachse herum liegt, deckt die 360 Grad fast vollständig ab und der Polarwinkel liegt zwischen 18 und 85 Grad. Die verschiedenen Subsysteme von HADES haben die folgenden Aufgaben:

Identifikation von Elektron-Positron-Paaren: RICH-Detektor und PreShower

Spurrekonstruktion: 24 Vieldrahtdriftkammern und ein supraleitender Magnet

Flugzeitbestimmung: TOF- und RPC-Detektor

Messung der Spektatoren: Forward Wall

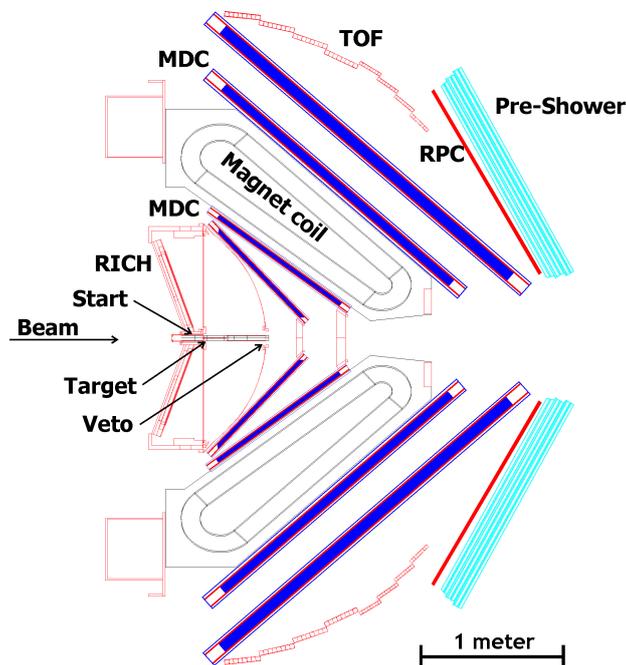


Abbildung 2.2: Querschnitt des HADES Detektor und Übersicht der Anordnung der einzelnen Komponenten. Die nicht eingezeichnete Forward Wall befindet sich hinter dem Pre-Shower Detektor.

2.1 Das HADES Spektrometer

2.1.1 Start Detektor

Der Start Detektor ist ein monokristalliner Diamant-Halbleiterdetektor und befindet sich noch vor dem Target. Er bestimmt den Start-Zeitpunkt t_0 einer Reaktion mit einer Zeitauflösung von $\sigma_t = 50$ ps. Dieses Zeitsignal dient später als Referenz für die Flugzeitmessung.

2.1.2 RICH Detektor

Der RICH Detektor² dient zur Identifikation von Elektronen und Positronen. Aufgebaut ist der Detektor aus einem mit C_4F_{10} gefüllten Radiator, der innen mit einem Spiegel beschichtet ist. Die Teilchen durchlaufen das Radiatorgas und emittieren dadurch Cherenkov-Strahlung in Form von Photonen. Diese Cherenkov-Kegel werden von dem sphärischen Spiegel reflektiert und auf den Photodetektor projiziert. Der Photodetektor ist durch ein CaF_2 -Fenster vom Radiator getrennt und besteht aus drei Drahtebenen in einem CH_2 -Gas. Die eintreffenden Photonen werden in den Photoelektroden zu freien Elektronen konvertiert, die dann ausgelesen werden können. Die abgebildeten Kreise dienen der Identifikation der Leptonen, da die Hadronen aufgrund ihrer größeren Masse und somit niedrigeren Geschwindigkeiten keine Photonen aussenden und deshalb nicht im RICH detektiert werden.

2.1.3 Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer besteht aus einem supraleitenden Magneten (ILSE³) und vier Driftkammerebenen (MDC⁴). Von den vier Driftkammerebenen befinden sich jeweils zwei vor und zwei hinter dem Magneten. Das Magnetfeld lenkt geladene Teilchen auf eine Kreisbahn ab. Der Impuls und die Polarität der Teilchen kann durch das Verhältnis der Auslenkung zwischen den inneren und äußeren Driftkammern bestimmt werden.

Magnet

Für die im HADES Detektor erreichten relativistischen Geschwindigkeiten reicht die Magnetfeldstärke eines normalleitenden Magneten nicht mehr aus. Der supraleitende Magnet besteht aus sechs NbTi Spulen, die ein toroidales Feld mit einer Magnetfeldstärke von 3.6 T an der Spulenoberfläche erzeugen und mithilfe von flüssigem Helium auf eine Arbeitstemperatur von 4.7 Kelvin gekühlt werden. Durch dieses Feld wird die Teilchenspur im Bereich des Flugzeit- und RICH Detektors nicht stark beeinflusst, da die Feldstärke im Bereich der Driftkammern nur noch 0.8 T beträgt.

²Ring Imaging CHerenkov Detector

³Iron Less Superconducting Electromagnet

⁴Multiwire Drift Chamber

Driftkammern

Jede der vier Driftkammerebenen ist in sechs Sektoren aufgeteilt, die - abgesehen von den schmalen Halterungen für die Driftkammern - den gesamten Azimutalwinkel abdecken. Jede Kammer besteht aus 6 Drahtebenen mit insgesamt ca. 1100 Drähten. Die vier Driftkammerebenen sind mit unterschiedlichen Gasgemischen gefüllt; so ist die erste Ebene mit 70 % Argon und 30% Kohlenstoffdioxid gefüllt, während die restlichen Ebenen mit 84% Argon und 16 % Isobutan gefüllt sind. Fliegt nun ein geladenes Teilchen in die Driftkammer, so ionisiert es Gasatome entlang seiner Spur. Die dabei ausgelösten Elektronen werden durch eine anliegende Hochspannung beschleunigt und ionisieren weitere Atome und lösen so einen Lawineneffekt aus. Der entstandene elektrische Impuls kann mithilfe der Auslesetechnik gemessen werden. Die Driftkammern dienen der Impulsbestimmung von geladenen Teilchen durch die Rekonstruktion der durch den Magnet gekrümmten Teilchenbahn.

2.1.4 Meta-Detektor

Der META⁵ Detektor dient zur Bestimmung der Flugzeit und Multiplizität der Teilchen. Er befindet sich hinter dem Magnetspektrometer und besteht aus drei Subsystemen:

RPC

Der RPC Detektor⁶ deckt den inneren Polarwinkelbereich von $18 < \Theta < 45$ Grad ab. Er besteht aus zwei isolierenden Glasplatten und ist in sechs Sektoren mit jeweils 187 Zellen unterteilt. Die Effizienz der Teilchendetektion liegt bei 97%.

TOF

Der TOF⁷ Detektor deckt den äußeren Bereich des Polarwinkels von $44 < \Theta < 88$ Grad ab. Aufgebaut sind die sechs Sektoren aus insgesamt 64 Plastikszintillatorstreifen. Beim Durchgang der Teilchen durch den Detektor werden Teilchen angeregt, die beim Übergang in ihren Grundzustand Photonen aussenden. Diese Photonen werden über Lichtleiter transportiert und in Elektronenvervielfachern zu elektrischen Signalen umgewandelt.

PreShower

Der PreShower Detektor schließt an den RPC an und dient der Unterscheidung von Elektronen und Hadronen. Da die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen für Winkel

⁵Multiplicity an Electron Trigger Array

⁶Resistive Plate Chamber

⁷Time Of Flight

unter 45 Grad anhand der Flugzeit sehr schwer ist, nutzt der PreShower eine andere Eigenschaft der Materie: dringen hochrelativistische Elektronen in die Detektormaterie ein, wird ein elektromagnetischer Schauer durch Paarerzeugungsprozesse und Bremsstrahlung gebildet. Dieser Schauer ist für Elektronen wesentlich wahrscheinlicher als für schwere Hadronen. Aufgebaut ist der PreShower aus drei Gaskammern sowie zwei Bleikonvertern. Eine Gaskammer besitzt je eine Drahtebene und ist mit einer Zählgas Mischung aus Argon, i-Butan und Heptan gefüllt.

2.1.5 Forward Wall

Die Forward Wall wurde 2007 installiert und steht senkrecht zur Strahlachse. Sie identifiziert Teilchen, die nicht an der Reaktion der Schwerionenkollision teilnehmen, so genannte Spektatoren, die wichtig zur Rekonstruktion der Reaktionsebene sind.

2.2 Datenanalyse mit HADES

2.2.1 Au+Au Kollisionen bei 1.23A GeV

Das Experiment wurde vom 6. April bis zum 7. Mai 2012 mit dem HADES Spektrometer an der GSI in Darmstadt durchgeführt. In dieser Strahlzeit wurden Goldionen mit einer kinetischen Energie von 1.23 GeV pro Nukleon auf ein stationäres Gold-Target geschossen. Dieses Goldtarget bestand zur Verminderung von Konversion innerhalb des Targets aus insgesamt 15 Goldfolien, die im Abstand von jeweils 4.5 mm hintereinander angeordnet waren. Gehalten wurden diese Folien von 7 μm dicken Kapton-Folien, die im Bereich des Targets ausgestanzt wurden und auf die Goldfolien geklebt wurden. Das ganze Target wurde in ein aufgeschnittenes Kohlenstofffaserrohr eingelassen.

Als Triggerbedingung zur Datenreduktion wurde ein PT3⁸-Trigger verwendet, der eine Teilchenmultiplizität des TOF von mindestens 20 Treffern verlangte. Insgesamt wurden in 557 Stunden Strahlzeit ca. $7.3 \cdot 10^9$ Kollisionsereignisse mit einer Speichergröße von insgesamt 140 TByte aufgenommen.

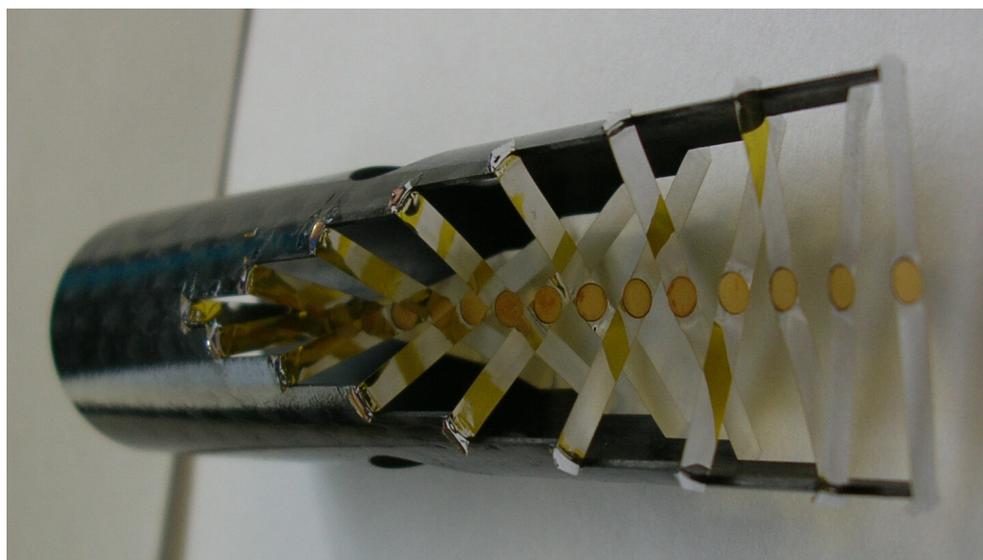


Abbildung 2.3: Stationäres Goldtarget mit 15 Segmenten.

2.2.2 Trigger- und Datenaufnahmesystem

Das Triggersystem dient dazu, die großen Datenmengen auf physikalisch relevante Ereignisse zu begrenzen. Dazu dienen bei HADES im Allgemeinen zwei verschiedene Triggerstufen:

⁸Physical Trigger 3

- **Level-1-Trigger (LVL1)** In der ersten Triggerstufe wird eine höhere Multiplizität im TOF Detektor verlangt, d.h. zentrale Stöße. Unterhalb dieser Multiplizität werden die Ergebnisse sofort verworfen. Diese Entscheidung benötigt etwa 100 ns, was wesentlich kürzer als die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Reaktionen ist.
- **Level-2-Trigger (LVL2)** Die zweite Triggerstufe untersucht die Ergebnisse von LVL1 auf Leptonenkandidaten. Dies beinhaltet charakteristische Signale im RICH, PreShower und TOF/RPC. Dies wären beispielsweise RICH-Ringe oder Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit.

Wurde im Triggersystem ein Treffer identifiziert, so werden die Daten der einzelnen Subsysteme vom Event Builder gesammelt und zur weiteren Analyse im HDL-Format⁹ gespeichert. Unabhängig von LVL2 wird jedes zehnte LVL1 Ereignis für Trigger- und Effizienzstudien erfasst.

Die genauen Triggerbedingungen ändern sich jedoch mit dem jeweiligen Stoßsystem und der Strahlzeit. So wurde in der Au+Au-Strahlzeit ein PT3-Trigger (LVL1) verwendet. Zusätzlich zu diesem Multiplizitätstrigger wurde noch ein PT2-Trigger angewendet, der Events mit nur fünf Treffern im TOF aufzeichnete. Dies dient dem Vergleich von hohen zu niedrigen Multiplizitäten.

Auf einen Level-2-Trigger zur Anreicherung von Elektron-Positron-Ereignissen musste aufgrund der hohen Multiplizität verzichtet werden.

2.2.3 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

Im HADES Detektor können die Teilchenspuren nicht kontinuierlich verfolgt werden, da das Experiment nicht über eine Time Projection Chamber verfügt und sich innerhalb des Magnetfeldes keine Detektoren befinden. Informationen über die Teilchenspuren können aus den Treffern im inneren und äußeren Segment der MDC's rekonstruiert werden.

Spursegmentierung

Zur Rekonstruktion der Teilchenspur dienen die Daten des Magnetspektrometers. Es werden jeweils zwei MDC's zu einer Gruppe zusammengefasst, um Fehlinformationen durch Rauschen in den Signaldrähten oder falsche Zuordnung von Signaldrähten aus verschiedenen Spuren zu vermeiden. Das innere Spursegment setzt sich aus MDC I/II und das äußere Spursegment aus MDC III/IV zusammen und besteht aus Position und Richtung. Da jede Kammer aus sechs Drahtebenen besteht, ergeben sich vor und hinter dem Magneten jeweils zwölf Auftreffpunkte. Die Spursegmentanpassung besteht aus zwei Schritten (Cluster finder und Segment fitter), in denen die Durchstoßpunkte zu Spurkandidaten zusammengesetzt werden.

⁹Hades List Data

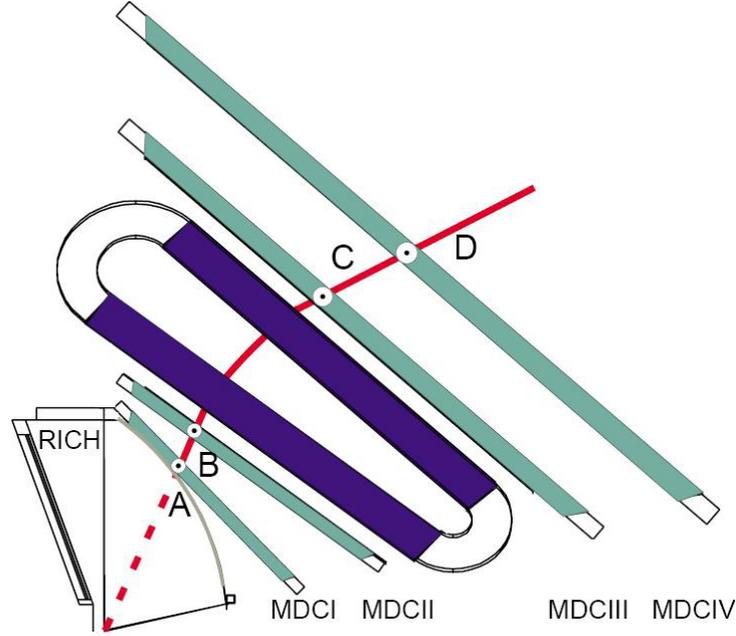


Abbildung 2.4: Die Spurrekonstruktion mithilfe des Magnetspektrometers: Je zwei der vier Vieldrahtdriftkammern MDC I,II,III und IV werden zu einem Segment zusammengefasst und anschließend die Spur anhand der Durchstoßpunkte rekonstruiert.

Impulsbestimmung

Die Impulsbestimmung im HADES Detektor beruht auf der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld aufgrund der Lorentzkraft. Für ein Teilchen mit der Ladung q und der bekannten Magnetfeldstärke \vec{B} gilt

$$F_L = q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.1)$$

Entlang der Trajektorie s berechnet sich die durch das Magnetfeld hervorgerufene Impulsänderung zu

$$\Delta p = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (2.2)$$

wobei \vec{p}_{in} der Impuls vor und \vec{p}_{out} der Impuls hinter dem Magnetfeld ist. Der Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ lässt sich mithilfe von

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{tot}|}{2|\vec{p}|} \quad (2.3)$$

bestimmen. Dabei gilt $|\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}| = |\vec{p}|$.

Um den Impuls nun aus den gemessenen Spuresegmenten und der bekannten Magnetfeldstärke zu berechnen, gibt es zwei unterschiedliche Verfahren: das *Kick-Surface-Verfahren*

und das *Runge-Kutta-Verfahren*. Aufgrund seiner hohen Präzession wird beim HADES Experiment das *Runge-Kutta-Verfahren*, das von Carl Runge und Martin Wilhelm Kutta entwickelt wurde, verwendet.

Dabei werden die Bewegungsgleichungen numerisch gelöst und auch kleine, nicht-verschwindende Magnetfeldanteile im Bereich der Driftkammern berücksichtigt. Dadurch ist die Annahme gerader Spuranteile innerhalb eines Spursegments nicht voll gerechtfertigt. Die Bewegungsgleichung eines Teilchens wird durch Pfade im Magnetfeld parametrisiert und in zwei Differentialgleichungen überführt. Diese Differentialgleichungen werden nun mit dem vierstufigen numerischen Runge-Kutta-Verfahren gelöst. Die Startwerte für dieses numerische Verfahren liefert das Kick-Surface-Verfahren, das mittlerweile aufgrund von genaueren Verfahren nicht mehr eigenständig zur Impulsbestimmung eingesetzt wird.

Spurselektion

Mit der Größe des Stoßsystems steigt die Anzahl der Partizipanten pro Reaktion und somit die Multiplizität. Dadurch wird es immer schwieriger, eine eindeutige Zuweisung der Treffer im Detektor zu treffen und zu den einzelnen Durchstoßpunkten existieren mehrere mögliche Teilchenspuren. Um eine bestmögliche Rekonstruktion zu gewährleisten ist es nötig, Qualitätsmerkmale einzuführen, anhand derer man die besten Kombinationen auswählen kann. Dies geschieht durch das Produkt der beiden Spurqualitätsvariablen χ_{RK}^2 und χ_{Meta}^2 . Die Qualitätsvariable χ_{RK}^2 beschreibt die Güte der Anpassung der rekonstruierten Spur an die Signale in den inneren und äußeren MDC's. χ_{Meta}^2 beschreibt, wie gut die extrapolierte Spur zu dem gefundenen Auftreffpunkt im META Detektor passt. Anhand dieses Gütemerkmals werden Spuren, die sich ein Detektorelement teilen, sortiert.

Für eine weitere Verbesserung der Rekonstruktion können noch weitere Qualitätsvariablen eingeführt werden: χ_{inseg}^2 und χ_{outseg}^2 . Diese beschreiben, wie gut die rekonstruierte Spur mit den tatsächlichen Driftzeiten im inneren und äußeren Driftkammersegment übereinstimmt. Mithilfe dieser Qualitätskriterien kann sichergestellt werden, dass jede Kollision in der Analyse über eindeutige Teilchenspuren verfügt.

Nach der Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung werden die Spurkandidaten in Form von DST's abgespeichert. In der späteren Analyse der Daten können Bedingungen gesetzt werden, um nur die besten Spuren mit einzubeziehen.

2.2.4 Datenkalibrierung

Wurde ein Ereignis vom Trigger-System als interessant eingestuft, werden alle aufgenommenen Detektorsignale in einem DAQ-File gespeichert. Um die aufgenommenen Daten physikalisch auswerten zu können, müssen die DAQ-Files zu HDL-Files umgewandelt werden. Diese HDL-Files sind durch ihre Kennung eindeutig einem bestimmten Zeitpunkt innerhalb der Strahlzeit zuordenbar. Durch Vergleich mit den Detektordaten zum Zeitpunkt der Aufnahme lässt sich bestimmen, ob zum Zeitpunkt der Datenaufnahme instabile Detektorverhältnisse o.ä. vorlagen. Des Weiteren kann durch Vergleich mit den jeweils ak-

tuellen Detektoreinstellungen eine Kalibrierung des Detektors inklusive aller Subsysteme durchgeführt werden. Dies ist entscheidend für die Spurrekonstruktion. Mit diesen Positionsinformationen werden nun aus den HDL-Files die DST-Files berechnet, die eine Spur- und Impulsrekonstruktion beinhalten. Auf Grundlage der DST-Files und deren Informationen über die rekonstruierten Teilchenspuren wird die physikalische Analyse der Daten durchgeführt.

2.2.5 Teilchenidentifizierung

Nach der Spurrekonstruktion sind die Teilchentrajektorien bestimmt. Nun kann mithilfe des zuvor berechneten Impulses, der gemessenen Flugzeit und des Energieverlustes eine Teilchenidentifizierung stattfinden.

Identifizierung durch Impuls und Flugzeit

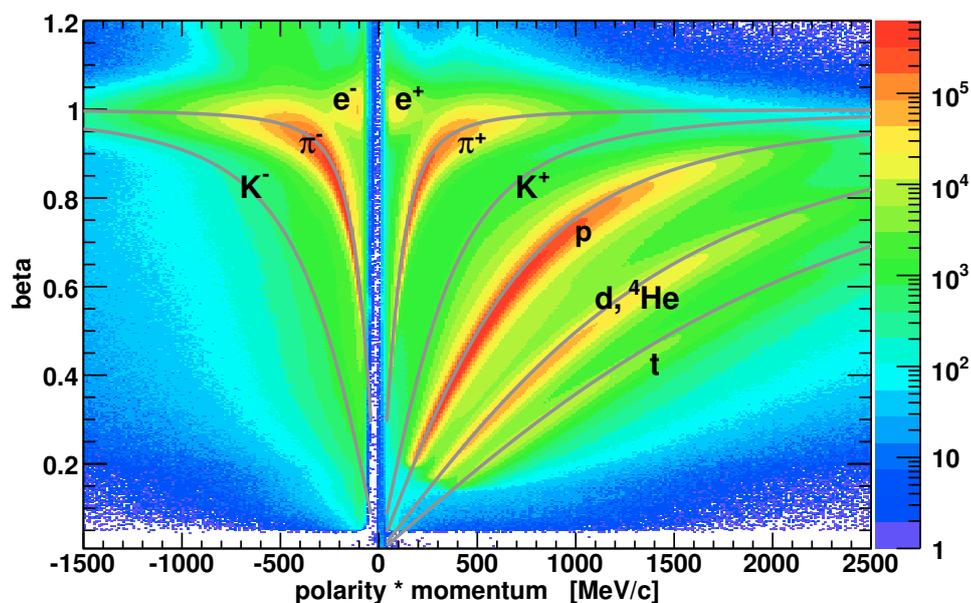


Abbildung 2.5: Teilchenidentifikation mittels Flugzeit und Impuls: aufgetragen ist die Geschwindigkeit β über das Produkt von Polarität und Impuls der Teilchen. Eingezeichnet sind die theoretischen Kurven, mit denen dann eine Teilchenselektion vorgenommen werden kann [11].

Zur Identifikation eines Teilchens sind die Kenntnis von Flugzeit bzw. Geschwindigkeit und Impuls nötig. Mithilfe des Runge-Kutta-Verfahrens wurde bereits der Impuls p , die Polarität $\frac{q}{|q|}$ und die Länge der Teilchenspur s bestimmt. Die Flugzeit ergibt sich zu $\Delta t = t_1 - t_0$, wobei t_0 die Startzeit des Startdetektors ist und t_1 das Zeitsignal des jeweiligen Flugzeitdetektors ist. Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit β

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\frac{s}{\Delta t}}{c}. \quad (2.4)$$

Aus der Geschwindigkeit β definiert sich der relativistische Lorentzfaktor γ

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.5)$$

Mit diesem relativistischen Lorentzfaktor lässt sich nun mit dem Impuls und der Geschwindigkeit der Teilchen deren Masse bestimmen

$$p = \gamma \cdot m \cdot v. \quad (2.6)$$

Aufgrund von möglichen Fehlern in der Flugzeitmessung kann es vorkommen, dass die gemessene Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit wird. Damit dies nicht zu einer imaginären Masse eines Teilchens kommt, wird mit dem Quadrat der Masse m^2 gerechnet.

Identifizierung durch den Energieverlust in den Driftkammern

Alternativ oder ergänzend kann die Identifikation der Teilchen auch über ihren spezifischen Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ in den MDC's erfolgen. Durch diese Art der Identifikation können auch Teilchen mit ähnlichen Impuls, aber unterschiedlichen Massen aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten differenziert werden. Der Energieverlust der geladenen Teilchen aufgrund von Wechselwirkungen mit den Elektronen des Füllgases der Driftkammern kann durch die Bethe-Bloch-Formel berechnet werden:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{p^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2c^2 m_e \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (2.7)$$

Dabei sind die Parameter wie folgt definiert

- N_A - Avogardozahl
- r_e - klassischer Elektronenradius
- m_e - Masse des Elektrons
- Z, A - Ordnungs- und Massenzahl der durchquerten Materials
- z - Ladung des einfallenden Teilchens
- T_{max} - maximaler Energieübertrag beim Stoß
- I - materialsabhängige Ionisationskonstante
- γ - Lorentzfaktor
- δ - Dichtekorrekturfaktor

Der maximale Energieübertrag beim Stoß eines Teilchens mit einem Hüllenelektron des Füllgases ist von der Masse des stoßenden Teilchens und dessen Geschwindigkeit β abhängig.

Neben der Flugzeit und Impuls Korrelationen können Teilchen unabhängig davon mit der dE/dx Impulskorrelationen identifiziert werden. In Abbildung 2.6 sind exemplarisch Energieverlustkurven berechnet mit der Bethe-Bloch-Formel eingezeichnet.

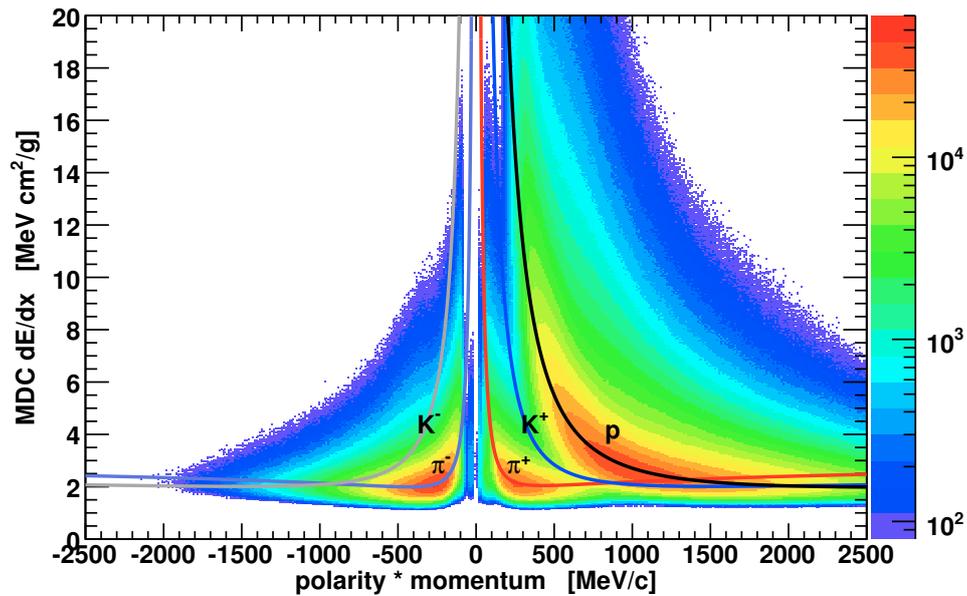


Abbildung 2.6: Teilchenidentifikation mittels Energieverlust: dargestellt ist die MDC- $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung als Funktion des Impulses. Die eingezeichneten Linien entsprechen dem mithilfe der Bethe-Bloch-Formel berechneten Energieverlust der Teilchen [11].

Kapitel 3

Analyse der höheren Momente der Protonenanzahl

Für diese Analyse werden Au+Au Kollisionen mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.41$ GeV ausgewertet. Dabei wird die Fluktuation der Nettobaryonenzahl als eine mögliche Observable betrachtet, die sensitiv auf die Existenz eines kritischen Punktes reagieren könnte. Dazu wird in jedem Stoßevent die Anzahl der Protonen bestimmt, die in einem gegebenen kinematischen Bereich registriert werden. Diese Anzahl der Protonen wird für alle Events bestimmt und in Event-by-Event-Verteilungen dargestellt. Anschließend werden diese Verteilungen nach Fluktuationen untersucht, um Hinweise auf einen kritischen Punkt zu finden.

In der Quelle [7] wurde gezeigt, dass die Nettoprotonenanzahl ΔN repräsentativ für die Erhaltungsgröße der Baryonenzahl verwendet werden kann. Da es bei diesen Au+Au Kollisionsenergien nicht zur Produktion von Antiprotonen kommt, wird eine Event-by-Event Analyse der Protonenanzahl durchgeführt. Diese Verteilungen werden anschließend statistisch ausgewertet indem die höheren Momente der Verteilungen berechnet werden. Außerdem wird die Analyse in Anlehnung einer Veröffentlichung der STAR¹ Collaboration [1] für Variationen der Zentralität sowie des Rapiditäts- und des transversalen Impulsbereiches ausgeführt.

3.1 Vorhergehende Untersuchungen

Die STAR Collaboration am Brookhaven National Laboratory hat im September 2013 eine Veröffentlichung über die *Energy Dependence of Moments of Net-proton Multiplicity Distributions at RHIC* veröffentlicht. Darin werden die höheren Momente und deren Produkte von Netto-Protonen-Verteilungen untersucht. Die Daten dazu wurden in Au+Au-Kollisionen im *Beam Energy Scan* mit verschiedenen Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV in den Jahren 2010 und 2011 aufgenommen.

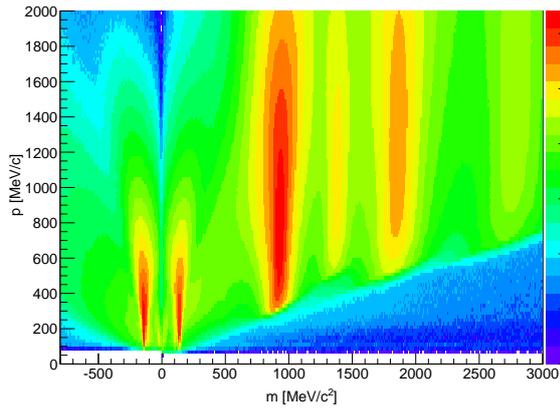
¹Solenoidal Tracker At RHIC

Die Verteilungen werden zusätzlich zur Energieabhängigkeit auch zentralitätsabhängig betrachtet. Dazu werden 0-5%, 30-40% und 70-80% zentralste Stöße untersucht.

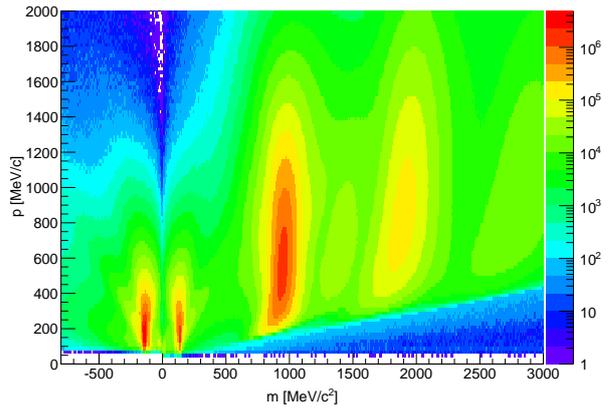
3.2 Identifikation der Protonen

Das Proton ist das leichteste Baryon und besteht aus zwei up- und einem down-Quark (uud) und ist das einzig stabile Hadron. Es ist elektrisch positiv geladen und besitzt eine Masse von $938.27 \text{ MeV}/c^2$.

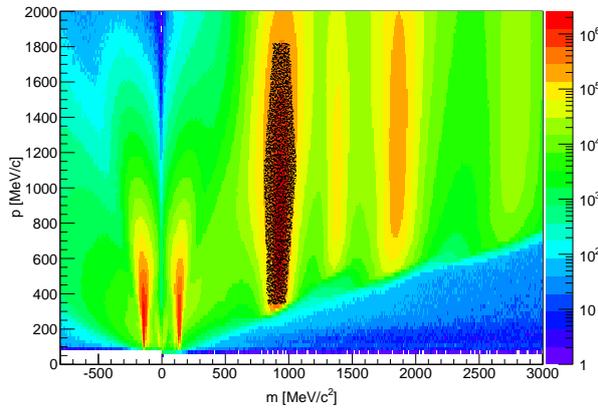
Anhand seiner Masse lässt sich das Proton eindeutig identifizieren. In Abbildung 3.1 ist die Masse m in MeV/c^2 gegen den Impuls p in MeV/c aufgetragen. Die Protonen werden mit Hilfe einer Selektion um die Masse $938.27 \text{ MeV}/c^2$ identifiziert. Alle Teilchen, die innerhalb des schwarz markierten Selektionsbereiches liegen, werden für die weitere Analyse verwendet und als Protonen gewertet.



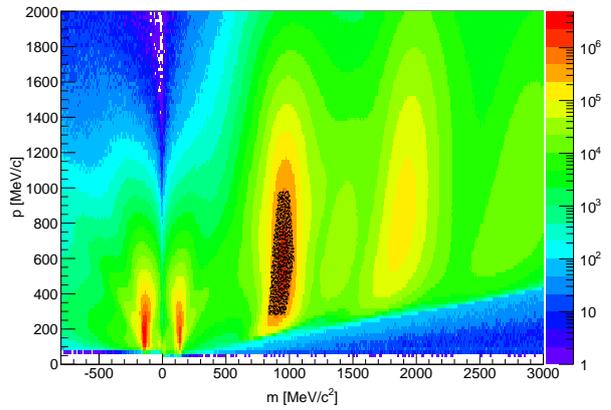
(a) Impuls-Masse-Verteilung im RPC Detektor



(b) Impuls-Masse-Verteilung im TOF Detektor



(c) Selektierte Protonen im RPC Detektor



(d) Selektierte Protonen im TOF Detektor

Abbildung 3.1: Aufgetragen ist der Impuls gegen die Masse der Teilchen in den verschiedenen Detektorsystemen. Anhand der Masse können nun die Protonen selektiert werden. Der schwarz markierte Bereich in (c) und (d) beinhaltet die zur weiteren Analyse verwendeten Protonen.

3.3 Auswahl des kinematischen Bereiches

Nach der Identifikation der Protonen wird nun der kinematische Bereich festgelegt, in dem die Protonen analysiert werden. Bei der Auswahl des kinematischen Bereiches wurde sich an der STAR Veröffentlichung orientiert, jedoch musste diese aufgrund der niedrigeren Schwerpunktenenergie angepasst werden. Bei der Auswahl des kinematischen Bereiches muss auf eine stabile Effizienz geachtet werden, d.h. dass keine Randbereiche des Detektors in die Auswertung einfließen. In Abbildung 3.2 ist die Rapidity y gegen den transversalen Impuls p_t aufgetragen.

Analog zur STAR Collaboration [1] wurde der p_t -Bereich zunächst von 400-800 MeV/c ausgewählt, jedoch in späteren systematischen Untersuchungen auf 300 - 800 MeV/c erweitert. Das Rapidityfenster konnte jedoch aufgrund der niedrigeren Energie nicht übernommen werden, da es außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektors liegt. Bei der Wahl des Rapidityfensters ist also zunächst zu beachten, dass es vom Detektor komplett abgedeckt wird und nicht in Randbereiche des Detektors hineinreicht. Darüber hinaus sollte es ebenfalls nicht in die kinematischen Bereiche der Spektatoren hineinreichen, da diese Teilchen keine oder nur eine geringe Anzahl von Interaktionen aufweisen. Ferner ist zu beachten, dass die Anzahl der verbleibenden Teilchen im gewählten kinematischen Bereich ausreichend groß ist, um statistische Methoden sinnvoll anwenden zu können.

Des Weiteren sollte folgende Bedingung erfüllt sein: [9]

$$\Delta y_{total} \ll \Delta y_{accept} \ll \Delta y_{corr} \quad (3.1)$$

Das bedeutet, dass das ausgewählte Rapidityfenster kleiner als die gesamte Rapidityverteilung, jedoch deutlich größer als die Korrelationslänge des Systems sein muss. Ansonsten ist entweder kein Signal oder es sind keine physikalisch relevanten Fluktuationen vorhanden.

Zur Bestimmung der Auswahl des kinematischen Bereiches wird zunächst die Breite der Rapidityverteilungen von STAR und HADES betrachtet, um eine Skalierung des Bereiches durchzuführen.

$$\sigma_Y = \sqrt{\frac{T}{mc^2}} \quad (3.2)$$

Mit den inversen Slope Parametern $T_{STAR_Proton} = 420$ MeV und $T_{HADES_Proton} = 120$ MeV ergibt sich, dass das STAR Rapidityfenster $|y| \pm 0.5$ für die HADES Verteilung auf $|y| \pm 0.25$ reduziert werden muss. In der weiteren Analyse werden die Rapiditybereiche $|y| \pm 0.25$, $|y| \pm 0.125$, $|y| \pm 0.005$ bis $|y| \pm 0.012$ untersucht, um auch die Rapidityabhängigkeit der Ergebnisse zu kontrollieren. Die untersuchten Bereiche sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

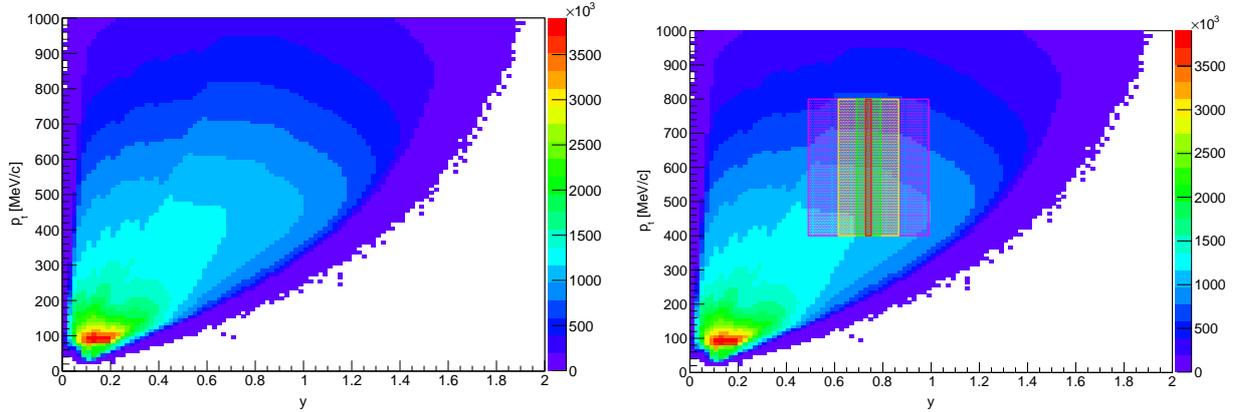


Abbildung 3.2: Dargestellt ist die Rapidity y gegen den transversalen Impuls p_t von Protonen. In der rechten Abbildung sind zusätzlich die untersuchten Bereiche eingezeichnet: die Rapiditybereiche $|y| \pm 0.012$ (rot), $|y| \pm 0.05$ (grün), $|y| \pm 0.125$ (gelb) und $|y| \pm 0.25$ (violett) mit jeweils $p_t=400-800$ MeV/c.

3.4 Multiplizitätsklassen

Die Protonenverteilungen werden im Folgenden zentralitätsabhängig für den TOF- und RPC-Detektor betrachtet. Mit wachsender Multiplizität nimmt die Zentralität der Ereignisse zu. Die Einteilung der Zentralität ergibt sich aus einem Glauber Fit der Au+Au-Kollisionen bei 1.23A GeV [8]. Daraus ergeben sich vier Multiplizitäts- bzw. Zentralitätsklassen, die im weiteren untersucht werden können.

Class	N_{part}	b	N_{low}	N_{high}
0-10 %	303	3.1	≥ 68	< 140
10-20 %	215	5.6	≥ 44	< 68
20-30 %	150	7.2	≥ 28	< 44
30-40 %	103	8.6	≥ 17	< 28

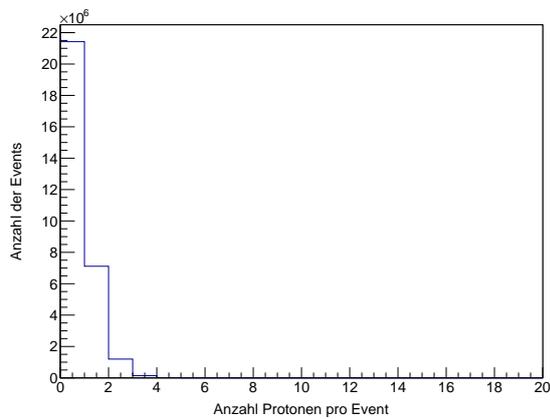
Tabelle 3.1: Die Zentralität eines Events bestimmt sich aus der Anzahl produzierter Teilchen [8].

3.5 Event by Event Auswertung

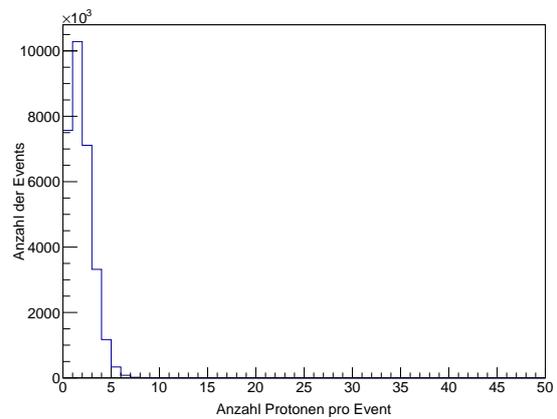
In der Event-by-Event Auswertung wird in jedem Event bestimmt, wie viele Protonen in den betrachteten kinematischen Bereich emittiert werden. Dazu werden alle Protonen gewertet, die innerhalb des Selektionsbereiches liegen und zusätzlich den variierenden Parametern Zentralität und Rapiditybereich entsprechen. In Abbildung 3.3 sind beispielhaft

die Verteilungen für 0-10% zentrale Stöße und die verschiedenen Rapiditybereiche dargestellt.

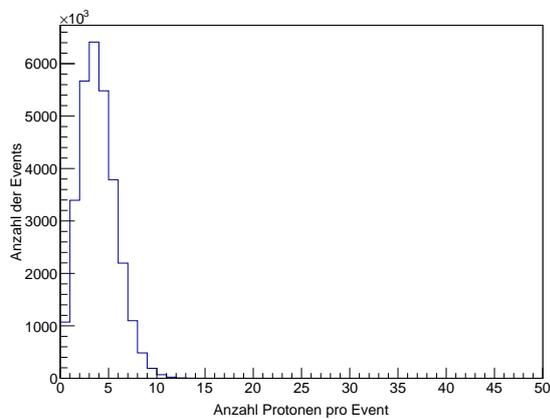
Die Verteilung für den Rapiditybereich $|y| \pm 0.012$ (Abb. 3.3(a)) lässt aufgrund des Erwartungswertes kleiner eins vermuten, dass dieses Fenster zu klein gewählt ist und dass die Probengröße zu klein für eine sinnvolle Bestimmung der höheren Momente ist. Die genaue Analyse folgt in 3.7.1.



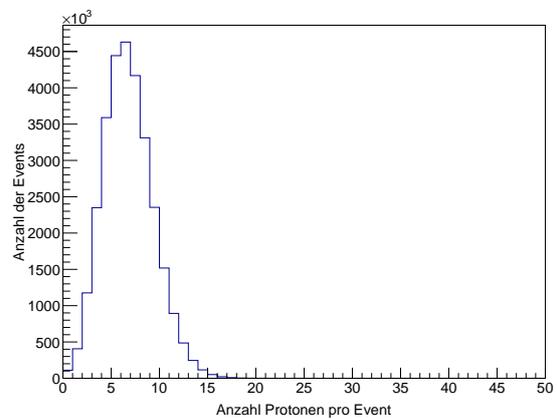
(a) $|y| \pm 0.012$



(b) $|y| \pm 0.05$



(c) $|y| \pm 0.125$



(d) $|y| \pm 0.25$

Abbildung 3.3: Die Protonenverteilungen für 0-10% zentrale Stöße. Dargestellt sind die Graphen der unterschiedlichen Rapiditybereiche $|y| \pm 0.012$, $|y| \pm 0.05$, $|y| \pm 0.125$ und $|y| \pm 0.25$.

3.6 Effizienz- und Akzeptanzkorrektur

Da in den Protonenverteilungen nur die durch HADES detektierte Teilchen dargestellt sind, muss eine Effizienz- und Akzeptanzkorrektur durchgeführt werden. Die Effizienz beschreibt die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors, ein ankommendes Teilchen auch tatsächlich zu detektieren. Da HADES aus verschiedenen Subdetektoren besteht, setzt sich die Gesamteffizienz aus den einzelnen Effizienzen der Detektoren zusammen. Eine Akzeptanzkorrektur ist nötig, da sich das Detektorsystem aus aktiven und inaktiven Detektorvolumen zusammensetzt. So nimmt das Volumen der Haltungsstruktur nicht am Detektionsvorgang teil und Teilchen können in diesen Bereich nicht registriert werden. Mithilfe von Simulationen können jedoch Faktoren zur Effizienz- und Akzeptanzkorrektur bestimmt werden. Dieser Korrekturfaktor ist abhängig von der Auswahl des kinematischen Bereiches und der Zentralität des Stoßes. Die rapiditäts- und zentralitätsabhängigen Korrekturfaktoren sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

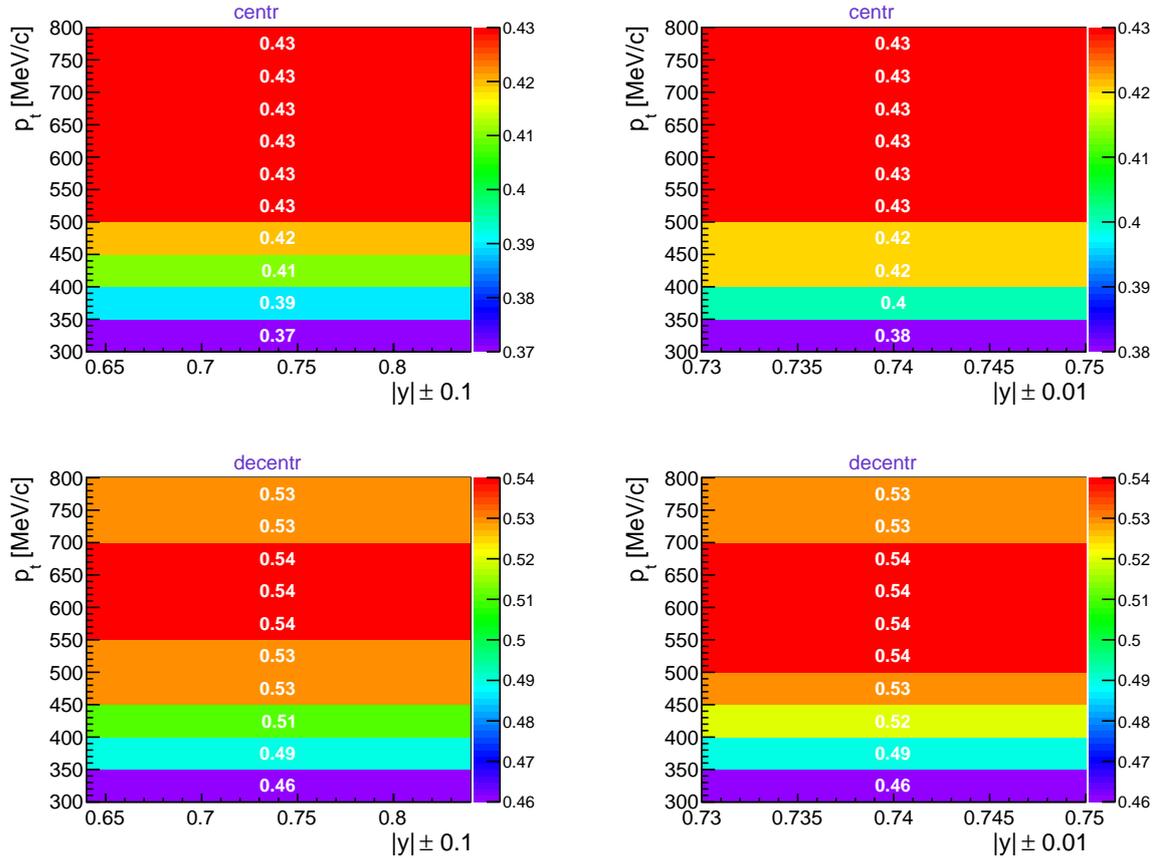


Abbildung 3.4: Rapiditätsabhängige Effizienzkorrektur $eff \cdot acc$. [H. Schuldes]

Für einen p_t -Bereich von 400-800 MeV/c gibt es nur kleine Abweichungen im Korrekturfaktor, so dass mit einem über den ganzen Bereich gemittelten Faktor gerechnet werden kann.

Ebenso ist der Korrekturfaktor nahezu unabhängig von der Breite des Rapiditätsbereiches, der betrachtet wird. Jedoch ändert sich der Korrekturfaktor mit der Zentralität des Stoßes. In Abbildung 3.4 sind die Korrekturfaktoren für zentrale (0-10%) und dezentrale (30-40%) Stöße dargestellt. Die Korrekturfaktoren der weiteren Zentralitätsklassen werden mithilfe linearer Regression bestimmen.

Die zur weiteren Analyse verwendeten Korrekturfaktoren lauten:

	0-10 %	10-20%	20-30%	30-40%
$p_t = 300-400 \text{ MeV}/c$	0.43	0.46	0.5	0.53
$p_t = 400-800 \text{ MeV}/c$	0.39	0.42	0.45	0.48

Tabelle 3.2: Die verwendeten Korrekturfaktoren aus Abb. 3.4. Für die beiden p_t -Bereich wurde jeweils der Mittelwert bestimmt. Die Korrekturfaktoren für die 10-20% und 20-30% zentralsten Stöße wurde mithilfe linearer Regression gebildet.

Dem entsprechend werden diese Korrekturfaktoren in der Berechnung der Momente berücksichtigt. Die Berechnung der höheren Momente mit Korrekturfaktoren ist in Quelle [4] beschrieben.

3.7 Systematische Untersuchungen

3.7.1 Rapiditätsabhängigkeit

Nach der Event-by-Event Auswertung der Protonen kann nun mit der Effizienzkorrektur die Berechnung der höheren Momente der Verteilungen stattfinden. Eine Erläuterung zu den Momenten befindet sich im Anhang A.

Dazu wurden zunächst die ersten vier Momente berechnet und anschließend die Produkte $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ gebildet. Diese Produkte ergeben bei reinen Poisson-verteilten Daten gleich eins.

$$Skewness \cdot Sigma = Kurtosis \cdot Sigma^2 = 1 \quad (3.3)$$

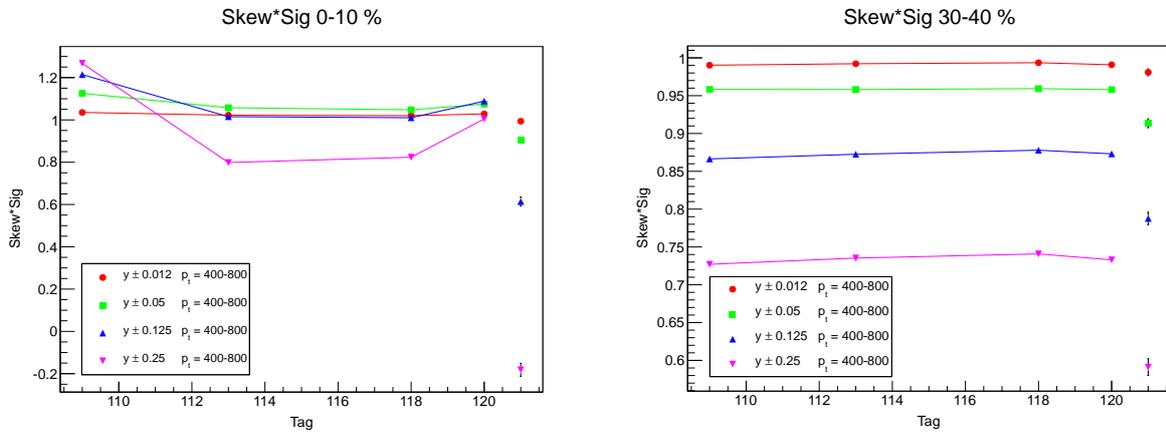
In Abbildung 3.5 sind jeweils die beiden Produkte für die Multiplizitäten 0-10% und 30-40% dargestellt, die an den Tagen 109, 113, 118 und 120 der Strahlzeit ausgewertet wurden. Anhand dieser Plots kann nun nochmals das Rapiditätsfenster um die mittlere Rapidität von $|y| = 0.74$ überprüft werden.

Allgemein fällt auf, dass die Produkte für zentrale Stöße etwas größer als eins sind, während die Produkte für die dezentralen Stöße etwas kleiner als eins. Die Produkte werden mit zunehmender Breite des Rapiditätsbereichs für die dezentralen Stöße immer kleiner. Für die zentralen Stöße ist die Abhängigkeit von der Breite des Rapiditätsbereichs nicht ganz so eindeutig; je breiter das Fenster für $Kurtosis \cdot Sigma^2$, desto größer wird das Produkt.

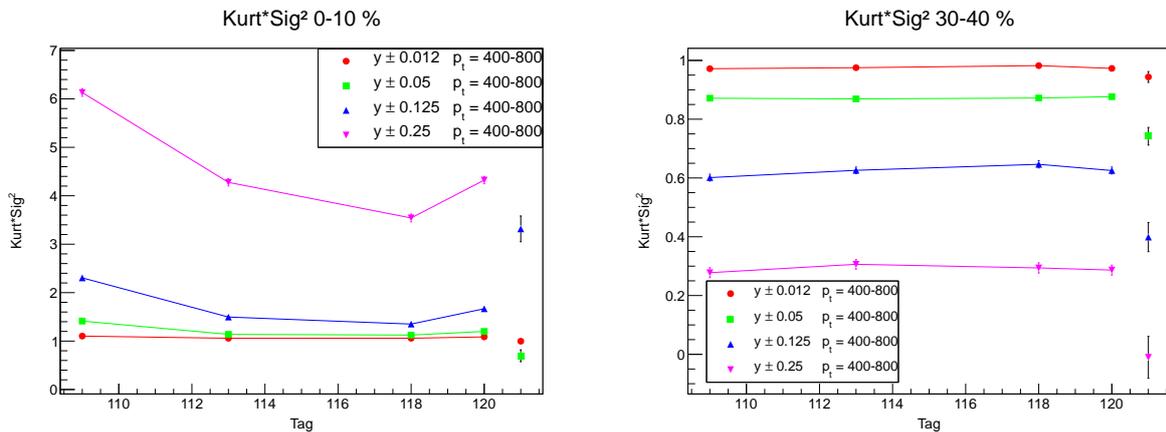
Für $Skewness \cdot Sigma$ scheint das Produkt mit zunehmender Breite kleiner zu werden, wenn das schmalste Fenster nicht beachtet wird.

Für die 0-10 % zentralen Stöße zeigt sich, dass das mit der STAR Rapiditätsverteilung skalierte Fenster $|y| \pm 0.25$ (magenta) nicht stabil für die verschiedene Tage der Strahlzeit ist und signifikante tagesabhängige Fluktuationen vorliegen. Der Grund dafür muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden. Aufgrund dieser Fluktuationen wird dieses Rapiditätsfenster für die weitere Analyse nicht weiter verwendet.

Der kleinste Bereich $|y| \pm 0.012$, in der Grafik rot eingezeichnet, weist die größte Konstanz über die verschiedenen Tage der Strahlzeit auf. Da der Erwartungswert dieser Verteilung < 1 ist, konvergieren die Produkte $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ gegen eins. Dieses Rapiditätsfenster ist also zu schmal, um daraus physikalische Ergebnisse zu erhalten.



(a) Produkt $Skew \cdot Sig$ für die Multiplizität 0-10% (b) Produkt $Skew \cdot Sig$ für die Multiplizität 30-40%



(c) Produkt $Kurt \cdot Sig^2$ für die Multiplizität 0-10% (d) Produkt $Kurt \cdot Sig^2$ für die Multiplizität 0-10%

Abbildung 3.5: Ausgewertet wurden die Produkte der höheren Momente für die Tage 109, 113, 118 und 120 der Strahlzeit 2012 sowie UrQMD. Dabei wurden zentrale Stöße (0-10%) und dezentrale Stöße (30-40%) betrachtet. Ausgewertet wurde der Einfluss der Größe des kinematischen Bereichs.

3.7.2 Vergleich mit UrQMD

Zusätzlich zur Auswertung der aufgezeichneten Daten aus der Strahlzeit 2012 wurde die Analyse für UrQMD simulierte Daten, ein Transportmodell ohne kritischen Punkt, durchgeführt. Das Ergebnis von UrQMD ist in Abbildung 3.5 durch die Punkte in den Graphen ($x=121$) dargestellt.

Für die dezentralen Stöße (30-40%) sind die UrQMD Produkte kleiner als die aufgenommenen Daten. Jedoch zeigt sich, dass der Trend in der Rapiditätsabhängigkeit erhalten bleibt. Je breiter das Rapiditätsfenster wird, desto kleiner wird sowohl das Produkt der Daten als auch der UrQMD Simulation.

Für die 0-10% zentralsten Stöße ist der Faktor zwischen den Daten und der UrQMD Simulation wesentlich größer. Der $Kurt \cdot Sig^2$ -Wert für $|y| \pm 0.25$ ist in Abbildung 3.5(c) nicht mehr dargestellt, da dieses Produkt bei 20.19 liegt. Bei Vernachlässigung des Rapiditätsfensters von $|y| \pm 0.012$, das in Kapitel 3.7.1 bereits verworfen wurde, folgt auch hier die Simulation dem Trend der Daten. Für $Skew \cdot Sig$ variieren die Produkte an den verschiedenen Tagen sehr stark, allgemein wird aber mit Vergrößerung des Rapiditätsbereichs das Produkt kleiner. Für $Kurt \cdot Sig^2$ wird das Produkt hingegen mit Vergrößerung des Rapiditätsbereichs größer. Die aufgenommenen Daten und die UrQMD Daten stehen also nicht im Konflikt zueinander.

3.7.3 Erweiterung des p_t -Bereichs

Bisher wurde analog zu STAR ein p_t -Bereich von 400-800 MeV/c betrachtet. Dieser Bereich wurde mit einem mittleren Faktor der Effizienzkorrektur aus Abbildung 3.4 in der Berechnung der Momente korrigiert. Eine Betrachtung des kinematischen Bereichs (Abb. 3.2) zeigte jedoch, dass bei der niedrigeren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.41$ GeV auch ein Bereich $p_t = 300 - 800$ MeV/c möglich ist. Dazu ist es jedoch notwendig, die Effizienzkorrektur mit zwei unterschiedlichen Faktoren durchzuführen: von 300-400 MeV/c und von 400-800 MeV/c (siehe Tabelle 3.2).

In Abbildung 3.6 sind die beiden Produkte $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ wieder für die Tage 109, 113, 118 und 120 der Strahlzeit dargestellt. In den Grafiken werden für die Rapiditätsbereiche $|y| \pm 0.05$ und $|y| \pm 0.125$ die beiden unterschiedlichen p_t -Bereiche verglichen. Dabei wurde $p_t = 400 - 800$ MeV/c mit einem Korrekturfaktor und $p_t = 300 - 800$ MeV/c mit zwei Korrekturfaktoren gewichtet. Es zeigt sich, dass das größere p_t -Fenster die Produkte ganz leicht verschiebt. Für dezentrale Stöße werden die Produkte für $p_t = 300 - 800$ MeV/c um einen gewissen Faktor kleiner, wobei der Faktor mit zunehmender Größe des Rapiditätsfensters zunimmt. Für die zentralen Stöße ist die Tendenz wieder nicht eindeutig, jedoch liegt auch hier nur ein kleiner Faktor zwischen den unterschiedlichen p_t -Bereichen. Wie auch schon in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, gibt es leichte Fluktuationen für die zentralsten Kollisionen über die verschiedenen Tage der Strahlzeit.

Zusammenfassend ist der Einfluss der Erweiterung des p_t -Bereiches für $Skew \cdot Sig$ im

Rahmen von 3% und für das Produkt $Kurt \cdot Sig^2$ im Rahmen von 9% vernachlässigbar, so dass das größere p_t -Fenster von 300-800 MeV/c mit zwei Korrekturfaktoren im Weiteren betrachtet wird.

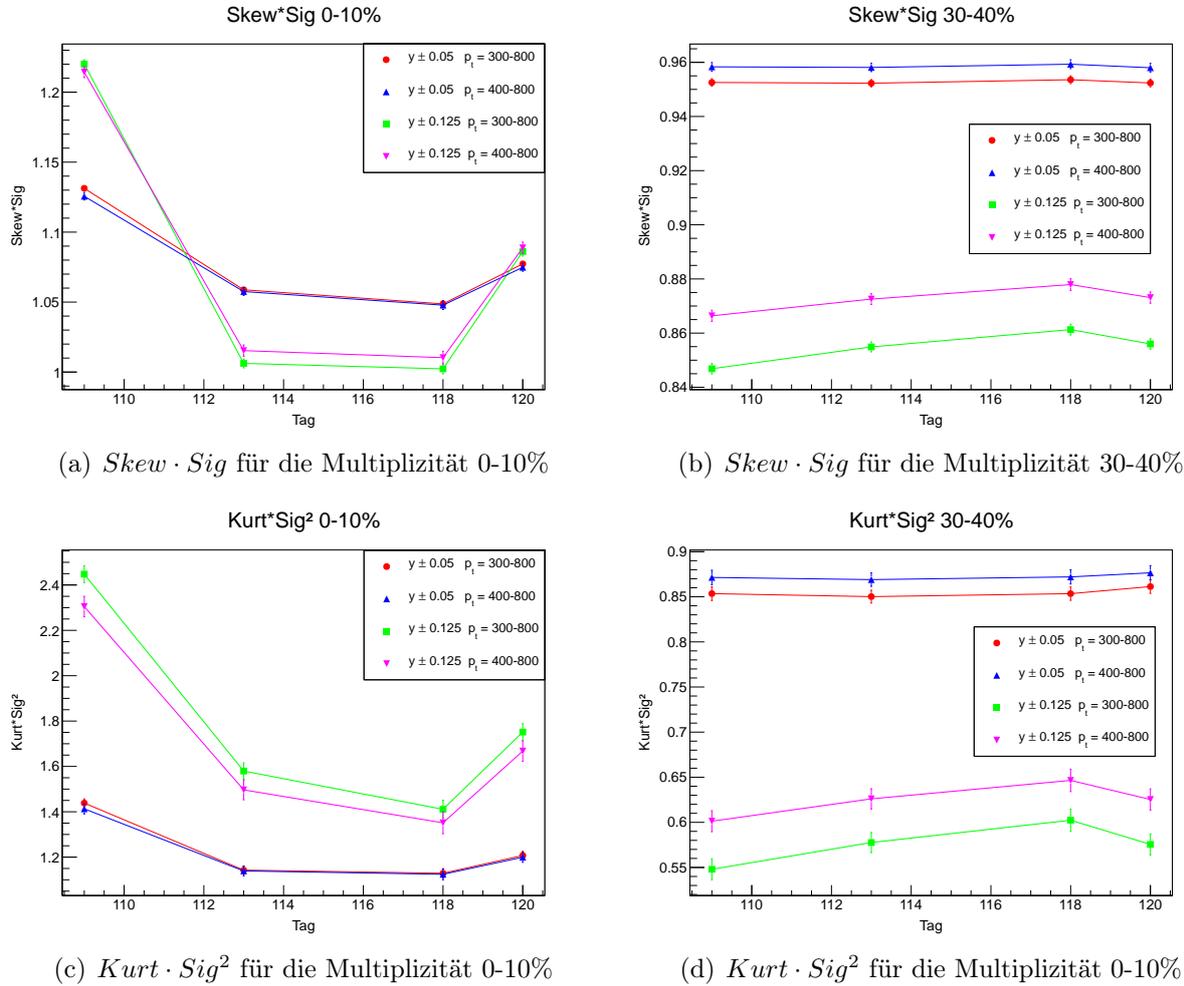


Abbildung 3.6: Dargestellt sind die höheren Momente der Produkte $Skew \cdot Sig$ und $Kurt \cdot Sig^2$ für die beiden verschiedenen Zentralitäten. Dabei werden die Produkte für unterschiedliche p_t -Bereiche jeweils miteinander verglichen. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse von $Skew \cdot Sig$ im Rahmen von 3% und $Kurt \cdot Sig^2$ im Rahmen von 9% übereinstimmen und der Trend der Daten unverändert bleibt. Ab sofort wird die Analyse mit einem p_t -Bereich von 300-800 MeV/c durchgeführt.

Kapitel 4

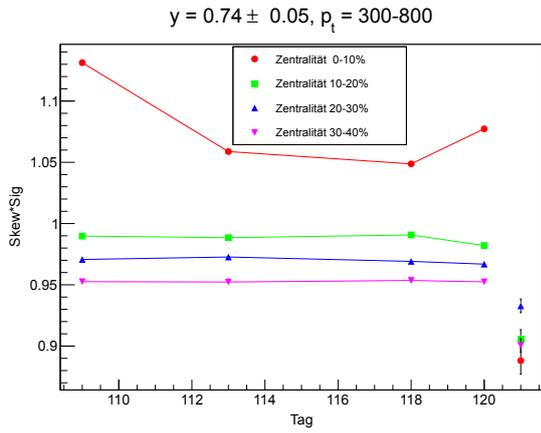
Ergebnisse und Diskussion

Aufgrund der vorangegangenen Auswertungen in Kapitel 3 können nun die Ergebnisse der Analyse der höheren Momente von Protonenraten dargestellt werden. Dazu werden die Produkte $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ der Protonenraten an den Tagen 109, 113, 118 und 120 der Strahlzeit im Jahr 2012 betrachtet. Der kinematische Bereich wurde in 3.7.3 auf ein p_t -Fenster von 300 - 800 MeV/c festgelegt, während für die Rapidität y weiterhin die beiden Bereiche $|y| \pm 0.05$ sowie $|y| \pm 0.125$ betrachtet werden. Zunächst werden die Produkte zentralitätsabhängig in diesen beiden kinematischen Bereichen ausgewertet. Anschließend werden wir die Ergebnisse der STAR Collaboration betrachten, um diese mit unseren Ergebnissen zu vergleichen.

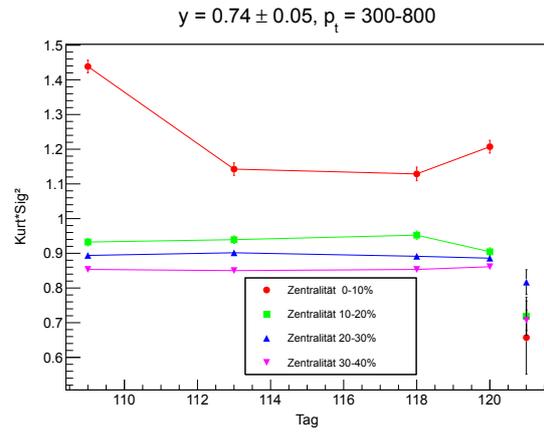
4.1 Zentralitätsabhängige Analyse der Produkte

Die Produkte der höheren Momente $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ werden nun zentralitätsabhängig für verschiedene Tage der Strahlzeit betrachtet. Dabei werden die Multiplizitäten 0-10%, 10-20%, 20-30% und 30-40% zentrale Stöße und der kinematische Bereich von $|y| \pm 0.05$ sowie $|y| \pm 0.125$ und $p_t = 300 - 800$ MeV/c ausgewählt.

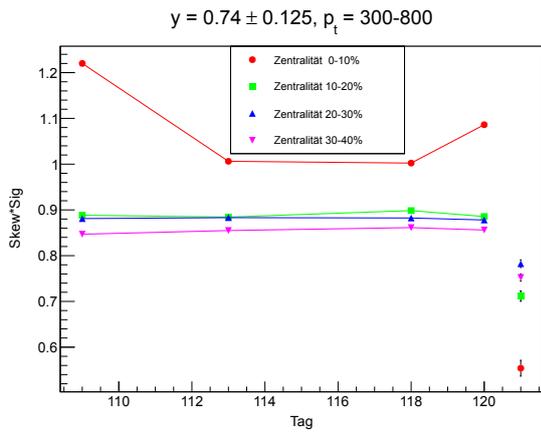
Je zentraler die Stöße, desto größer sind die Produkte der höheren Momente. Für 0-10% zentrale Stöße variiert das Produkt über die verschiedenen Tage der Strahlzeit sehr stark und liegt über dem Wert eins. Die anderen Zentralitäten sind über die verschiedenen Tage der Strahlzeit im Rahmen ihrer statistischen Fehler konstant und liegen unterhalb des Wertes eins. Zusätzlich zur Zunahme der Produkte mit steigender Zentralität ist noch eine Abnahme der Produkte mit Vergrößerung des kinematischen Bereichs von $|y| \pm 0.05$ auf $|y| \pm 0.125$ feststellbar. Die Breite des Rapiditätsfensters variiert also die Produkte, jedoch bleibt die Hierarchie erhalten.



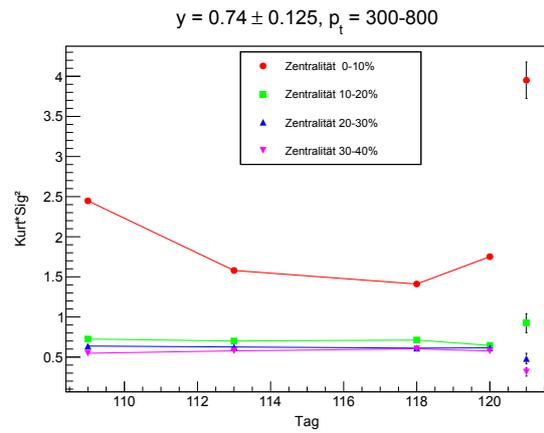
(a) Produkt $Skew \cdot Sig$



(b) Produkt $Kurt \cdot Sig^2$



(c) Produkt $Skew \cdot Sig$



(d) Produkt $Kurt \cdot Sig^2$

Abbildung 4.1: Dargestellt sind die Produkte der höheren Momente für verschiedene Multiplizitäten. Dabei wurde bei (a) und (b) der Bereich von $|y| \pm 0.05$ und $p_t = 300 - 800$ MeV/c betrachtet. In (c) und (d) wurde der Bereich von $|y| \pm 0.125$ und $p_t = 300 - 800$ MeV/c betrachtet.

In Abbildung 4.1 (a) und (c) ist $Skewness \cdot Sigma$ für die beiden Rapiditätsbereiche dargestellt. Mit zunehmender Zentralität des Stoßes steigt auch das Produkt an. Während das Produkt für 10-20%, 20-30% und 30-40% zentralste Stöße unterhalb des Wertes eins liegt, ist das Produkt für beide Rapiditätsbereiche größer eins.

Jedoch ändert sich mit Verbreiterung des Rapiditätsfensters auch das Ergebnis des Produkts: für $|y| \pm 0.125$ (Abb. 4.1(c)) liegt das Produkt zwischen 0.85 - 0.9 für die periphereren Stöße. Mit Verkleinerung des Rapiditätsbereiches auf $|y| \pm 0.05$ wird das Ergebnis größer und liegt zwischen 0.95 - 0.99. Für die 0-10% zentralsten Stöße liegen die Ergebnisse für $|y| \pm 0.125$ zwischen 1 - 1.22, während dieser Bereich mit Verkleinerung des Fensters abnimmt und nur noch zwischen 1.05 und 1.13 liegt. Das kleine Rapiditätsfenster sorgt also dafür, dass der Wertbereich der Produkte kleiner wird und näher an dem Wert eins liegt.

Die UrQMD simulierten Daten sind an der Stelle $x=121$ in Form von Punkten dargestellt. Das Produkt der UrQMD simulierten Daten liegt unterhalb der experimentellen Daten. Die klare Tendenz der experimentellen Daten, dass das Produkt mit steigender Zentralität zunimmt, ist hier nicht zu erkennen. Das Produkt der zentralsten Kollisionen ist in UrQMD das kleinste Produkt, während 20-30 % zentralste Stöße den größten Betrag haben. Jedoch zeigt sich analog der experimentellen Daten, dass der Bereich der Ergebnisse mit Verkleinerung des Rapiditätsfensters kleiner wird und näher an die experimentellen Daten reicht.

Für das Produkt $Kurtosis \cdot Sigma^2$ (Abb. 4.1(b) und (d)) sehen die Tendenzen sehr ähnlich aus. Auch hier steigt mit zunehmender Zentralität das Produkt und liegt für die zentralsten Kollisionen über dem Wert eins. Ebenfalls verbreitert sich die Streuung um den Wert eins mit Vergrößerung des Rapiditätsfensters.

Während die UrQMD simulierten Daten für $Kurtosis \cdot Sigma^2$ für $|y| \pm 0.05$ und $p_t = 300 - 800$ MeV/c dem Trend von $Skewness \cdot Sigma$ folgt, ist für $|y| \pm 0.125$ und $p_t = 300 - 800$ MeV/c eine neue Entwicklung zu sehen. Auch der UrQMD Wert für 0-10% zentrale Stöße liegt oberhalb von eins und sogar weit oberhalb der experimentellen Daten. Die Ergebnisse für die restlichen Zentralitäten liegen unterhalb von eins und zeigen dieselbe Reihenfolge wie die experimentellen Daten.

4.2 Ergebnisse der STAR Collaboration

Die Ergebnisse von STAR sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Es wurden die Produkte der höheren Momente $Skewness \cdot Sigma$, $Kurtosis \cdot Sigma^2$ sowie das normierte Produkt $\frac{Skewness \cdot Sigma}{Skellam}$ der Netto-Protonen-Verteilungen gebildet und für die Zentralitäten 0-5% und 70-80% dargestellt. Diese Analyse konnte für die Kollisionsenergien $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV ausgewertet werden.

Die roten Kreise stellen die zentralen (0-5%) Kollisionen und die leeren Quadrate die peripheren (70-80%) Kollisionen dar. Die gestrichelten Linien in der oberen Abbildung entsprechen den zentralitätsabhängigen Skellam-Verteilungen. Als Vergleich der zentralen Kollisionen mit dem UrQMD Model dient das rote Band.

In der oberen Abbildung ist das Produkt $Skewness \cdot Sigma$ dargestellt. Man stellt fest, dass die experimentellen Daten der Skellam-Verteilung grundsätzlich folgen. Für niedrige Strahlenergien ist das Produkt nahe eins, da kaum Antiprotonen produziert werden. Mit höheren Energien steigt die Anzahl produzierter Antiprotonen und das Produkt $Skewness \cdot Sigma$ weicht weiter von eins ab und wird kleiner. Nur für die niedrigen Strahlenergien von 7.7, 11.5, 19.6, 27 GeV gibt es leichte Abweichungen von der Skellam-Verteilung in zentralen Kollisionen. Das mit der Skellam-Verteilung normierte Produkt $Skewness \cdot Sigma$ ist in der unteren Abbildung und das Produkt $Kurtosis \cdot Sigma^2$ in der mittleren Abbildung dargestellt.

Die zugehörigen Ergebnisse aus p+p Kollisionen entsprechen den peripheren Au+Au Kollisionen für $\sqrt{s_{NN}} = 62.5$ und 200 GeV. Für $\sqrt{s_{NN}} < 39$ GeV kann man Unterschiede zwischen den 0-5% zentralen und den 70-80% zentralen Kollisionen erkennen. Anhand der Fehlerbalken lässt sich erkennen, dass für die niedrigen Energien $\sqrt{s_{NN}} < 19$ GeV mehr Statistik benötigt wird. UrQMD Model Berechnungen sind in den unteren beiden Abbildungen für 0-5% zentrale Kollisionen dargestellt. Die UrQMD Ergebnisse zeigen eine monotone Verringerung der Produkte mit sinkender Strahlenergie. Für die Strahlenergien $\sqrt{s_{NN}} > 39$ GeV sind die beiden Produkte $Skewness \cdot Sigma$ und $Kurtosis \cdot Sigma^2$ für zentrale und periphere Au+Au Kollisionen sowie p+p Kollisionen gleich. Abweichungen für beide Produkte von HRG und der Skellam-Verteilung sind bei einer Strahlenergie $\sqrt{s_{NN}} \leq 27$ GeV zu beobachten.

Die STAR Collaboration kam zu der Schlussfolgerung, dass eine Aussage über die Existenz eines kritischen Punktes erst nach einem Vergleich mit QCD Rechnungen, die einen kritischen Punkt beinhalten, getroffen werden kann.

Zusammenfassend zeigen die beiden Produkte eine Zentralitäts- und Energieabhängigkeit.

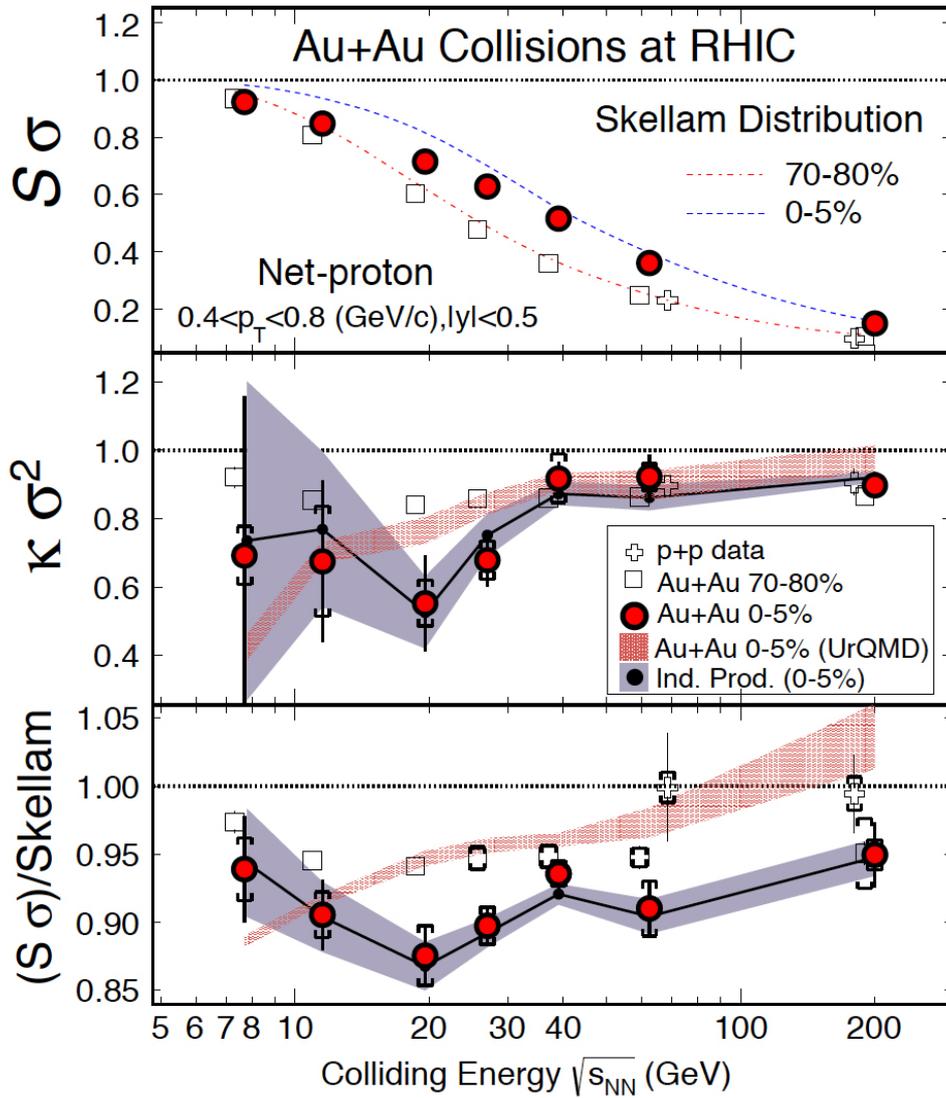


Abbildung 4.2: Dargestellt sind die zentralitäts- und kollisionsenergieabhängigen höheren Momente der Netto-Protonen in Au+Au Kollisionen am RHIC.[1]

4.3 Vergleich mit den Ergebnissen der STAR Collaboration

Unsere Ergebnisse reihen sich mit einer Energie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.41$ GeV in die energieabhängige Analyse der höheren Momente der STAR Collaboration ein. Die linke Seite von Abbildung 4.3 stellt unsere Ergebnisse dar, während auf der rechten Seite die Ergebnisse der STAR Collaboration übernommen wurden.

Während die STAR Collaboration die Produkte 0-5% zentraler und peripherer (70-80%) Kollisionen untersucht hat, haben wir 0-10% zentrale und semi-periphere (30-40%) Kollisionen untersucht. Außerdem sind in unseren Ergebnissen (Abbildung 4.3) UrQMD simulierte Daten für 0-10% zentrale Stöße eingezeichnet.

Da bisher noch nicht eindeutig festgelegt werden konnte, wie groß das Rapiditätsfenster sein muss bzw. darf und welchen Einfluss die Größe des Rapiditätsfensters auf die Produkte der höheren Momente hat, sind in der linken Abbildung beide untersuchten Rapiditätsbereiche dargestellt.

Es fällt auf, dass die Produkte von STAR umso höher werden, je dezentraler das Ereignis ist. Jedoch liegen alle Werte unterhalb des Wertes eins. In unseren Daten zeigt sich ein entgegengesetzter Trend: je dezentraler das Ereignis, desto niedriger sind die Produkte. Außerdem sind unsere Produkte für zentrale Stöße (0-10%) oberhalb des Wertes eins.

Da bei den SIS18 Energien keine Antiprotonen gebildet werden, benötigen wir keine Normierung mit der Skellam-Verteilung und für $\mu_2=0$ gilt $\frac{Skewness \cdot \sigma}{Skellam} = Skewness \cdot \sigma = 1$. Die HADES Ergebnisse in der oberen und unteren Box sind somit identisch.

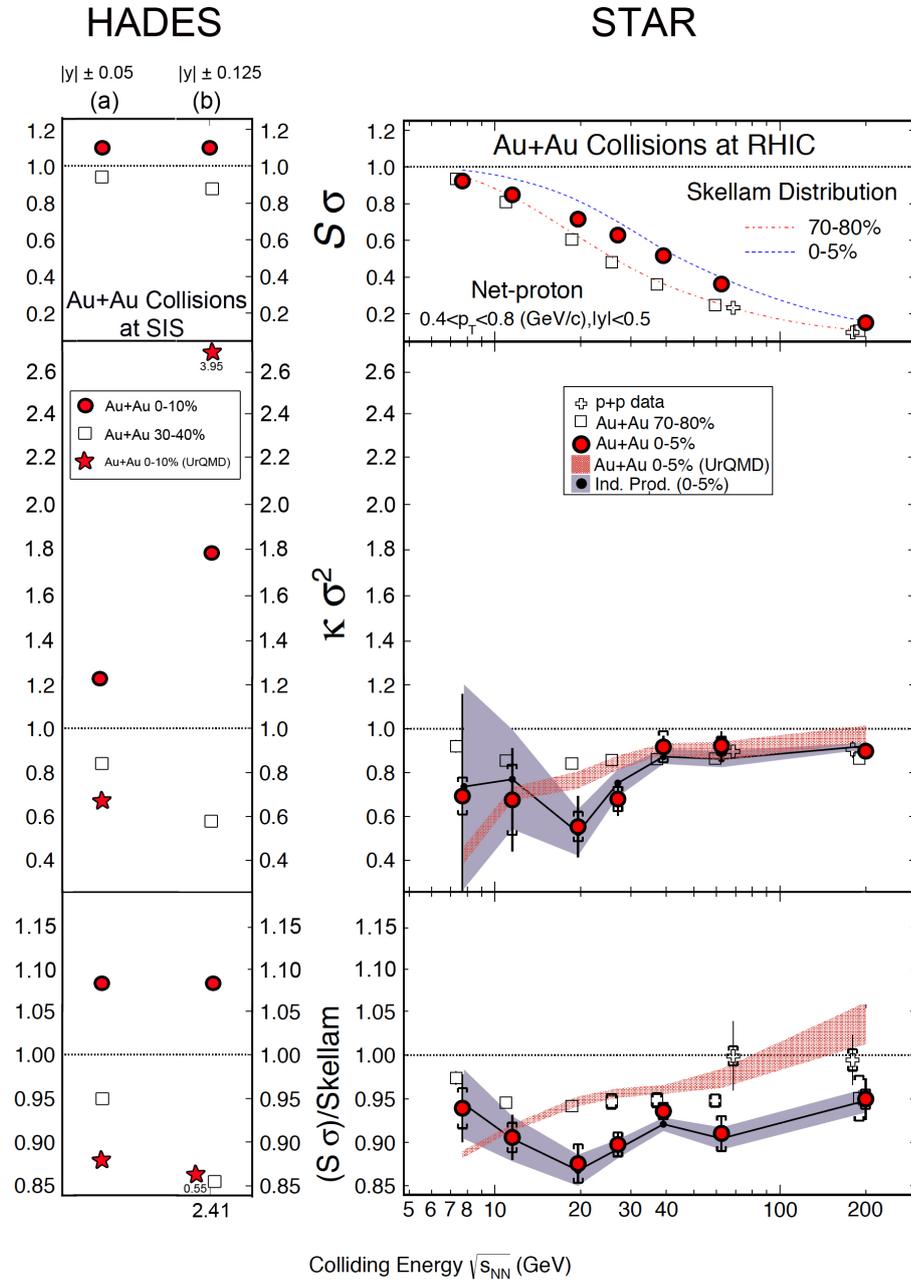


Abbildung 4.3: Dargestellt sind die zentralitäts- und kollisionsenergieabhängigen höheren Momente der Netto-Protonen in Au+Au Kollisionen am RHIC und SIS18. Die Ergebnisse für zentrale Au+Au Kollisionen (0-5% am RHIC bzw. 0-10% am SIS) sind durch rot gefüllte Kreise dargestellt und für dezentrale Stöße (70-80% am RHIC bzw. 30-40% am SIS) durch Quadrate. Des Weiteren sind p+p Kollisionen am RHIC durch Kreuze eingezeichnet. Das rot-schraffierte Band stellt den UrQMD Vergleich zu 0-5% zentrale Au+Au Kollisionen dar, während das violette Band die unabhängige Proton-Antiproton Produktion [1]

4.4 Diskussion und Ausblick

Die Analyse der Produkte höherer Momente der Protonenraten in Au+Au Kollisionen wurde zentralitätsabhängig für eine Energie von 2.41 GeV durchgeführt.

Im Laufe der Analyse hat sich gezeigt, dass die Wahl des kinematischen Bereiches Einfluss auf die Produkte hat. In weiteren Analysen muss geklärt werden, wie die Wahl des Rapiditätsfensters die Produkte verändert beziehungsweise welche physikalisch sinnvolle Größe sich für das Rapiditätsfenster ergibt. Das Rapiditätsfenster, welches sich aus dem Vergleich mit der STAR Collaboration ergeben hat, ist aufgrund von großen tagesabhängigen Fluktuationen der Produkte in dieser Analyse verworfen worden. Der Ursprung dieser Fluktuationen muss weiter untersucht und gefunden werden.

Insgesamt kam es unabhängig der Größe des kinematischen Bereiches zu tagesabhängigen Fluktuationen in den zentralsten Kollisionen. Auch diese Tatsache bedarf weiterer Untersuchungen, damit physikalisch relevante Fluktuationen erkannt werden können. Wir kommen in der Analyse der zentralsten Stößen zu einem anderen Ergebnis als die STAR Collaboration: während sich die Produkte der höheren Momente sowohl für zentrale als auch periphere Kollisionen bei der Analyse der STAR Collaboration unterhalb des Wertes eins befinden, bekommen wir für die zentralen Kollisionen einen Wert oberhalb eins. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit dies einen Hinweis auf einen physikalischen Vorgang liefert oder nur ein Phänomen unserer Analyse darstellt. Die UrQMD Daten der zentralen Stöße liegen tendenziell auch unterhalb von eins, jedoch zeigt sich eine Rapiditätsabhängigkeit. Bei Vergrößerung des Bereiches springt der Wert des UrQMD Modells weit oberhalb des Wertes eins.

Letztlich müssen sowohl die Ergebnisse der STAR Collaboration als auch unsere Ergebnisse mit QCD Rechnungen verglichen werden, die einen kritischen Punkt beinhalten. Das zusätzlich zur Analyse der Au+Au Kollisionen verwendete UrQMD-Modell beinhaltet keinen kritischen Punkt und kann nur als grobe Kontrolle verwendet werden.

Anhang A

Berechnung der höheren Momente

Eine Verteilung ist durch ihre Momente vollständig charakterisiert. Vorausgesetzt die entsprechenden Erwartungswerte existieren, definiert man mit $\mu_1 = \mu := E(X)$ für die Ordnung $k=1,2,\dots$

$$\mu_k = E\left[X^k\right] = \int_{-\infty}^{\infty} x^k dF(x) \quad (\text{k-tes Moment})$$

$$E\left[(X - \mu)^k\right] = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu)^k dF(x) \quad (\text{k-tes zentrales Moment})$$

Die zentralen Momente betrachten die Verteilung der Wahrscheinlichkeitsmasse um den Erwartungswert $\mu = E(X)$ der Zufallsvariablen X . Die ersten vier Momente lauten

μ_1	Erwartungswert
μ_2	Varianz
$\sigma = \sqrt{\mu_2}$	Standardabweichung
$\gamma_3 = \frac{\mu_3}{\sigma^3}$	Schiefe (skewness)
$\delta_4 = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3$	Exzess (kurtosis)

Bei der Schiefe und dem Exzess handelt es sich um höhere Momente. Die Schiefe ist ein Maß für die Symmetrie zum Erwartungswert; man spricht von linksschiefen ($\gamma_3 < 0$) oder rechtsschiefen ($\gamma_3 > 0$) Verteilungen (Abb. A.1 a, b). Der Exzess bezeichnet die Wölbung einer Verteilung und gilt als Maß für die Abweichung der Verteilung von einer Normalverteilung (Abb. A.1 c, d). Für die weitere Analyse werden die höheren Momente betrachtet, da diese sensitiver auf Fluktuationen sind. Außerdem werden zur Reduzierung des Volumeneffekts folgende Produkte gebildet:

$$\gamma_3 \cdot \sigma = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \quad (\text{A.1})$$

$$\delta_4 \cdot \sigma^2 = 1 \quad (\text{A.2})$$

wobei μ_1 und μ_2 für die Erwartungswerte von Poisson-Verteilungen verschiedener Teilchen stehen. In unserem Fall wird jedoch mit der Anzahl der Protonen N_P nur eine Teilchensorte betrachtet, so dass $\mu_2 = 0$. Damit vereinfacht sich das Produkt und es gilt

$$\gamma_3 \cdot \sigma = \delta_4 \cdot \sigma^2 = 1 \quad (\text{A.3})$$

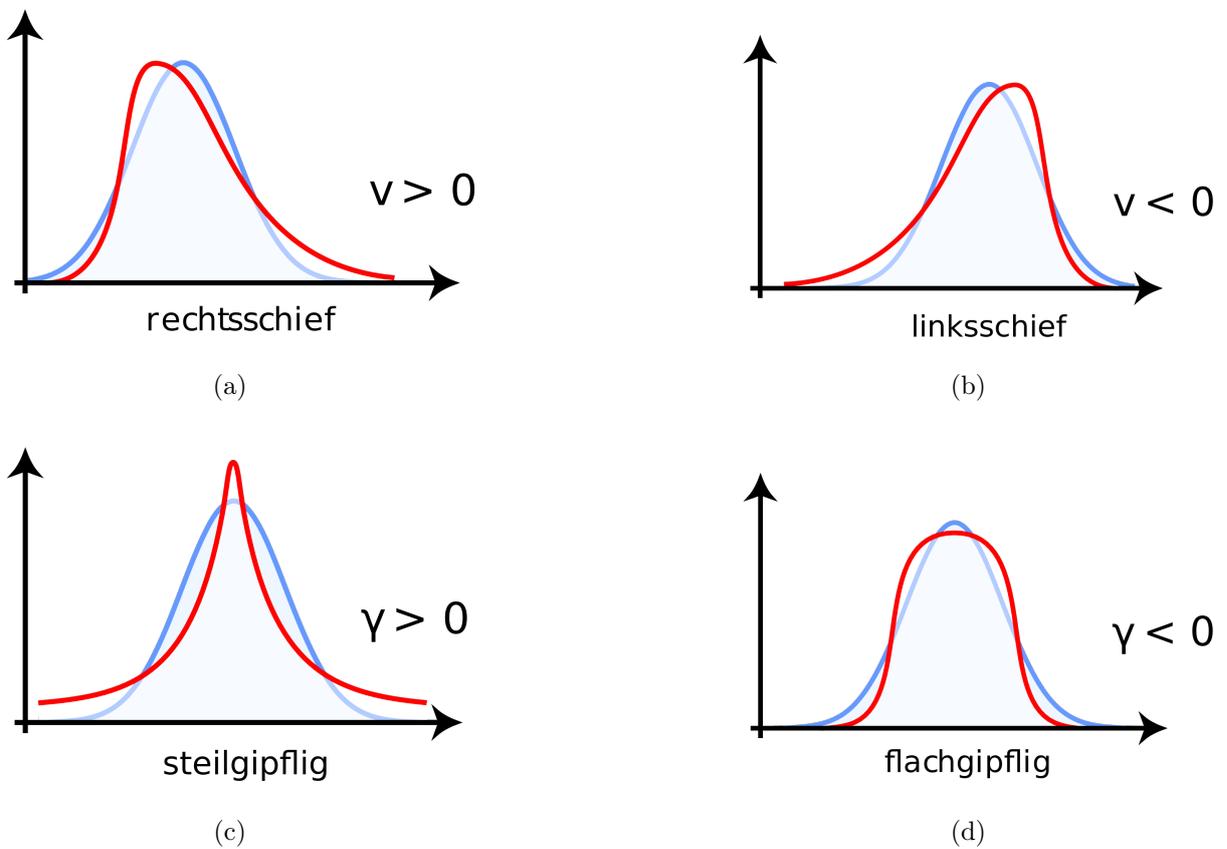


Abbildung A.1: Schiefe und Exzess werden zur besseren Einschätzung mit der Normalverteilung verglichen [16] [18].

Anhang B

Skellam-Verteilung

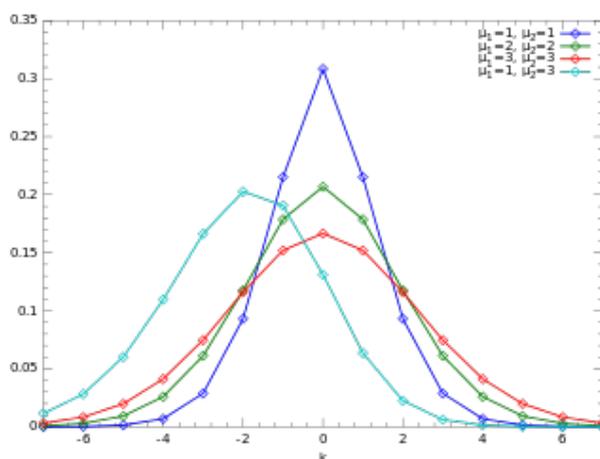


Abbildung B.1: Dargestellt sind verschiedene Skellam-Verteilungen für Variation von μ_1 und μ_2 [17].

Im Fall der STAR Daten vereinfacht sich das Produkt $\gamma_3 \cdot \sigma$ jedoch nicht zu eins, da ab einer bestimmten Energie auch Antiprotonen produziert werden. Dann sind N_P und N_{Ap} jeweils Poisson-Verteilungen mit μ_1 und μ_2 . Die Netto-Protonen-Anzahl ΔN folgt dann der Skellam-Verteilung (Abb. B.1). Diese lautet

$$f(k; \mu_1, \mu_2) = e^{-(\mu_1 + \mu_2)} \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \right)^{\frac{k}{2}} I_k(2\sqrt{\mu_1 \mu_2}) \quad (\text{B.1})$$

mit $k = \Delta N$.

Mithilfe der Skellam-Verteilung kann das Produkt nun auch auf eins normiert werden

$$\frac{\gamma_3 \cdot \sigma}{\text{Skellam}} = \delta_4 \cdot \sigma^2 = 1 \quad (\text{B.2})$$

Literaturverzeichnis

- [1] L. Adamczyk et al. Energy Dependence of Moments of Net-proton Multiplicity Distributions at RHIC. *Phys.Rev.Lett.*, 112(3):032302, 2014. 8, 21, 24, 37, 39
- [2] A. Andronic, D. Blaschke, P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, K. Fukushima, et al. Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagram of QCD. *Nucl.Phys.*, A837:65–86, 2010. 6
- [3] A. Bzdak and V. Koch. Acceptance corrections to net baryon and net charge cumulants. *Phys.Rev.*, C86:044904, 2012.
- [4] A. Bzdak and V. Koch. Local Efficiency Corrections to Higher Order Cumulants. 2013. 28
- [5] T. Galatyuk. Di-electron spectroscopy in HADES and CBM. 2009. 5
- [6] K Gill. Untersuchung zur Produktion von geladenen und neutralen Kaonen in Au+Au bei 1.23A GeV mit Hades. 2013.
- [7] Y. Hatta and M.A. Stephanov. Proton number fluctuation as a signal of the QCD critical endpoint. *Phys.Rev.Lett.*, 91:102003, 2003. 21
- [8] B. Kardan. Status of global event characterization apr12. <https://hades-wiki.gsi.de/foswiki/bin/view/SimAna/GlobalEventCharacterizationApr12>, 2014. [Online; Stand 11.Januar 2015]. 25
- [9] Volker Koch. Hadronic Fluctuations and Correlations. 2008. 24
- [10] C. Kredler. Einführung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik. 2004.
- [11] M. Lorenz. Vector meson production in p+Nb reactions and statistical particle production in Ar+KCl collisions. 2012. 18, 20
- [12] L.. Rehnisch. Seltsame Resonanzen in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756A GeV. 2011.
- [13] R. Snellings. Elliptic Flow: A Brief Review. *New J.Phys.*, 13:055008, 2011. 7
- [14] M.A. Stephanov. QCD phase diagram: An Overview. *PoS*, LAT2006:024, 2006. 6

- [15] Wikipedia. Phasendiagramm. <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Phasendiagramm&oldid=130418031>, 2014. [Online; Stand 11. Januar 2015]. 4
- [16] Wikipedia. Schiefe (statistik). [http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Schiefe_\(Statistik\)&oldid=136513271](http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Schiefe_(Statistik)&oldid=136513271), 2014. [Online; Stand 11. Januar 2015]. 42
- [17] Wikipedia. Skellam distribution. http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Skellam_distribution&oldid=637810991, 2014. [Online; Stand 11. Januar 2015]. 43
- [18] Wikipedia. Woelbung (statistik). [http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=W%C3%B6lbung_\(Statistik\)&oldid=136513551](http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=W%C3%B6lbung_(Statistik)&oldid=136513551), 2014. [Online; Stand 11. Januar 2015]. 42
- [19] Wikipedia. Elementarteilchen. <http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Elementarteilchen&oldid=137583519>, 2015. [Online; Stand 11. Januar 2015]. 2