TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Untersuchung der Ausfrier-Dynamik von Kaonen in relativistischen Schwerionenkollisionen

BUU-Simulationen für die Interpretation von HADES-Daten

Masterarbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Master of Science
im Master-Studiengang Physik

vorgelegt von

Benjamin Rabe
geboren am 13.01.1993 in Chemnitz

Institut für Theoretische Physik
Fakultät Physik
Technische Universität Dresden
2019

Eingereicht am 17. Mai 2019

1. Gutachter: Prof. Dr. B. Kämpfer
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Straessner

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Ausfrier-Dynamik von Kaonen in relativistischen Schwerionenkollisionen untersucht. Ziel ist es, die Ursache für die experimentell beobachtete Diskrepanz zwischen den effektiven Temperaturen von Kaonen und Antikaonen zu finden. Dazu werden mit Hilfe des Budapest-Rossendorfer BUU-Codes die Kollisionen Au+Au und Ar+KCl bei kinetischen Strahlenergien von 1.23 AGeV bzw. 1.756 AGeV simuliert, welche sowohl ein schweres System bei Subschwellenenergie als auch ein leichteres System über der freien NN-Schwellenergie von Kaonen darstellen. Die Simulationsergebnisse werden mit den experimentellen Daten der HADES-Kollaboration verglichen. Während der auf das System Ar+KCl abgestimmte Transportcode die experimentellen Daten gut für einen festen Impaktparameter von 3.9 fm reproduziert, lassen sich die Daten der Kollision Au+Au nicht ausreichend gut durch einen festen repräsentativen Impaktparameter beschreiben. Anhand der zeitlichen Verläufe der effektiven Temperaturen bezüglich der Transversalmassenspektren bei Midrapidität und der mittleren kinetischen Energien von Kaonen und Antikaonen lässt sich des Weiteren feststellen, dass sich weder bei dem System Au+Au noch bei Ar+KCl eine einheitliche Temperatur der Mesonen im Laufe der Simulation einstellt. Stattdessen besitzen Antikaonen seit ihrer Erzeugung weniger Energie als Kaonen. Auch ist eine spätere Abkopplung der Antikaonen nicht beobachtbar, was unter anderem als Ursache für die Temperaturdiskrepanz angenommen wurde. Der ϕ-Zerfall, welcher eine "Kühlung" des Antikaonspektrums bewirkt und zu knapp 20% der Antikaonmultiplizität beiträgt, ist ebenso nicht alleinig für den Unterschied der effektiven Temperaturen der Kaonen und Antikaonen verantwortlich.

Abstract

This study investigates the freeze-out dynamics of kaons produced in relativistic heavy-ion collisions. The goal is to explain the experimentally observed discrepancy between the effective temperatures of kaons and antikaons. The two collisions Au+Au and Ar+KCl at kinetic beam energies of 1.23 AGeV and 1.756 AGeV respectively, which represent a heavy system at subthreshold energy as well as a lighter system above the free NN-energy threshold of kaons, are studied within the Budapest-Rossendorf BUU transport code. The results are compared to the data measured by the HADES Collaboration. Due to the adjustment of the used transport code to the system Ar+KCl, the respective experimental data is well reproduced for the chosen impact parameter of 3.9 fm. However, the code does not fully reproduce the data for the system Au+Au for one representive impact parameter. Regarding the time-evolution of the effective temperatures extracted from the transverse mass spectra at mid-rapidity and the average

kinetic energies of kaons and antikaons, no thermalization throughout the simulation can be observed. Instead, we find that since their production antikaons carry less energy than kaons. Also there is no evidence for a later decoupling of antikaons, which was, among others, assumed to be the reason for the difference in temperatur between kaons and antikaons. The cooling of the antikaon spectrum by the ϕ-decay, which contributes less than 20% to the total K^- multiplicity, can also not solely be held responsible for the discrepancy in temperature.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Modellierung von relativistischen Schwerionenkollisionen **5**

2.1 Transportmodelle 7

2.2 Das BUU-Transportmodell 8

2.2.1 Stöße 10

2.2.2 Ablauf der Simulation 11

2.2.3 Zustandsgleichung und effektive in-Medium-Massen 12

3 Hadronen mit Strangeness in der Kollision Au(1.23 AGeV)+Au **15**

3.1 Kinematik in Schwerionenkollisionen 15

3.2 Zentralitätsabhängigkeiten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 17

3.2.1 Rapiditätsspektren und Transversalmassenspektren 17

3.2.2 Produktionskanäle 20

3.3 Zeitevolution 22

3.3.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität 27

3.3.2 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortszelle 31

3.3.3 Kinetische Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 34

4 Hadronen mit Strangeness in der Kollision Ar(1.756 AGeV)+KCl **37**

4.1 Zentralitätsabhängigkeiten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 37

4.1.1 Rapiditätsspektren und Transversalmassenspektren 38

4.1.2 Produktionskanäle 41

4.2 Zeitevolution 42

4.2.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität 46

4.2.2 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortszelle 50

4.2.3 Kinetische Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 51

5 Zusammenfassung **53**

A Reaktionskanäle und Wirkungsquerschnitte **55**

A.1 Reaktionskanäle der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 55

A.2 Kollisions-Wirkungsquerschnitte der $K^{\pm}$-Mesonen 56

A.3 Bemerkungen zum BUU-Code 57

B χ^2-Methode **59**

C Weitere Abbildungen zur Kollision Au(1.23 AGeV)+Au **61**

C.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortsscheibe 62

C.2 Werte der reduzierten χ^2 64

C.3 Schwerpunktsenergien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 67

D Weitere Abbildungen zur Kollision Ar(1.756 AGeV)+K **69**

D.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortsscheibe 70

D.2 Werte der reduzierten χ^2 72

D.3 Schwerpunktsenergien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen 75

E Blast-Wave-Modell **77**

Literaturverzeichnis **79**

1 Einleitung

Seit der ersten Beobachtung von Hadronen mit Strangeness-Inhalt[1] in relativistischen Schwerionenkollisionen vor über 30 Jahren [1, 2] ist die Strangeness-Produktion ein Schwerpunkt dieses Forschungsbereiches. Das Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befasst sich ausführlich mit dieser Thematik. Dort untersuchen drei Kollaborationen, KaoS, FOPI und HADES[2], verschiedene Aspekte der Physik seltsamer Teilchen. Anders als bei Kollisionen zweier Protonen findet in Schwerionenkollisionen Strangeness-Produktion bei wesentlich geringeren Energien pro Nukleon statt. Dies macht Schwerionenkollisionen zu einem hervorragenden Mittel für die Untersuchung fundamentaler Eigenschaften heißer und dichter Materie.

Treffen zwei Schwerionen bei relativistischen und ultra-relativistischen Energien[3] aufeinander, erzeugen sie extreme Bedingungen, unter denen Materie in anderen Zuständen auftritt als in Form von Nukleonen. Die Hochdichtephase einer Schwerionenkollision, in welcher der sogenannte Feuerball gebildet wird, ist entweder geprägt von Temperaturen bis zu 100 MeV und hohen Baryonendichten (bis zu Vielfachem der Kernsättigungsdichte ρ_0) oder hohen Temperaturen von einigen hundert MeV und geringen Netto-Baryonendichten. Die Bedingungen von hohen Baryonendichten, die in relativistischen Schwerionenstößen erreicht werden, werden auch in Neutronensternen vermutet, während die Bedingungen von hohen Temperaturen, die in ultra-relativistischen Schwerionenstößen erreicht werden und die mit der Formation eines Quark-Gluon-Plasmas einhergehen, zu frühen Zeiten unseres Universums vermutet werden.

In ultra-relativistischen Schwerionenkollisionen tritt ein Deconfinement von Materie auf, sodass die Bindungszustände von Quarks und Gluonen aufgehoben werden und diese sich aufgrund der starken Wechselwirkung als quasi-freie Teilchen wie in einem Fluid bewegen. Die im Feuerball enthaltenen Quarks und Gluonen bilden erst bei niedrigen Temperaturen und Dichten infolge der Expansion Hadronen. Diese können in Quark-Antiquark-Paaren ($q\bar{q}$), den Mesonen, oder in Tripletts aus drei Quarks (qqq) oder drei Antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) auftreten, den Baryonen bzw.

[1] Strangeness ist der englische Begriff für Seltsamkeit. Diese Bezeichnung kam auf, als im Jahr 1947 eine ungewöhnlich lange Lebensdauer des Λ-Baryons, welches ein strange-Quark enthält, beobachtet wurde. Diese Lebensdauer wurde später mit der Strangeness-Erhaltung erklärt.

[2] Die Abkürzungen stehen für Kaon Spectrometer, Four π und High Acceptance Di-Electron Spectrometer.

[3] Zu den Teilchenbeschleunigern zur Untersuchung von relativistischen Schwerionenkollisionen zählen der Bevatron/Bevalac im Lawrence Berkeley National Laboratory und der Schwerionensynchrotron SIS18 in Darmstadt. Ultra-relativistische Schwerionenkollisionen werden am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory, am Super Proton Synchrotron (SPS) und am Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf vorgenommen.

Antibaryonen. Für unsere Betrachtung sind besonders die Hadronen interessant, die strange-Quarks (s-Quarks) beinhalten. Solche sind insbesondere die Mesonen $K^+\,(u\bar{s})$, $K^-\,(s\bar{u})$ und $\phi\,(s\bar{s})$, sowie die Baryonen $\Lambda\,(uds)$, $\Sigma^+\,(uus)$, $\Sigma^0\,(uds)$ und $\Sigma^-(dds)$. Diese Hadronen mit Strangeness-Inhalt eignen sich hervorragend als Proben der heißen Kernmaterie, da aufgrund von Strangeness-Erhaltung der starken Wechselwirkung nur $s\bar{s}$-Paare gebunden werden können. So verlassen diese, aufgrund ihrer höheren Masse seltenen Teilchen den Feuerball vielfach ungehindert. In relativistischen Schwerionenkollisionen werden dagegen keine Deconfinement-Effekte erwartet. Es handelt sich dabei also um die Dynamik der Hadronen bzw. hadronischen Freiheitsgrade.

Der Verlauf einer relativistischen Schwerionenkollision beginnt mit dem Aufeinandertreffen zweier lorentzkontrahierter Atomkerne bei Geschwindigkeiten über $\beta \approx 0.9$. In dem dabei entstehenden Feuerball wird die nukleare Materie für eine kurze Dauer von einigen fm/c [4] auf das bis zu dreifache der nuklearen Sättigungsdichte komprimiert und bis zu 100 MeV (10^{12} K) aufgeheizt. Während dieser Zeit werden Mesonen und Baryonen mit Strangeness (letztere sind die sogenannten Hyperonen) durch inelastische Mehrstufenprozesse erzeugt und teilweise wieder vernichtet. In der sich anschließenden Expansionsphase verdünnt sich das System bis zu einem chemischen Freeze-Out, nach dem nahezu keine weiteren inelastischen Wechselwirkungen mehr stattfinden. Durch weiteres Sinken der Temperatur und der Dichte des Hadronenmediums vergrößert sich der Abstand benachbarter Teilchen so weit, dass die kurzreichweitige starke Wechselwirkung innerhalb eines vergleichsweise kurzen Zeitintervalls zu schwach wird und eine lokale Thermalisierung in Form von elastischen Wechselwirkungen nicht mehr möglich ist. Dieser Prozess wird als kinetischer Freeze-Out bezeichnet. Danach strömen die Hadronen ungehindert als freie Teilchen, bis sie in den Detektoren als Teilchenspektren gemessen werden. Instabile Hadronen zerfallen auf dem Weg zu den Detektoren und müssen nachträglich vermöge ihrer Zerfallsprodukte rekonstruiert werden.

Ein wichtiges Ziel in der Physik der Schwerionenkollisionen ist die verlässliche Bestimmung der hadronischen Zustandsgleichung nuklearer Materie. Diese stellt einen Zusammenhang zwischen den Zustandsvariablen wie Energie, Temperatur, Dichte und Druck her. Mittels einer Zustandsgleichung können neben Schwerionenkollisionen vor allem frühe Entwicklungsphasen des Universums sowie die Neutronensternstruktur und Supernovadynamik beschrieben werden. Ein weiterer Aspekt, der in Schwerionenkollisionen untersucht wird, ist der Einfluss von nuklearer Materie auf Hadronen. Solche Hadron-Nukleon-Wechselwirkungen werden durch dichteabhängige in-Medium-Potenziale beschrieben und verursachen eine Modifikation der Spektralfunktion, die unter anderem durch die Verschiebung zu kleineren (z.B. bei K^-) oder größeren (z.B. bei K^+) effektiven Massen parametrisiert wird. Während die Wechselwirkung der K^+-Mesonen mittels einer systematischen Expansion der chiralen Störtheorie in den SU(3) Sektor untersucht wurde, stellt sich die Beschreibung der K^--Wechselwirkungen als wesentlich kom-

[4] Ein fm/c entspricht einer Dauer von 3.34×10^{-24} s.

plizierter heraus [3]. Erkenntnisse zu in-Medium-Modifikationen von Hadronen sind ebenfalls relevant für das Verständnis intrinsischer Eigenschaften von Neutronensternen.

Im Fokus dieser Arbeit soll die Ausfrier-Dynamik von Teilchen mit Strangeness-Inhalt in relativistischen Schwerionenkollisionen stehen. Von der KaoS-Kollaboration wurde im Strahlenergiebereich unter der freien NN-Schwellenergie von Kaonen erstmals ein signifikanter Unterschied der gemessenen Transversalmassenspektren von Kaonen und Antikaonen festgestellt [4]. Die inversen Anstiege dieser logarithmisch aufgetragenen Spektren stellten sich bei Antikaonen als steiler heraus als bei Kaonen, was als eine niedrigere Ausfriertemperatur für Antikaonen interpretiert wurde. Zunächst wurde dieser Effekt durch eine spätere Abkopplung der Antikaonen erklärt, welche durch die Wechselwirkung mit der nuklearen Materie, insbesondere die Strangeness-Austauschreaktion, verursacht wird. Demnach erfahren Kaonen ($K^+\,(u\bar{s})$, $K^0\,(d\bar{s})$) aufgrund ihrer großen mittleren freien Weglänge einen frühen Freeze-Out, während die Antikaonen ($K^-\,(\bar{u}s)$, $\bar{K}^0\,(\bar{d}u)$) länger mit der Materie wechselwirken und somit zu späteren ("kühleren") Zeiten ausfrieren.

Der Interpretation der KaoS-Kollaboration [4] steht eine Alternative der HADES-Kollaboration [5] gegenüber: Aufgrund einer unerwartet hohen Rate von ϕ-Mesonen tragen diese aufgrund ihres Zerfallskanals $\phi \rightarrow K^+K^-$ signifikant zur K^--Ausbeute bei. Da die Antikaonen aus den ϕ-Zerfällen ein deutlich steileres Transversalmassenspektrum aufweisen, entsteht bei der Überlagerung der Spektren von direkten K^--Mesonen und solchen aus ϕ-Zerfällen ein insgesamt steileres Spektrum, also ein niedrigerer effektiver Temperaturparameter der gesamten K^--Mesonen, ohne dass die direkten Antikaonen bei niedrigeren Temperaturen und Dichten ausfrieren müssen. Diese beiden alternativen Interpretationen bildeten die Motivation der vorliegenden Arbeit.

Diese Arbeit befasst sich also mit dem Verhalten von Hadronen mit Strangeness-Inhalt, insbesondere Kaonen und Antikaonen, im Laufe einer relativistischen Schwerionenkollision. Diese wird mittels eines BUU-Transportmodells simuliert und deren Ergebnisse mit experimentellen Daten der HADES-Kollaboration [5] verglichen. Die Strukturierung dieser Arbeit orientiert sich an der Dissertation von Schade [6], da darin bereits ausführlich die Strangeness-Dynamik der Ar+KCl-Kollision bei einer Strahlenergie von 1.756 AGeV mittels des BUU-Codes untersucht wurde. In Kapitel 2 werden zunächst relativistische Schwerionenkollisionen bei Energien unter der freien NN-Schwellenergie von K^+- bzw. K^--Mesonen diskutiert. Des Weiteren wird das hier verwendete BUU-Transportmodell vorgestellt. Am Beispiel einer Au+Au-Kollision bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.23 GeV pro Nukleon wird in Kapitel 3 das Ergebnis der Simulation diskutiert und mit den Messdaten [5] verglichen. Dabei wird die Zentralitätsabhängigkeit verschiedener Observablen wie Teilchenspektren und Multiplizitäten sowie Produktionskanäle untersucht und versucht, die experimentellen Daten durch eine BUU-Simulation für einen festen repräsentativen Impaktparameter zu reproduzieren. Anschließend wird die zeitliche Entwicklung der Materie detailliert untersucht, um das Ausfrierverhalten verschiedener

Teilchensorten zu erklären. Dies gelingt anhand der inversen Anstiegsparameter der logarithmisch aufgetragenen Transversalmassenspektren bei Midrapidität unter Berücksichtigung der Streuverhalten der individuellen Teilchenspezies. Anschließend werden in Kapitel 4 die Erkenntnisse aus Kapitel 3 mit der Kollision des kleineren Systems Ar+KCl bei einer höheren Strahlenergie von 1.756 AGeV verglichen. In Kapitel 5 befindet sich abschließend eine Zusammenfassung mit Ausblick.

2 Modellierung von relativistischen Schwerionenkollisionen

Die aufgrund ihrer geringen Masse häufigsten Mesonen mit Strangeness-Inhalt sind die Kaonen, $K^+\,(u\bar{s})$ und $K^0\,(d\bar{s})$, und Antikaonen, $K^-\,(\bar{u}s)$ und $\bar{K}^0\,(\bar{d}s)$. Die Strangeness-Erhaltung in Prozessen der starken Wechselwirkung schreibt vor, dass nur $s\bar{s}$-Paare "aus dem Vakuum" entstehen können. Die s-Quark-Komponente der Antikaonen macht diese um ein Vielfaches seltener als Kaonen, da s-Quarks ebenfalls Bestandteile von Hyperonen sind, während Antihyperonen, deren Bestandteil das $\bar{s}$-Quark ist, aufgrund ihrer Seltenheit in relativistischen Schwerionenkollisionen fast nicht vorkommen. Da neutrale Kaonen nur anhand ihrer geladenen Zerfallsprodukte gemessen werden können, werden in dieser Arbeit ausschließlich $K^{\pm}$-Mesonen näher untersucht, für welche eine reichhaltigere experimentelle Datenlage zur Verfügung steht. Ein weiteres relevantes Meson ist das $\phi\,(s\bar{s})$, welches mit einem Verzweigungsverhältnis von 49.2% in ein K^+-K^--Paar zerfällt. Dieser Zerfallskanal wurde als wichtige K^--Quelle extensiv untersucht [5, 7, 8]. Da ϕ-Mesonen nur anhand der invarianten Masse ihrer Zerfallsprodukte gemessen werden können, werden nur solche ϕ-Mesonen detektiert, deren Zerfallsprodukte auf dem Weg zum Detektor nicht mehr wechselwirken. Das High Acceptance Di-Electron Spectrometer (HADES) ist in der Lage, sowohl Di-Elektronen aus dem leptonischen Zerfallskanal $\phi \to e^+e^-$, als auch geladene Kaonen aus dem hadronischen Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ mit hoher Effizienz zu identifizieren.

Die freien NN-Schwellenergien von $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen mit den dazugehörigen Reaktionskanälen sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Die Schwerpunktsenergien für die Kollisionen Au(1.23 AGeV)+Au und Ar(1.756 AGeV)+KCl (HADES) [5,7], Al(1.9 AGeV)+Al und Ni(1.91 AGeV) +Ni (FOPI) [9, 10] und Au(1.5 AGeV)+Au (KaoS) [4] sind in Abbildung 2.1 dargestellt und

K^+	$NN \to NYK^+$	2.55 GeV
K^-	$NN \to NNK^+K^-$	2.86 GeV
ϕ	$NN \to NN\phi$	2.90 GeV

Tabelle 2.1: Freie NN-Produktionskanäle für $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen und deren Schwellenergien $\sqrt{s_{NN}}$, wobei $Y = \Lambda, \Sigma^*$.

können mittels der Gleichung

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{n} P_i\right)^2}, \tag{2.1}$$

wobei $P = (E, \vec{p})$ für den Viererimpuls eines Kollisionspartners steht, sowie der Energie-Impuls-Relation $E^2 = \vec{p}^2 + m_0^2$ berechnet werden.

Abbildung 2.1 verdeutlicht die Energiedefizite zu den NN-Produktionskanälen der Mesonen mit Strangeness-Inhalt. Dennoch wurden in allen genannten Experimenten solche Mesonen erzeugt. Der Grund dafür sind Vielteilchen-Effekte, die in Schwerionenkollisionen auftreten, aber in Proton-Proton-Stößen ausbleiben.

Neben der kollektiven kinetischen Energie der Atomkerne trägt der Fermi-Impuls im Schwerpunktsystem der Nukleonen im Nukleus einen Teil der notwendigen Energie bei, um Mesonen mit Strangeness zu produzieren. Dies macht seltsame Teilchen zu einem hervorragendem Mittel zum Testen der Impulsverteilung der Nukleonen im Nukleus, sowie hadronischer Resonanzen bei hohen Dichten. Heute weiß man, dass Subschwellen-Mesonen wie $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen aus elementaren Kollisionen entstehen können, wobei mindestens einer der Kollisionspartner aus vorherigen Stößen Energie gewonnen hat.

Der wichtigste Kanal für die K^--Produktion in relativistischen Schwerionenkollisionen ist der sogenannte Strangeness-Austauschkanal $\pi Y \rightarrow NK^-$ ($Y = \Lambda, \Sigma^*$) [11]. Im Gegensatz zum freien NN-Kanal (siehe Tabelle 2.1) ermöglicht dieser Antikaon-Produktion bei einer weitaus geringeren Schwerpunktsenergie von 1.43 GeV. Der Kanal ist in pp- und pA-Kollisionen abwesend aufgrund fehlender Pionen, deren Hauptquelle wiederum Δ-Resonanzen sind. Es wurde vermutet, dass im Vergleich zu Kaonen Antikaonen zu späteren Zeiten vom System abkoppeln und somit eine niedrigere Temperatur aufweisen [4]. Grund dafür sei der hohe Wirkungsquerschnitt für die Strangeness-Austausch-Rückreaktion, der die meisten K^--Mesonen wieder

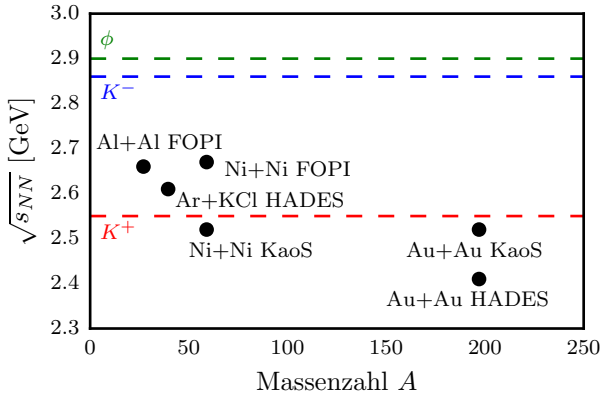

Abbildung 2.1: Übersicht zu den Schwerpunktsenergien verschiedener Experimente [4, 5, 7, 9, 10] (Datenpunkte) und den freien NN-Schwellenergien der K^+-, K^-- und ϕ-Mesonen (gestrichelte Linien).

absorbiert.
Neue Messdaten ergaben zudem eine beträchtliche Menge an gemessenen ϕ-Mesonen in relativistischen Au+Au-Kollisionen weit unter der respektiven freien NN-Schwellenergie [5]. Der ϕ-Zerfall macht dabei einen Beitrag von 20% aller Antikaonen aus. Die im Vergleich zu Kaonen deutlich "kühleren" Spektren der Antikaonen konnten somit rein durch den K^--Anteil aus dem ϕ-Zerfall erklärt werden, welcher ein deutlich weicheres Spektrum aufweist. Demnach könnte man nach [5] annehmen, dass Kaonen und Antikaonen doch zur selben Zeit von der nuklearen Materie abkoppeln. Das große ϕ/K^--Verhältnis konnte jedoch bisher nicht vollkommen erklärt werden [12].

2.1 Transportmodelle

Die Komplexität von Schwerionenkollisionen macht es schwierig, experimentelle Resultate mit den intrinsischen physikalischen Prozessen eindeutig zu verbinden. Abhilfe hierbei schaffen sogenannte Transportmodelle, welche die Dynamik von Schwerionenkollisionen auf mikroskopischem Niveau simulieren. Transportmodelle existieren seit den 80er Jahren und wurden seitdem stets verbessert. Darin sind die physikalischen Eigenschaften der Teilchen wie die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen implementiert. Diese Transportmodelle simulieren die gesamte Kollision von einer gegebenen Anfangsverteilung der Kollisionspartner bis zur Formation finaler Spektren der messbaren Teilchen. Verschiedene Theorieansätze können somit getestet werden, indem die ausgegebenen Information der Transportmodelle mit den experimentellen Daten verglichen werden. Diese Transportmodelle stellten sich als essenzielle Hilfsmittel heraus, um Daten von Schwerionenkollisionen zu interpretieren.
Anfänglich wurden Schwerionenkollisionen mittels Kaskadenmodellen simuliert [13, 14], worin sich Nukleonen wie Billardkugeln verhalten und Streuungen über die freien elementaren Wirkungsquerschnitte stattfinden. Diese Art der Modellierung ermöglichte neue Einblicke in die Physik der Schwerionenkollisionen und erlaubte erstmals die Interpretation von Nichtgleichgewichtsmerkmalen der beobachteten Spektren. Aufgrund fehlender Implementierung von Bindungsenergien und mean-field-Effekten waren diese Modelle auf kleinere Systeme bei hohen Energien limitiert. Um Kollisionen bei niedrigeren Energien adäquat zu beschreiben, wurde eine Erweiterung dieser Modelle durch die numerische Umsetzung der Boltzmann-Ühling-Uhlenbeck- (BUU) [15] oder Vlasov-Ühling-Uhlenbeck-Gleichungen (VUU) [16] ermöglicht. Diese führten ein (zu meist attraktives) mittleres Feld (mean field) ein sowie das Pauli-Blocking, welches eine Streuung von Fermionen in von Nukleonen besetzte Zustände des Phasenraumes unterbindet. Daraus wurden neue Kenntnisse über die Dynamik in Schwerionenkollisionen gewonnen. Heutzutage werden Simulationsprogramme sogar genutzt um physikalische Größen aus gemessenen Daten zu ermitteln, für die es bisher keine solide theoretische Vorhersagen gibt, wie die Inkompressibilität nuklearer Materie oder in-Medium-Modifikationen von

Mesonen.

Transportmodelle, mit denen Schwerionenkollisionen simuliert werden, kann man in zwei Kategorien unterteilen. Zum einen kann die Dynamik durch die BUU/VUU-Gleichungen beschrieben werden, worin die Einteilchenverteilungsfunktion durch die quasi-klassische Boltzmann-Gleichung beschrieben wird [6, 8, 17]. Darin werden weitere Effekte implementiert, unter anderem relativistische Kinematik, Isospineffekte, in-Medium-Effekte von Mesonen sowie ein mittleres nukleares Feldpotenzial. Eine Erweiterung dieses Modells im Rahmen der Stringtheorie stellt die Hadron-String-Dynamik (HSD) dar [18]. Die zweite Kategorie bildet die Quantenmolekulardynamik (QMD) [19–21]. Darin werden die Schwerionenkollisionen durch Vielteilchenverteilungsfunktionen simuliert, wobei Teilchen als Gauß'sche Wellenpakete im Orts- und Impulsraum behandelt werden. Hierbei unterscheiden sich die Modelle bezüglich der speziellen Anwendung auf relativistische (RQMD) [22] und ultra-relativistische (UrQMD) [23] Schwerionenkollisionen, sowie der Berücksichtigung des Isospins (IQMD) [24]. Die Resultate verschiedener Transportmodelle wurden von Hartnack *et al.* [3] und Kolomeitsev *et al.* [17] verglichen.

Neben der mikroskopischen Beschreibung mittels Transportmodellen kann die Hochdichtephase und deren Expansionsdynamik in ultra-relativistischen Schwerionenkollisionen durch hydrodynamische Modelle makroskopisch beschrieben werden [25]. Hierbei wird mit Hilfe der nuklearen Zustandsgleichung die lokale Gleichgewichtsdynamik evolviert. Voraussetzung für die hydrodynamische Beschreibung ist das lokale thermodynamische Gleichgewicht. Dieses ist gewährleistet für eine hohe Anzahl an Freiheitsgraden und kurze mittlere freie Weglängen aufgrund der starken Wechselwirkung. Nichtgleichgewichtseffekte wie Viskositäten und Wärmeleitung werden durch dissipative Terme beschrieben. Solange Abweichungen vom Nichtgleichgewicht klein sind reicht eine einfache Gradientenentwicklung aus. Diese Modelle eignen sich besonders für die Phase zwischen der lokalen Thermalisierung unmittelbar nach der Kollision und dem Freeze-Out. Starke Abweichungen vom lokalen Gleichgewicht lassen sich mit dieser Methode nicht mehr adäquat beschreiben und erfordern Erweiterungen.

2.2 Das BUU-Transportmodell

Das in dieser Arbeit genutzte Transportmodell ist der Budapest-Rossendorfer BUU-Code [8, 26–28]. Die zeitliche Evolution der Einteilchenverteilungsfunktion $f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$ der Teilchensorte i wird im Rahmen der mikroskopischen und semiklassisch-relativistischen Transporttheorie über gekoppelte Gleichungen vom BUU-Typ

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\partial H_i}{\partial \vec{p}}\frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} - \underbrace{\frac{\partial H_i}{\partial \vec{r}}\frac{\partial f_i}{\partial \vec{p}}}_{\text{Vlasov-Term}} = \underbrace{\sum_j \mathcal{C}_{ij}}_{\text{Zwei-Teilchen-Stöße}} + \underbrace{\sum_j \mathcal{G}_{j\to i}}_{\text{Gewinnterm}} + \underbrace{\sum_j \mathcal{L}_{i\to j}}_{\text{Verlustterm}} \tag{2.2}$$

beschrieben [29]. Die linke Seite der Gleichung entspricht dem Liouville-Operator angewandt auf die Einteilchenverteilungsfunktion. Die Hamilton-Funktion des Systems wird beschrieben durch eine approximative Kopplung im nicht-relativistischen Grenzwert an das mittlere Feld $U_i(\vec{r},\vec{p})$:

$$H_i(\vec{r},\vec{p}) \approx \sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2} + U_i(\vec{r},\vec{p}), \tag{2.3}$$

mit der Ruhemasse m_i der Teilchenspezies i. Das mittlere Feld U ist dabei kein vorgegebenes externes Feld, sondern wird selbstkonsistent mit der Verteilungsfunktion f_i für jeden Zeitschritt sukzessive berechnet und beschreibt die Wirkung der Gesamtheit aller Nukleonen auf ein herausgegriffenes Nukleon durch sogenannte "weiche Stöße". Innerhalb des im Rahmen dieser Arbeit genutzten Codes wird das mittlere Feld durch ein Skyrme-artiges Potenzial parametrisiert:

$$U = A\frac{\rho}{\rho_0} + B\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\tau} + C\frac{2}{\rho_0}\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\frac{f(\vec{r},\vec{p}')}{1+(\frac{\vec{p}-\vec{p}'}{\Lambda})^2}, \tag{2.4}$$

mit den Parametern A, B, C, τ und Λ, der Baryonendichte ρ und Kernsättigungsdichte ρ_0. Neben den Nukleonen werden Δ- und N^*-Resonanzen in dem selben Potenzial propagiert. Die Hyperonen Λ und Σ^* erfahren aufgrund ihrer Quark-Zusammensetzung nur 2/3 des mittleren Feldes.

Für eine adäquate Beschreibung von Vielteilchensystemen jenseits lokaler Gleichgewichtszustände müssen elastische und inelastische Zwei-Teilchen-Wechselwirkungen über deren differenzielle Wirkungsquerschnitte im Stoßterm in Gleichung (2.2) implementiert werden. Dies macht Gleichung (2.2) zu einem Satz nicht-linearer partieller Integro-Differenzialgleichungen. Im Stoßterm ist das Pauli-Prinzip in Form von Pauli-Blocking implementiert. In den Gewinn- und Verlusttermen werden inelastische Reaktionen realisiert, die additiv bzw. subtraktiv auf den i-ten Teilchenkanal wirken. Dazu zählen Umwandlungsmechanismen und Zerfälle instabiler Teilchen.

Aufgrund ihrer Komplexität ist die Auswertung dieser gekoppelten Integro-Differenzialgleichungen nur numerisch möglich [30]. Die Lösung dieser Gleichungen geschieht hierbei mittels der Testteilchen-Methode, wobei die stetige Verteilungsfunktion ersetzt wird durch die Verteilung einer endlichen Anzahl von Testteilchen. Dies überführt Gleichung (2.2) in ein System gewöhnlicher Differenzialgleichungen. Als Ansatz für die Verteilungsfunktion wählt man eine Summe von orts- und impulsabhängigen Deltadistributionen:

$$f_i(\vec{r},\vec{p},t) = \frac{1}{\tilde{N}N}\sum_{n=1}^{\tilde{N}\times N}\delta^{(3)}(\vec{r}-\vec{r}_i^{(n)}(t))\,\delta^{(3)}(\vec{p}-\vec{p}_i^{(n)}(t)). \tag{2.5}$$

Dabei steht N für die Anzahl der Testteilchen pro Teilchensorte und $\tilde{N}$ für die Gesamtzahl der

Parallelensembles. Die Testteilchen bewegen sich auf klassischen Trajektorien, gegeben durch die Hamilton'schen Bewegungsgleichungen

$$\frac{d\vec{r}_i^{(n)}}{dt} = \frac{\partial H_i}{\partial \vec{p}_i^{(n)}} = \frac{\vec{p}_i^{(n)}}{m_i} + \vec{\nabla}_p U_i(\rho(\vec{r}), \vec{p}), \tag{2.6}$$

$$\frac{d\vec{p}_i^{(n)}}{dt} = -\frac{\partial H_i}{\partial \vec{r}_i^{(n)}} = -\vec{\nabla}_r U_i(\rho(\vec{r}), \vec{p}), \tag{2.7}$$

wobei das mittlere Feld U_i die starke Wechselwirkung zwischen der Teilchensorte i und der umliegenden nuklearen Materie beschreibt. Anstelle von $\vec{p}_i/m_i$ wird die relativistische Relation $\vec{p}_i/E_i$ in Gleichung (2.6) genutzt. Man verfolgt die klassischen Trajektorien jedes einzelnen Teilchens für $N \to \infty$ in jedem Zeitschritt. Zusätzlich werden mehrere subsequente Durchläufe vorgenommen und darüber gemittelt.

2.2.1 Stöße

Elastische Zwei-Teilchen-Stöße $i + 1 \to i' + 1'$, sowie binäre inelastische Stöße $i + 1 \to 1' + 2'$ (Verlustterm) und $1 + 2 \to i + 2'$ (Gewinnterm) der betrachteten Teilchensorte i sind in der rechten Seite von Gleichung (2.2) enthalten. Jede aus den Gleichungen (2.6) und (2.7) ermittelte Trajektorie wird in jedem Parallelensemble verfolgt:

$$\vec{p}(t + \delta t) = \vec{p}(t) - \delta t \vec{\nabla}_r U(t), \tag{2.8}$$

$$\vec{r}(t + \delta t) = \vec{r}(t) + \delta t(\vec{p}(t)/E + \vec{\nabla}_p U(t)). \tag{2.9}$$

Unterschreiten zwei Teilchen i und j innerhalb eines Zeitintervalls δt einen Abstand von

$$\delta \leq b_{\max} = \sqrt{\frac{\sigma_{ij}^{\text{tot}}(\sqrt{s})}{\pi}}, \tag{2.10}$$

findet eine Kollision statt. Hierbei ist der totale Wirkungsquerschnitt mit $\sigma^{tot} = \sigma^{el} + \sigma^{in}$ gegeben. Abhängig von den elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitten wird entschieden, welche Art des Stoßes stattfindet. Die implementierten Wirkungsquerschnitte für die Stöße $N + N$ und $N + \Delta$ wurden aus [31] entnommen. Weitere Wirkungsquerschnitte der implementierten Produktionskanäle werden im Anhang A.1 vorgestellt. Hierbei sind Kollisionen nur zwischen Teilchen im selben Parallelensemble erlaubt. Um zu verhindern, dass zwei Teilchen in den kleinen Abständen "gefangen" bleiben, wird für eine bestimmte Zeit (z.B. $10\delta t$) nach einer Kollision eine weitere Kollision mit dem selben Teilchen ausgeschlossen, sodass sich die Entfernung vergrößern kann.
Um die Berechnung inelastischer Streuungen zu vereinfachen, wird vielfach ein isotroper Wirkungsquerschnitt für die Produktion des neu gebildeten Teilchens angenommen und ein konkreter Streuwinkel nach einer Gleichverteilung bestimmt. Zusätzlich zu den klassischen Tra-

jektorien der Gleichungen (2.6) und (2.7) wird in der Realisierung der Stöße ein vom lokalen Impaktparameter unabhängiges stochastisches Element eingeführt, welches einen Teil des quantenmechanischen Charakters einer Streuung realisieren soll.
Um die Statistik seltener Teilchen, einschließlich der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen, zu erhöhen, wird eine perturbative Methode genutzt, in der bei Überschreitung eines vorgegeben Schwellenwertes einer Zwei-Teilchen-Kollision ein seltenes Teilchen produziert und mit seiner Erzeugungswahrscheinlichkeit gewichtet wird. Darüber hinaus beeinflusst dieses Teilchen weder bei seiner Erzeugung, noch bei darauffolgenden Kollisionen die Dynamik der umliegenden Materie [32].

2.2.2 Ablauf der Simulation

Zu Beginn einer Simulation im BUU-Code werden anhand der Eingabeparameter zwei Schwerionen, versetzt durch einen Impaktparameter b senkrecht zur Strahlachse (z-Achse), positioniert. Der totale Abstand beider Kernzentren beträgt zu Beginn $r_{\max} = r_P + r_T + r_{\text{dist}}$, wobei r_P der Radius des Projektils und r_T der Radius des Targetkerns ist. Die Distanz der Kerne wird auf $r_{\text{dist}} = 2.9$ fm festgelegt, um einerseits die Simulationsdauer zu minimieren, andererseits den Einfluss des mittleren Feldes auf den jeweils anderen Kern zur Zeit $t = 0$ zu vermeiden. Die Orte und Fermi-Impulse der als Punktteilchen angenommenen Nukleonen innerhalb der Kerne werden über Monte-Carlo-Sampling festgelegt. Die Dichteverteilung im Ortsraum der Nukleonen im Target und Projektil erfolgt über eine Woods-Saxon-Funktion

$$\rho_N(\vec{r}) = \rho_0 \left(1 + e^{\frac{|\vec{r}| - r_0^*}{\alpha}}\right)^{-1}, \tag{2.11}$$

mit den Parametern r_0^* und α. Im Impulsraum werden die Nukleonen über eine lokale Thomas-Fermi-Approximation

$$f_0(\vec{r}, \vec{p}) = 4\Theta(p_F(\vec{r}) - |\vec{p}|) \tag{2.12}$$

initialisiert; der Fermi-Impuls ist

$$p_F(\vec{r}) = \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho_N(\vec{r})\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{2.13}$$

Die komplette Simulation der Dauer $t_{\max} = 60$ fm/c läuft in Zeitschritten von $\delta t = 0.5$ fm/c ab. Der Koordinatenursprung $z_0 = 0$ wird auf den Schwerpunkt des Systems gelegt. Während der Simulation werden für jeden Zeitschritt δt die Teilchen propagiert und sowohl Ort und Impuls, als auch Typus, Ladung, Erzeugungskanal, Erzeugungswahrscheinlichkeit etc. verfolgt. Der Ablauf einer Simulation im BUU-Code kann in folgende Abschnitte unterteilt werden:

(i) Initialisierung der Phasenraumverteilung der Nukleonen in den Ruhesystemen der beiden Schwerionen für alle $\tilde{N}$ Parallelensembles mit Impaktparameter b und Abstand r_{dist};

(ii) Boosten der Kerne im Schwerpunktsystem;

(iii) individuelles Verfolgen der Dynamik in den Parallelensembles für jeden Zeitschritt δt; die Berechnung des mittleren Feldes erfolgt durch Mittelung über alle Parallelensembles.

Als Beitrag zum Gesamtimpuls eines Teilchens wird der Fermi-Impuls p_F berücksichtigt, der eine zentrale Rolle bei der Kaonenproduktion unter der freien NN-Schwellenergie spielt. Die Wahrscheinlichkeit einer Streuung von Fermionen, insbesondere Nukleonen, wird durch Pauli-Blocking beeinflusst. Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen wird aufgrund der starken Unterdrückung im Vergleich zur starken Wechselwirkung nicht berücksichtigt.

2.2.3 Zustandsgleichung und effektive in-Medium-Massen

Eine der bedeutendsten Observablen, die mittels Schwerionenkollisionen untersucht werden soll, ist die Zustandsgleichung nuklearer Materie. Aus einer Energiebilanz kann der Teil der Gesamtenergie des Systems abgeleitet werden, der zur Kompression der Kernmaterie aufgewandt wird. Neben der Kompressionsenergie E_C werden Anteile der Gesamtenergie sowohl in thermische Bewegung und Produktion neuer Teilchen umgesetzt, als auch in verschiedene Flussmoden der Kernmaterie. Die Kompressionsenergie wird während der Expansionsphase wieder freigesetzt. Experimentell wird anhand der im Detektor gemessenen Teilchen die Temperatur der durch die Kollision komprimierten Materie abgeschätzt und auf die Kompressionsenergie geschlossen. Die nukleare Zustandsgleichung bei verschwindender Temperatur $E_C(\rho, T = 0)$ kann über den Inkompressibilitätsparameter

$$\kappa = \left(9\rho^2 \frac{\partial^2 E_C}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \tag{2.14}$$

ausgedrückt werden. Die Parameter des mittleren Feldes (2.4) A, B, C, Λ und τ legen die Inkompressibilität κ fest und bestimmen damit die Steifheit der Zustandsgleichung. Im genutzten Code wurde das Inkompressibilitätsmodul folgendermaßen parametrisiert [6]:

$$\begin{aligned}\kappa = {} & \frac{3}{2}\left(\frac{m_N}{p_F}\right)^3 \left[\left(3\frac{p_F}{m_N} + \left(\frac{p_F}{m_N}\right)^3 \right) \left(1 + \left(\frac{p_F}{m_N}\right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right. \\ & \left. - 3\ln\left(\frac{p_F}{m_N} + \sqrt{1 + \left(\frac{p_F}{m_N}\right)^2} \right) \right] + 3A + \frac{3B\tau(3\tau - 1)}{\tau + 1} \\ & + \frac{C}{2\pi^4}\frac{\Lambda^6}{\rho_0^2} \left[-\left(\frac{2p_F}{\Lambda}\right)^2 + \left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{2p_F}{\Lambda}\right)^2 \right) \ln\left(1 + \left(\frac{2p_F}{\Lambda}\right)^2 \right) \right].\end{aligned} \tag{2.15}$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Inkompressibilität auf den Standardwert von $\kappa = 215$ MeV festgelegt, was einer "weichen" Zustandsgleichung entspricht [33].

Die in einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen mit Strangeness-Inhalt sind von nuklearer Materie umgeben. Die Wechselwirkung zwischen seltsamen Mesonen und Nukleonen wird mittels verschiedener Meson-Nukleon-Potenziale beschrieben, welche zu dichteabhängigen effektiven Massenverschiebungen der Mesonen führen [17]:

$$\Delta m_{K^\pm} = m^*_{K^\pm} - m^0_{K^\pm} = -m^0_{K^\pm}\alpha_{K^\pm}\frac{\rho}{\rho_0}, \tag{2.16}$$

mit den Parametern α und den effektiven Massen m^* der Teilchen. Mit letzterem ist die Energie des Teilchens bei verschwindenden Impuls gemeint. Mit zunehmender Netto-Baryonendichte ρ steigt also der Einfluss der Potenziale auf die (Anti-)Kaonmasse linear. Während die in-Medium-Eigenschaften von K^+-Mesonen gut mittels theoretischer Betrachtungen beschrieben werden können, sind die der K^--Mesonen mit Unsicherheiten behaftet [3]. Dies bedeutet, dass jegliche Resultate basierend auf der gewählten Einstellung der K^--Eigenschaften mit einer Ungewissheit einhergehen. Experimentell können effektive in-Medium-Massen anhand der resultierenden relativen Produktionsraten und Rapiditäts- bzw. Transversalmassenspektren untersucht werden. Im Fall der K^+-Mesonen wirkt sich das KN-Potenzial schwach repulsiv aus, was zu einer positiven effektiven Massenverschiebung führt. Bei K^--Mesonen wirkt das KN-Potenzial bei verschwindenden Dichten abstoßend, während sich bei steigenden Dichten ein stark attraktives Potenzial ausbildet, was zu einer effektiven Massenverringerung führt. Auch das ϕ-Meson erfährt in nuklearer Materie eine effektive Massenreduktion, welche jedoch schwächer als bei den K^--Mesonen ausfällt.

3 Hadronen mit Strangeness in der Kollision Au(1.23 AGeV)+Au

3.1 Kinematik in Schwerionenkollisionen

Da sich seltsame Hadronen als nützliche Proben der Dynamik von Materie in relativistischen Schwerionenkollisionen erweisen, wurden zahlreiche Messungen von Teilchenspektren mit Strangeness-Inhalt vorgenommen, unter anderem von der GSI. Aktuelle Daten dazu wurden von der HADES-Kollaboration publiziert [5]. Dafür wurden vollständig ionisierte Goldkerne (Au) mit einer kinetischen Energie von 1.23 AGeV auf eine ruhende Goldfolie geschossen. Die entstandenen Hadronenschauer der 2.1×10^9 betrachteten Au+Au-Kollisionen wurden in Form von Teilchenspektren in den Detektoren gemessen. Dabei wurden Mesonen mit Strangeness weit unter ihrer respektiven freien NN-Schwellenergie produziert. Als Ergebnis dieser Messung wurde eine überraschend hohe ϕ-Multiplizität mit einem ϕ/K^--Verhältnis von 0.52 ± 0.16 gemessen.

Mittels des Budapest-Rossendorfer BUU-Codes wird die Kollision Au(1.23 AGeV)+Au für Impaktparameterwerte von $b = 1, ..., 10$ fm simuliert.[1] Es soll unter anderem untersucht werden, ob sich die Daten aus [5] der 0-40% zentralsten Stöße durch einen repräsentativen Impaktparameter beschreiben lassen. Dabei wurden die von Schade *et al.* [6, 8] für die Kollision Argon (Ar) mit Kaliumchlorid (KCl) genutzten Einstellung der Parameter beibehalten, zu denen insbesondere die effektiven in-Medium-Massen, das Inkompressibilitätsmodul, die Wirkungsquerschnitte sowie das mittlere Feld zählen. Ausnahmen bilden lediglich die Parameter des Projektils und des Targets sowie der Energie und der Impaktparameter. Die wichtigsten Eingabeparameter für die Simulation werden in Tabelle 3.1 aufgelistet. Eine Untersuchung der Auswirkung einer Variation der Inkompressibilität und der effektiven Massenverschiebungen wurde unter anderem in [6] vorgenommen.

Zunächst sollen die durch das Quadrat der transversalen Masse

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \tag{3.1}$$

[1] Ein Impaktparameter von 0 fm würde einen absolut zentralen Stoß beider Kerne bedeuten. Die Wahrscheinlichkeit für das tatsächliche Eintreten eines solchen Stoßes ist anhand simpler geometrischer Überlegungen verschwindend gering.

Eingabeparameter	Symbol	Wert Au+Au	Wert Ar+KCl
Simulationsdauer	$t_{\max}$ [fm/c]	60	60
Zeitschritt	δt [fm/c]	0.5	0.5
Projektilkern	A_P / Z_P	197 / 79	40 / 18
Targetkern	A_T / Z_T	197 / 79	39 / 19
kinetische Energie	E_{kin} [AGeV]	1.23	1.756
Abstand der Kerne	r_{dist} [fm]	2.9	2.9
Impaktparameter	b [fm]	1-10	1-6
Anzahl Parallelensembles	$\tilde{N}$	200	200
Anzahl subsequenter Durchläufe	isubs	200	200
Inkompressibilität	κ [MeV]	215	215
effektive Massenverschiebung K^+	$\Delta m_{K^+}(\rho_0)$ [MeV]	+23.5	+23.5
effektive Massenverschiebung K^-	$\Delta m_{K^-}(\rho_0)$ [MeV]	−75.2	−75.2
effektive Massenverschiebung ϕ	$\Delta m_{\phi}(\rho_0)$ [MeV]	−22.2	−22.2
Kernsättigungsdichte	ρ_0 [fm^{-3}]	0.16	0.16
...	...	...	...

Tabelle 3.1: Einige Eingabeparameter für die Simulationen der Kollisionen Au+Au und Ar+KCl.

normierten Transversalmassenverteilungen $d^2N/dm_t dy|_{y_i}$ der verschiedenen Teilchensorten untersucht werden. Hierbei stehen N für die Multiplizität, m_0 für die Ruhemasse, $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ für den Teilchenimpuls bezüglich des Schwerpunktsystems in transversaler Richtung und $y = \text{artanh}(v_z)$ für die longitudinale Rapidität der Teilchen, wobei für den Schwerpunkt des Systems $y_0 = 0$ gilt. Eine Parametrisierung durch eine Maxwell-Boltzmann-artige Verteilung

$$\frac{1}{m_t^2}\frac{d^2N}{dm_t dy}\bigg|_{y_i} = C(y_i)\exp\left(-\frac{(m_t - m_0)}{T_B(y_i)}\right), \tag{3.2}$$

wobei $T_B(y) = \frac{T_{\text{eff}}}{\cosh(y)}$, lässt dieses Spektrum an der Stelle $y = y_i$ anhand zweier Parameter beschreiben. Diese Parameter bezeichnen wir als die effektive Temperatur T_{eff} und den Normierungsparameter $C(y_i)$. Für einen isotrop expandierenden Feuerball kann der Normierungsparameter als konstant angenommen werden: $C(y) = C$. Der gewählte Begriff der effektiven Temperatur ist mit Vorsicht zu behandeln, denn im Gegensatz zur tatsächlichen Temperatur der jeweiligen Teilchensorte wird nur die transversale Impulskomponente statt des Gesamtimpulses betrachtet. Zusätzlich fließt die transversale Komponente des radial gerichteten kollektiven Flusses der expandierenden Materie in die effektive Temperatur mit ein. Da der radiale Fluss rein massenabhängig ist, sollte dieser keine Rolle für den Vergleich von Kaonen mit Antikaonen spielen [4].

Um einen Zusammenhang zwischen dem Normierungsparameter C und der Multiplizität N herzustellen, bietet es sich an, Gleichung (3.2) bezüglich der transversalen Masse m_t zu inte-

grieren:

$$\int_{m_0}^{\infty} \left.\frac{d^2N}{dm_t dy}\right|_{y_i} dm_t = \left.\frac{dN}{dy}\right|_{y_i} = C(y_i)[2T_B^3(y_i) + 2m_0T_B^2(y_i) + m_0^2T_B(y_i)]. \tag{3.3}$$

Man erkennt sofort einen direkten Zusammenhang zwischen der Multiplizität im betrachteten Rapiditätsbereich und dem Normierungsparameter. Zusätzlich wird deutlich, dass der Parameter für die effektive Temperatur einen Einfluss auf das Rapiditätsspektrum dN/dy hat. Es wird sich herausstellen, dass für Teilchen gleicher Masse höhere T_{eff} breitere Rapiditätsspektren bewirken. Diese werden im folgendem Abschnitt untersucht.

3.2 Zentralitätsabhängigkeiten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

3.2.1 Rapiditätsspektren und Transversalmassenspektren

Mittels des BUU-Simulationscodes werden zunächst Transversalmassenspektren und Rapiditätsspektren in Form von Histogrammen mit Bins der Größe 25 MeV bzw. 0.05 erzeugt und zum Simulationsende $t_{\text{max}} = 60$ fm/c ausgegeben. Die Rapiditätsspektren ergeben sich dabei aus der Integration der Transversalmassenspektren über den transversalen Impulsraum. Die Werte der abgebildeten Transversalmassenspektren wurden aus dem arithmetischen Mittel über die Rapiditätsbins zwischen $-0.1 \leq y \leq 0.1$ gebildet und sollen den Midrapiditätsbereich repräsentieren, für welchen die entsprechenden Messdaten aufgenommen wurden. Es ergibt sich für den Parameter $T_B(y=0) = \frac{T_{\text{eff}}}{\cosh(y=0)} = T_{\text{eff}}$.
In Abbildung 3.1 links sind die Rapiditätsspektren der Kaonen dargestellt. Der Farbcode für

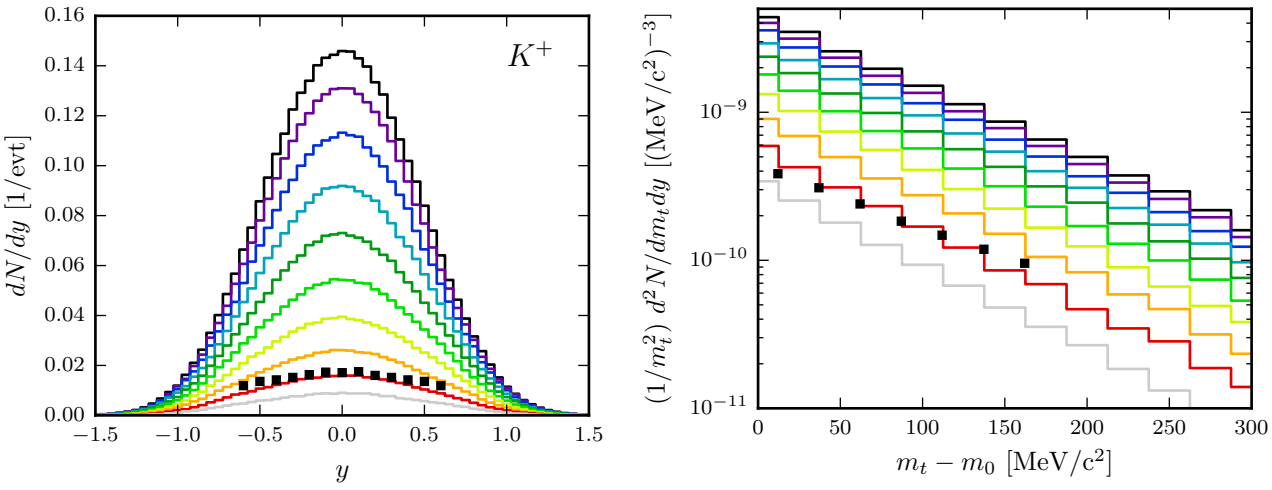

Abbildung 3.1: Linke Seite: Rapiditätsspektren der K^+-Mesonen im Schwerpunktsystem für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 10$ fm. Rechte Seite: Transversalmassenspektren im Rapiditätsintervall $-0.1 \leq y \leq 0.1$. Die schwarzen Datenpunkte sind aus [5]. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar.

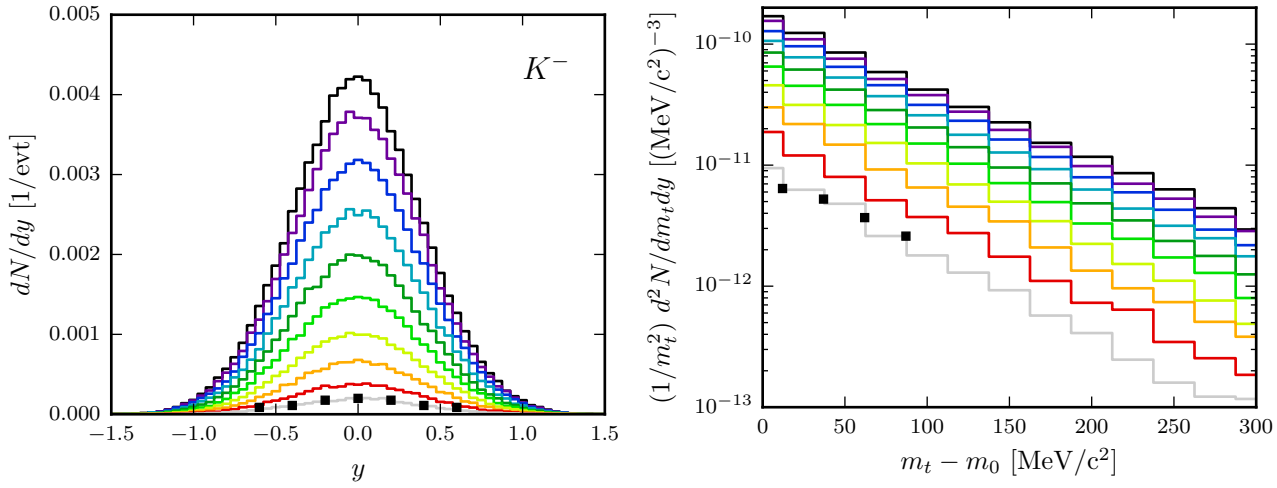

Abbildung 3.2: Wie Abb. 3.1, aber für K^--Mesonen.

die Impaktparameter ist im Anhang aus der Abbildung A.2 entnehmbar. Die HADES-Daten [5] in Form von schwarzen Symbolen liegen im Impaktparameterbereich von 8-9 fm und bilden ein flacheres Spektrum als die Histogramme der Simulationsausgabe. Die logarithmisch aufgetragenen Transversalmassenspektren der Kaonen in Abbildung 3.1 rechts weisen einen steileren inversen Anstieg auf als die Datenpunkte, was einen niedrigeren effektiven Temperaturparameter zur Folge hat. Auch hier liegen die Messwerte nahe des Histogramms der Simulation für den Impaktparameter von 9 fm.

In Abbildung 3.2 links sind die Rapiditätsspektren der Antikaonen dargestellt. Die Datenpunkte liegen nahe des Spektrums für den Impaktparameter $b = 10$ fm. Auch im Fall der Transversalmassenspektren in Abbildung 3.2 rechts lassen sich die Daten recht gut durch diesen Impaktparameter beschreiben. Ähnlich wie bei den Kaonen scheint wieder der inverse Anstieg der Simulationsdaten steiler zu sein als der der experimentellen Daten, was wieder eine Unterschätzung der effektiven Temperatur bedeuten würde.

Die Rapiditäts- und Transversalmassenspektren der ϕ-Mesonen sind in Abbildung 3.3 aufgetragen. Die experimentellen Spektren liegen, wie im Fall der Antikaonen, wieder nahe der Histogramme für den Impaktparameter $b = 10$ fm. Auch hier ist eine deutliche Unterschätzung der inversen Anstiege der logarithmisch aufgetragenen Transversalmassenspektren erkennbar, was zu einer Unterschätzung der effektiven Temperatur führt. Es ist zu erwähnen, dass die Lebensdauer[2] der ϕ-Mesonen kürzer ist als die Dauer der Simulation. In den Teilchenspektren der ϕ-Mesonen wurden daher alle zerfallenen Teilchen zusätzlich als unzerfallene Teilchen weiter propagiert. Dabei ist zu beachten, dass die experimentell zugänglichen ϕ-Mesonen nur den Teil der im Vakuum zerfallenen Teilchen ausmachen, während die Spektren der Simulation alle ϕ-Mesonen einschließen. Dieser Unterschied macht sich insbesondere in der Multiplizität

[2]Die mittlere Lebensdauer von ϕ-Mesonen beträgt $(1.55 \pm 0.01) \times 10^{-22}$ s, was einer Dauer von ungefähr 46.5 fm/c im Ruhesystem der Mesonen entspricht.

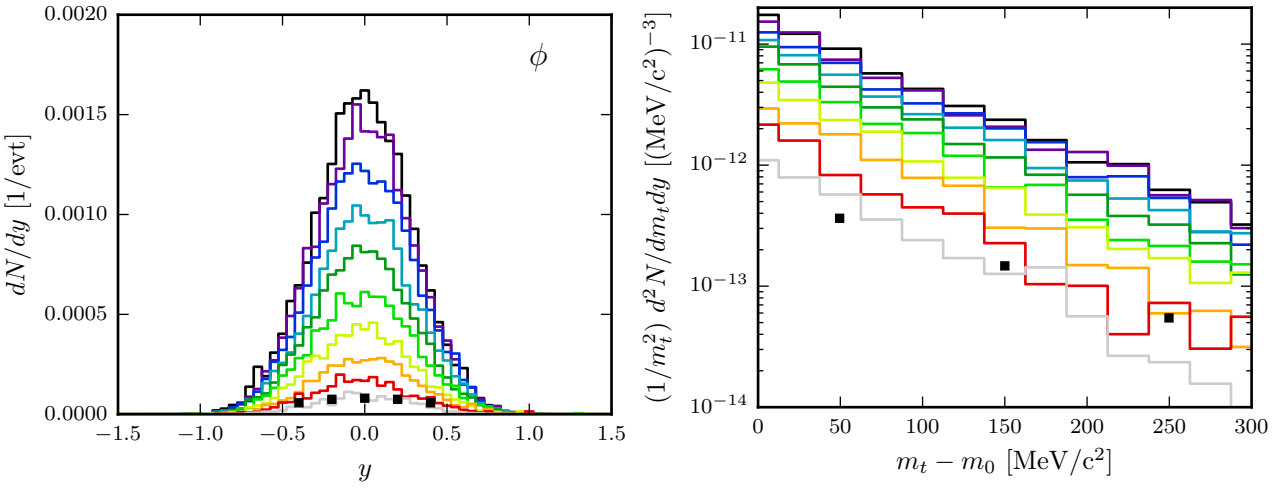

Abbildung 3.3: Wie Abb. 3.1, aber für ϕ-Mesonen.

bemerkbar, sodass ein entsprechender Impaktparameter zur Reproduktion der Multiplizität im Bereich $b \leq 10$ fm liegen muss.

Vergleicht man die Rapiditätsspektren der $K^{\pm}$-Mesonen untereinander, fällt auf, dass die Spektren unterschiedliche Breiten aufweisen. Die ungerichtete kinetische Energie, die den Teilchen zur Verfügung steht und direkt mit deren Temperatur zusammenhängt, ist ausschlaggebend für die Breite des Rapiditätsspektrums. Je mehr Energie die Teilchen im Mittel besitzen, desto mehr Teilchen finden sich in den Bins größerer Rapiditäten wieder (vgl. Gleichung (3.3)). Demnach ist ein Unterschied der Temperatur von Kaonen und Antikaonen im Rahmen dieses Simulationscodes zu vermuten, was die experimentellen Beobachtungen bestätigen.

In Abbildung 3.4 sind die ermittelten effektiven Temperaturparameter (links, vgl. Gleichung (3.2)), sowie die Multiplizitäten (rechts) zum Simulationsende für $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen, sowie für Nukleonen und die Hyperonen Λ und Σ^* über verschiedene Impaktparameter aufgetragen. Darin ist für alle Teilchensorten ein Abfall der effektiven Temperatur mit fallender Zentralität des Stoßes beider Schwerionen erkennbar. Das selbe gilt für die Multiplizität, wobei hier die Nukleonen als Ausgangsmaterie die Ausnahme bilden. Anhand der Multiplizitäten der Teilchensorten zeichnet sich zudem eine Hierarchie bezüglich der Defizite zur freien NN-Schwellenergie aus. Während für Λ-Hyperonen und Kaonen die Energiedefizite gering sind und deswegen mehr Teilchen erzeugt werden, werden viel weniger Antikaonen oder ϕ-Mesonen erzeugt, deren Energiedefizite weitaus größer sind. Bezüglich der effektiven Temperaturen von Kaonen und Antikaonen bestätigt sich die experimentelle Beobachtung, dass die effektive Temperatur von Antikaonen wesentlich unter der der Kaonen liegt. Da beide Teilchen die selbe Masse besitzen, ist dieser Effekt nicht durch transversale Flussmuster erklärbar und deutet deshalb auf eine niedrigere Temperatur der Antikaonen hin. Ebenso liegt die effektive Temperatur der direkten K^--Mesonen ohne den Anteil aus dem ϕ-Zerfallskanal (blaue gestrichelte Linie) wesentlich unter der der K^+-Mesonen, sodass der ϕ-Zerfall nicht allein für die Tempera-

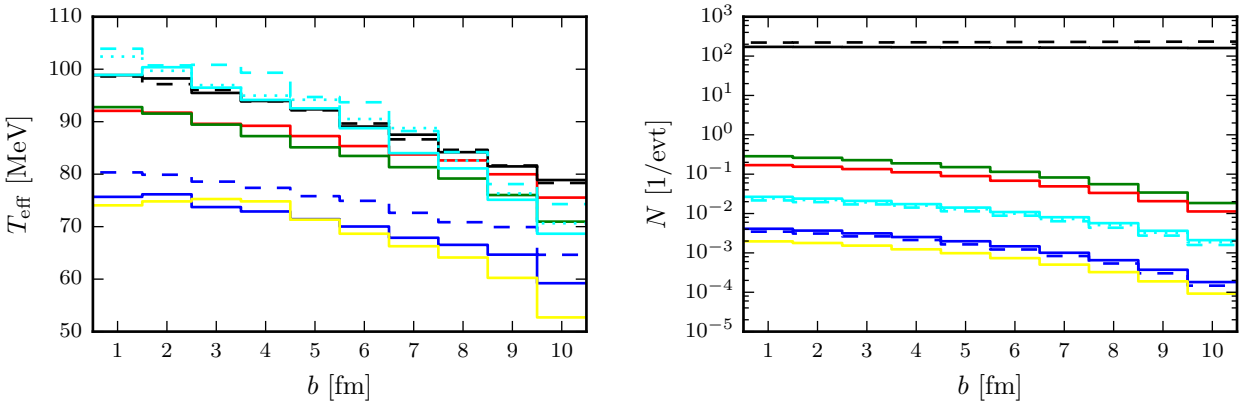

Abbildung 3.4: Effektive Temperaturen (links) und Multiplizitäten (rechts) über verschiedene Impaktparameter für die Teilchensorten Proton (schwarz, durchgezogen), Neutron (schwarz, gestrichelt), Σ^0 (cyan, durchgezogen), Σ^+ (cyan, gestrichelt), Σ^- (cyan, gepunktet), K^+ (rot), Λ (grün), K^- (blau, durchgezogen), K^- ohne ϕ-Beitrag (blau, gestrichelt) und ϕ (gelb).

turdiskrepanz verantwortlich sein kann, wie vermutet wurde [5]. Dennoch bewirkt der Anteil der Antikaonen aus dem ϕ-Zerfall eine Kühlung der Antikaontemperatur und hat im Rahmen des genutzten Transportcodes eine effektive Temperatur in Höhe von etwa 2/3 der effektiven Temperatur der ϕ-Mesonen [34]: $T_{\text{eff}}(K^-_\phi) \approx 2/3\ T_{\text{eff}}(\phi)$.

3.2.2 Produktionskanäle

Um herauszufinden, welche die dominierenden Kanäle für die Produktion von Mesonen mit Strangeness-Inhalt sind, werden in Abbildung 3.5 die einzelnen Beiträge aller im verwendeten BUU-Code implementierten Produktionskanäle zur $K^{\pm}$- und ϕ-Multiplizität zum Simulationsende dargestellt. Die Teilchenkanäle sind im Anhang A.1 aufgelistet.

In Abbildung 3.5 oben wird ersichtlich, dass über 60% aller Kaonen aus Stößen zweier Baryonen entstehen. Die Schwellenergie der Kanäle $BB \to BYK^+$ ($B = N, \Delta$) liegt bei $\sqrt{s_0} = 2.55$ GeV, was bei der Kollision Au(1.23 AGeV)+Au um 140 MeV über der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.41$ GeV liegt. Den wichtigsten Produktionskanal bildet dabei $N\Delta \to BYK^+$. Mit steigendem Impaktparameter nimmt der Kanal $\pi N \to YK^+$ ($Y = \Lambda, \Sigma^*$) an Wichtigkeit zu, da hier die Schwellenergie nur bei 1.61 GeV und damit noch unter der NN-Schwerpunktsenergie der Au+Au-Kollision liegt. Dafür müssen jedoch in vorherigen Nukleonstößen genügend Pionen produziert worden sein. Währenddessen nimmt mit sinkender Zentralität die Rolle des Δ-Baryons in der Kaonproduktion ab. Dies kann daran liegen, dass bei größeren Impaktparametern verhältnismäßig weniger Δ-Baryonen produziert werden. Nicht sichtbar ist der Beitrag des ϕ-Zerfalls, dargestellt in gelb oberhalb des $\pi + \Delta$-Kanals, da dieser einen zu geringen Beitrag zur Kaonproduktion leistet.

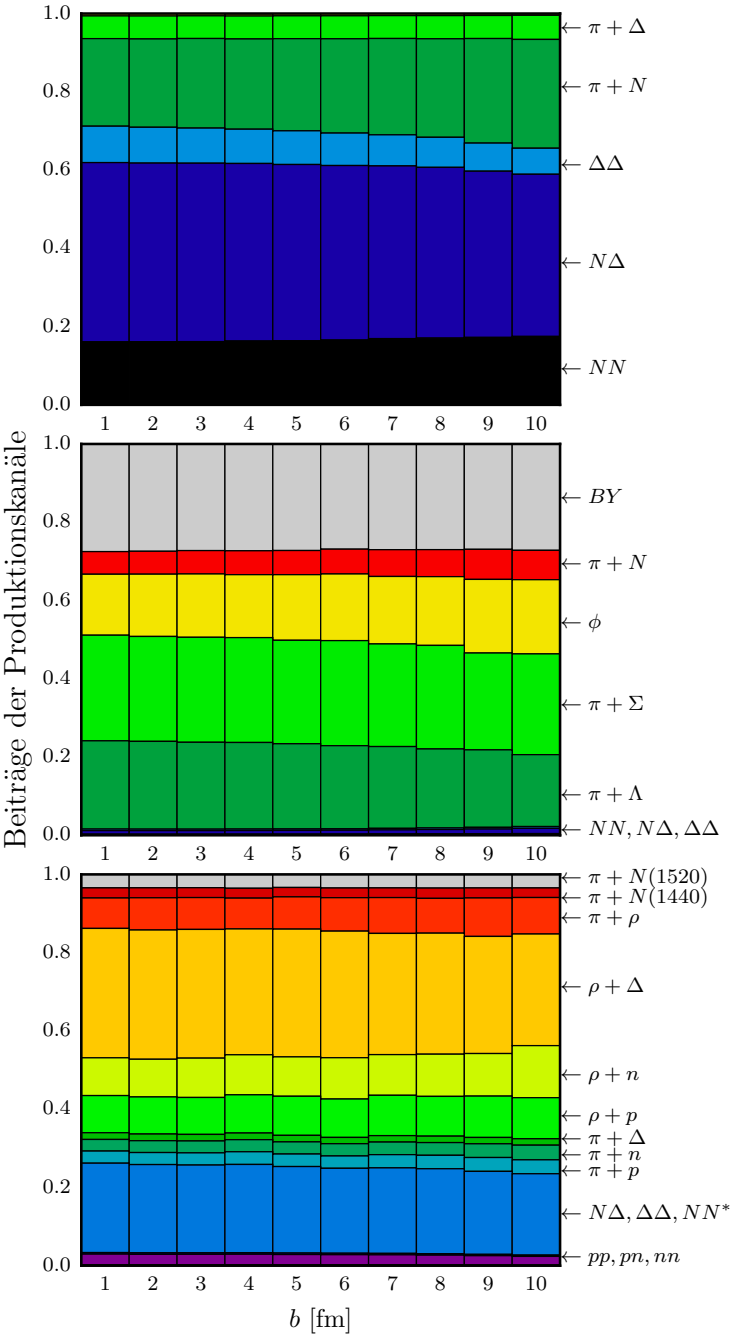

Abbildung 3.5: Relative Beiträge der einzelnen Kanäle zur K^+- (oben), K^-- (mittig) und ϕ-Multiplizität (unten) zum Simulationsende für verschiedene Impaktparameter.

Während für Kaonen primäre Produktionskanäle eine bedeutende Rolle spielen, dominieren sekundäre Kanäle bei der Antikaonproduktion, siehe Abbildung 3.5 Mitte. Der bedeutendste Produktionskanal ist hierbei der Strangeness-Austauschkanal $\pi Y \to NK^-$ mit einer Schwellenergie von $\sqrt{s_0} = 1.43$ GeV. Dieser macht knapp 50% der Antikaonproduktion aus. Auch hierfür müssen wieder genügend Pionen zur Verfügung stehen. Ein weiterer Strangeness-Austauschkanal $BY \to NNK^-$ mit der Schwellenergie $\sqrt{s_0} = 2.37$ produziert um die 30% der Antikaonen. Mit steigendem Impaktparameter konkurriert der ϕ-Zerfall mit den anderen Kanälen und macht bei $b = 10$ fm knapp 20% der Antikaonproduktion aus. Dies stellt eine Unterschätzung bezüglich der experimentellen ϕ-Ausbeute [5] dar, da hierbei wieder alle ϕ-Mesonen betrachtet werden und nicht nur solche, die im Vakuum zerfallen.

In Abbildung 3.5 unten wird die Impaktparameterabhängigkeit der Beiträge einzelner Kanäle zur ϕ-Produktion dargestellt. Darin sind keine starken Abhängigkeiten bezüglich der Zentralität des Stoßes erkennbar. Es lässt sich lediglich eine geringe Reduktion der Wichtigkeit von Baryon-Baryon-Stößen, sowie des Kanals $\rho\Delta \to N\phi$ mit steigenden Impaktparameter erkennen, während die Kanäle $\pi\rho \to \phi$, $\rho N \to N\phi$ und $\pi N \to N\phi$ leicht an Wichtung zunehmen. Die dominierenden Beiträge liefern die $\rho + B$-Kanäle.

3.3 Zeitevolution

Um ein Verständnis über die intrinsische Dynamik der Schwerionenkollision zu erhalten, wird im Folgenden die zeitliche Evolution des Systems detailliert untersucht. Dazu wurde für einige Betrachtungen ein fester Impaktparameter von $b = 9$ fm gewählt, da für diesen die Simulationsergebnisse den experimentellen Daten der Kaonen, welche die Teilchensorte mit der größten Multiplizität darstellen, am nächsten liegen. Da die kollidierenden Kerne zum Simulationsstart eine Distanz r_{dist} zueinander haben, beginnen die ersten NN-Stöße bei ca. 4 fm/c.
Eine grafische Darstellung des Au+Au-Kollisionsablaufes ist in Abbildung 3.6 zu finden. Die beiden Schwerionen fliegen entlang der Strahlachse (z-Achse) durcheinander, versetzt um den Impaktparameter $b = 9$ fm bezüglich der x-Achse. In der zentralen Ortsraumzelle, in welcher der Schwerpunkt des Systems liegt, werden dabei Netto-Baryonendichten über dem zweifachen der Kernsättigungsdichte ρ_0 erreicht. Nach dem Aufeinandertreffen fliegen die Spektatoren weiter entlang der Strahlachse, während aus den Partizipanten neue Teilchen entstehen, die in radialer Richtung weg vom Zentrum propagieren.

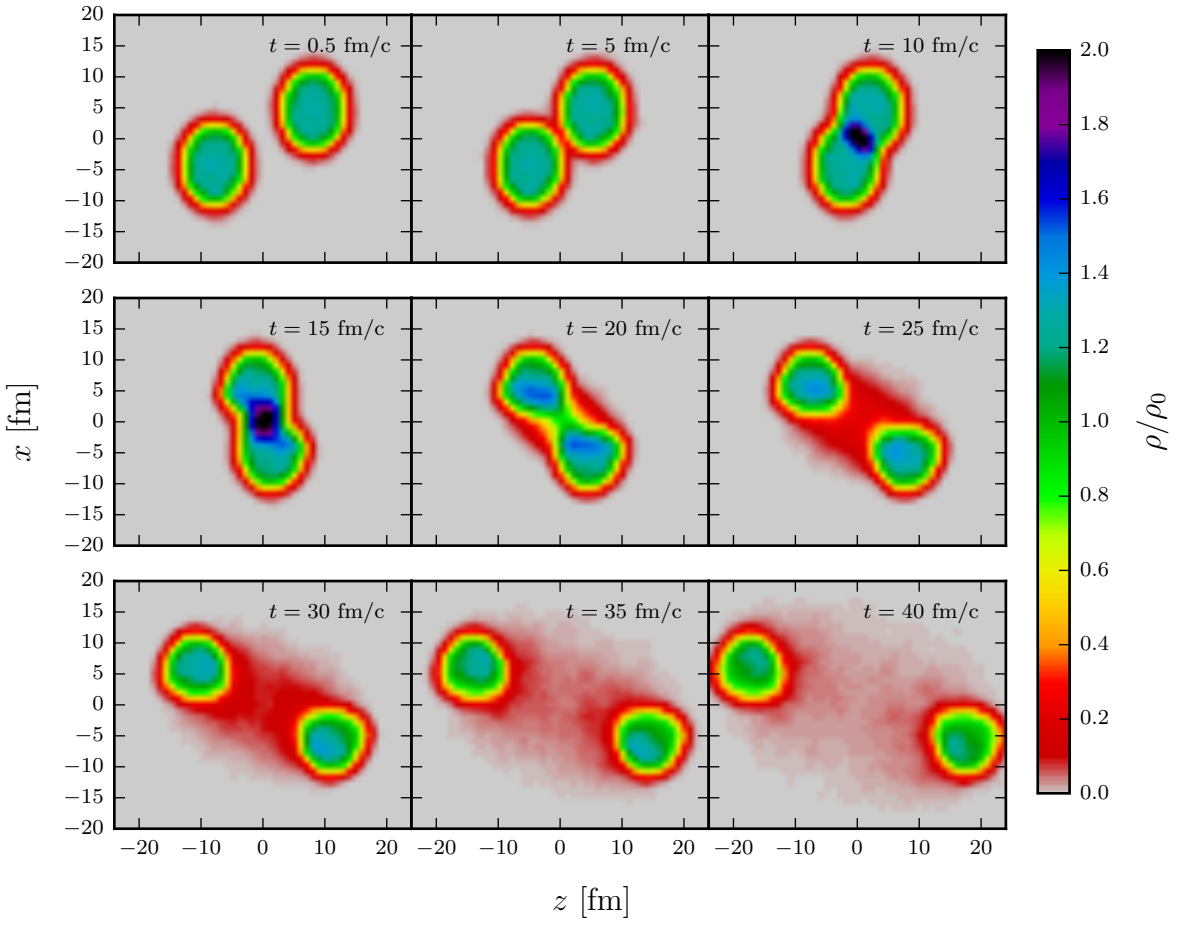

Abbildung 3.6: Projektion der normierten Nukleonendichte entlang der senkrecht zur Bildebene stehenden y-Achse für die Kollision Au+Au bei 1.23 AGeV für den Impaktparameter $b = 9$ fm zu verschiedenen Zeiten.

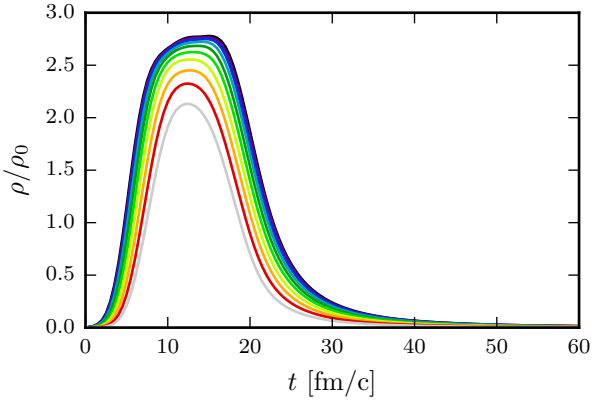

Abbildung 3.7: Normierte Nukleonendichte im zentralen Volumenelement der Größe 1 fm^3 als Funktion der Zeit für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 10$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar.

Die Nukleonendichte in der zentralen Ortsraumzelle, ein Würfel der Kantenlänge 1 fm, wird in Abbildung 3.7 dargestellt. Darin ist erkennbar, dass die Nukleonendichten für Impaktparameter kleiner 7 fm teilweise das 2.5-fache der Kernsättigungsdichte überschreiten. Während der Hochdichtephase entstehen neue Teilchen, wozu die für unsere Betrachtungen seltsamen Hadronen gehören.

Die Erzeugungsraten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen sowie der Λ- und Σ^*-Hyperonen, wobei zu letzteren sowohl $\Sigma^{\pm}$ als auch Σ^0 zählen, sind in Abbildung 3.8 dargestellt. In der linken Grafik ist ersichtlich, dass während der Hochdichtephase zwischen 7 und 20 fm/c die meisten Hadronen mit Strangeness produziert werden. Ihre Maxima erreichen die Raten bei 12 fm/c im Falle der Kaonen und der betrachteten Hyperonen und bei 14 fm/c für Antikaonen und ϕ-Mesonen. Die Histogramme der Antikaonen und ϕ-Mesonen sind demnach um 2 fm/c gegenüber denen der Kaonen und Hyperonen zu späteren Zeiten versetzt. Grund dafür sind die Unterschiede

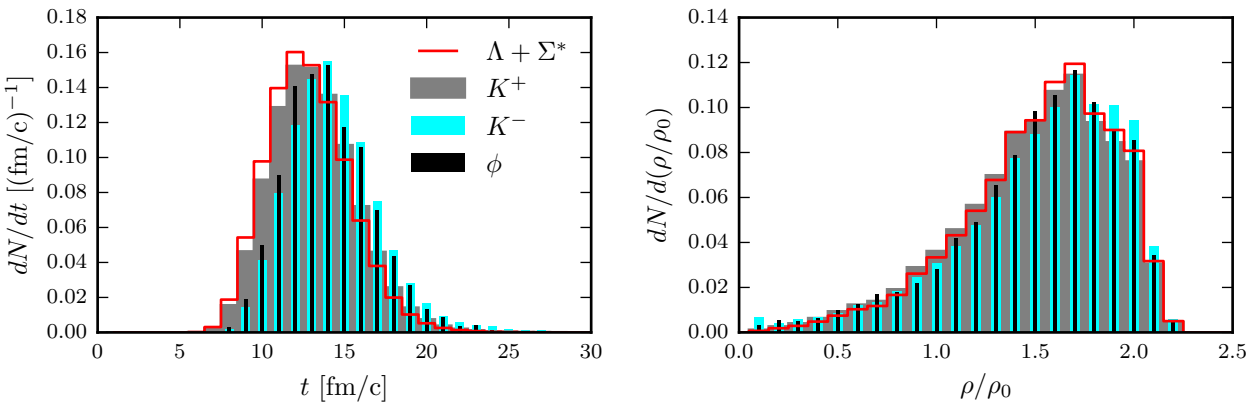

Abbildung 3.8: Normierte Erzeugungsraten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen sowie der Λ- und Σ^*-Hyperonen als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für die Wahl des Impaktparameters von 9 fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller Erzeugungen zur Zeit 60 fm/c.

in den freien NN-Schwellenergien und die Notwendigkeit von vorher produzierten Pionen für z.B. den Strangeness-Austauschkanal. Um eine Vorstellung über der Produktionsort zu erhalten, sind in Abbildung 3.8 rechts die Produktionsraten in Abhängigkeit der lokalen Dichte angegeben. Hierin bestätigt sich die Annahme, dass die seltsamen Hadronen größtenteils zu hohen Baryonendichten produziert werden. Die Maxima liegen für alle Teilchen beim 1.7-fachen der Kernsättigungsdichte, wobei eine Nukleonendichte von $2.2\rho_0$ im Fall der Au+Au-Kollision für $b = 9$ fm nicht überschritten wird.

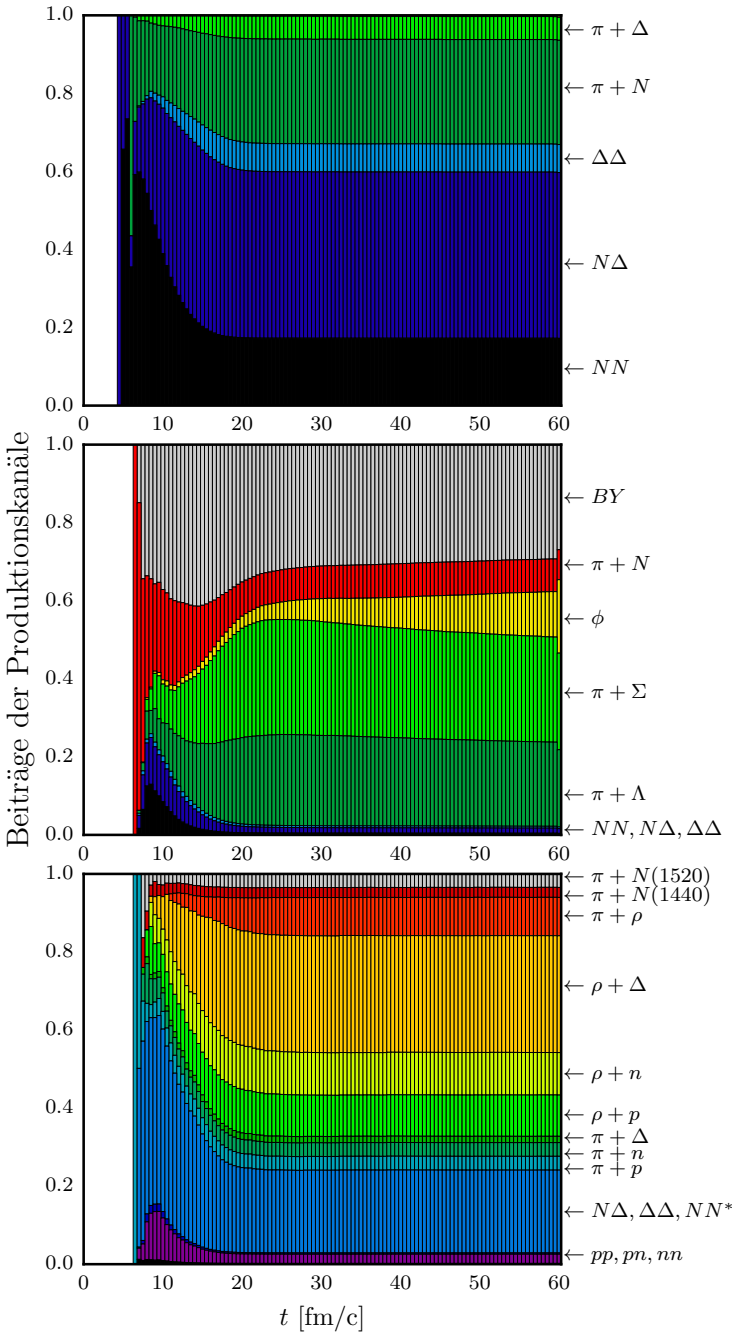

Abbildung 3.9: Relative Beiträge der einzelnen Kanäle zur K^+- (oben), K^-- (mittig) und ϕ-Multiplizität (unten) über die Zeit für den Impaktparameter $b = 9$ fm.

In Abbildung 3.9 sind die Beiträge der Produktionskanäle (vgl. Abb. 3.5) über die Simulationszeit für den Impaktparameter $b = 9$ fm dargestellt. Die weißen Bereiche zu kleinen Zeiten suggerieren, dass noch keine der betrachteten Mesonen entstanden sind. In Abbildung 3.9 oben erkennt man, dass zu Beginn die primären Produktionskanäle $(N + N)$ dominieren und zur Zeit von ca. 7 fm/c knapp 60% der gesamten Kaonproduktion ausmachen. Bis zur Zeit 20 fm/c gewinnen zudem die sekundären Kanäle ($\pi + B$, $N + \Delta$ und $\Delta + \Delta$) an Wichtigkeit.

In der Mitte von Abbildung 3.9 sind die Produktionskanäle der K^--Mesonen über die Zeit für $b = 9$ fm dargestellt. Zu Beginn dominiert der $\pi + N$-Kanal, während primäre Kanäle $(N + N)$ maximal zur Zeit von ca. 8 fm/c nur 10% aller Antikaonen produzierten. Zur selben Zeit nimmt der Strangeness-Austauschkanal $\pi Y \rightarrow NYK^-$ stark an Wichtung zu, sodass dieser bis zur Zeit von ca. 23 fm/c über 50% der Antikaonproduktion ausmacht. Bis zum Ende der Simulation wächst der Anteil der Antikaonen aus dem ϕ-Zerfall stetig weiter.

Zum letzten Zeitschritt ist ein sprunghafter Anstieg des ϕ-Anteils erkennbar. Dies ist dem erzwungenen Zerfall aller verbliebener ϕ-Mesonen zum Simulationsende verschuldet. Neben dem $\pi + Y$-Kanal spielt der zweite Strangeness-Austauschkanal $BY \to NNK^-$ eine tragende Rolle und macht ca. 30% der gesamten Antikaonproduktion aus.
In Abbildung 3.9 unten ist der zeitliche Verlauf der ϕ-Beiträge dargestellt. Ähnlich wie bei den Antikaonen spielen hier primäre Produktionskanäle eine Nebenrolle und bringen maximal zum Zeitpunkt von ca. $t = 9$ fm/c einen Beitrag von weniger als 20%. Einen großen ϕ-Anteil liefern zu Beginn die Kanäle aus Nukleonen und Δ-Baryonen und machen zu $t = 9$ fm/c einen Anteil von über 50% aus. Erst für Zeiten $t > 10$ fm/c nehmen die Wichtigkeiten der anderen betrachteten Kanäle zu, da erst dann genügend Mesonen zur Verfügung stehen. Insbesondere liefern die Kanäle $\rho + B$ über 50% aller ϕ-Mesonen.
Betrachtet man die auf die Gesamtzahl aller Kollisionen normierten Häufigkeiten der Wechselwirkungen von Kaonen und Antikaonen mit Nukleonen in Abbildung 3.10, so ist ein deutlicher Unterschied in den Auswirkungen der einzelnen Wirkungsquerschnitte ersichtlich. Die implementierten Wirkungsquerschnitte befinden sich im Anhang A.2. Der betrachtete Absorptionskanal für die Antikaonen ist der Strangeness-Austausch-Rückkanal $NK^- \to \pi Y$. Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der Kaonen ist der der Antikaonen wesentlich größer, weswegen er für ein späteres Ausfrieren der Antikaonen verantwortlich gemacht wird [4]. Während Kaonen größtenteils elastisch gestreut werden, mit Maxima der Kollisionsraten ca. 1 fm/c früher als bei Antikaonen, treten elastische und inelastische Streuungen bei letzteren nahezu gleich häufig auf, insbesondere noch zu späteren Zeiten. Auch bei den dichteabhängigen Kollisionsraten, Abbildung 3.10 rechts, finden nahezu gleich viele elastische wie inelastische Kollisionen der Antikaonen statt, mit der Ausnahme der steigenden Absorptionsrate bei kleinen Dichten. Weitere Untersuchungen ergaben, dass die Kollisionsraten keine auffallende Abhängigkeit bezüglich einer Einschränkung des gewählten Rapiditätsbereiches aufzeigen.

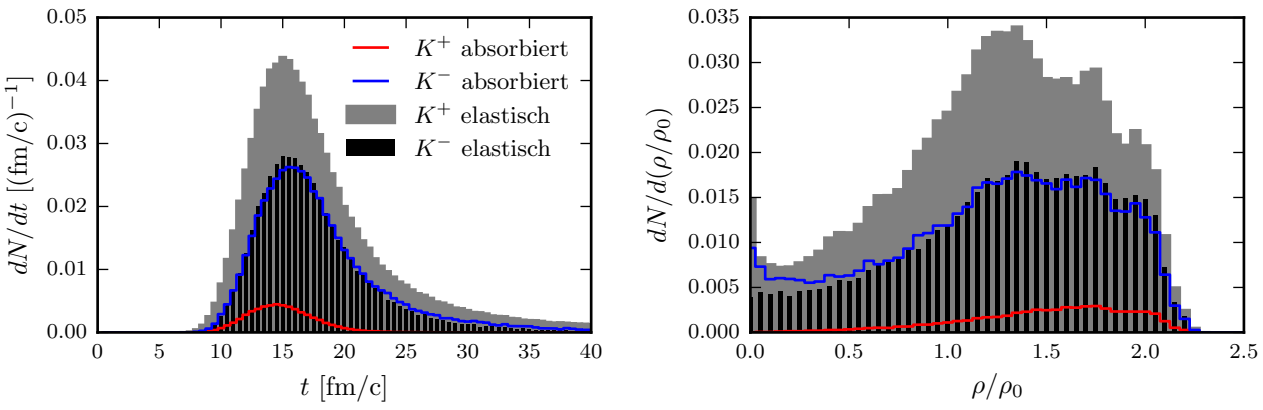

Abbildung 3.10: Normierte Kollisionsraten der $K^{\pm}$-Mesonen mit nuklearer Materie als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für den Impaktparameter $b = 9$ fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller Kollisionen zur Zeit 60 fm/c.

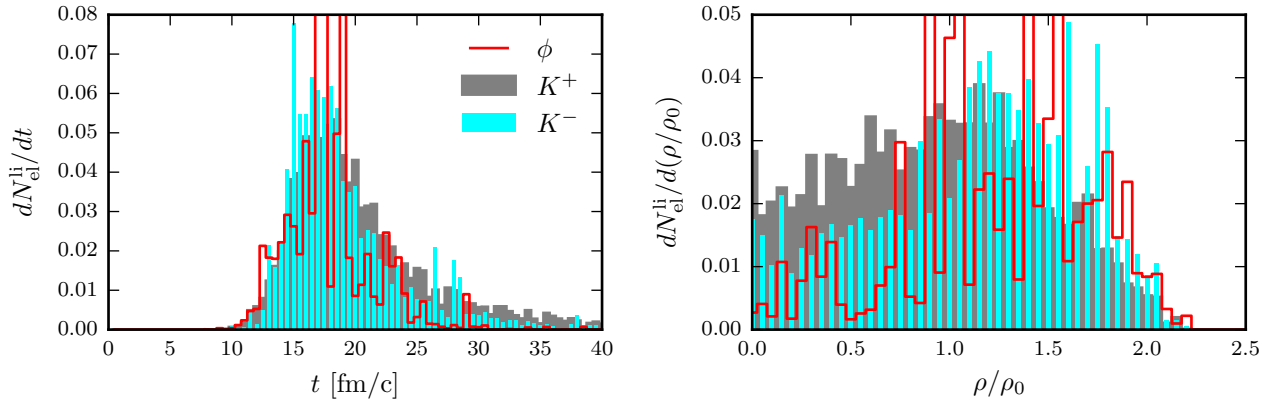

Abbildung 3.11: Normierte Raten der letzten elastischen Interaktionen (ohne Absorptionen) der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen mit nuklearer Materie als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für den Impaktparameter $b = 9$ fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller letzten elastischen Interaktionen zur Zeit 60 fm/c.

Um das Ausfrierverhalten der betrachteten Mesonen mit Strangeness-Inhalt genauer zu untersuchen, sind in Abbildung 3.11 die letzten elastischen Interaktionen der Teilchensorten mit nuklearer Materie als Funktion der Zeit und Dichte aufgetragen. Eine Vermutung für die Ursache der unterschiedlichen effektiven Temperaturen von Kaonen und Antikaonen war die spätere Abkopplung der Antikaonen von der nuklearen Materie. Demnach stellen Antikaonen Proben eines kühleren Zustandes der Materie dar. Um die Kühlung der Nukleonen zu "erfahren", müssten Antikaonen noch zu späteren Zeiten intensiv mit den Nukleonen wechselwirken, sodass sich ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht einstellen kann. Betrachtet man jedoch Abbildung 3.11 links, ist keine Verschiebung der Rate der letzten elastischen Kollisionen der Antikaonen zu späteren Zeiten bezüglich der Kaonen sichtbar. Alle drei Teilchenspezies entkoppeln in nahezu gleichen Zeitfenstern von der umliegenden Materie. Im Falle der Antikaonen ist das Spektrum sogar schmaler als das der Kaonen. Das bedeutet, dass die letzten elastischen Kollisionen der Antikaonen konzentrierter während der Hochdichtephase der Schwerionenkollision stattfinden und keineswegs zu kühleren Phasen, wie die beobachteten "kühleren" Antikaonspektren vermuten lassen. Auch in den dichteabhängigen Kollisionsraten in Abbildung 3.11 rechts bestätigt sich die Tatsache, dass die letzten elastischen Kollisionen der Antikaonen überwiegend zu hohen Dichten stattfinden, während Kaonen vergleichsweise bei geringeren Dichten abkoppeln. Diese Erkenntnis lässt vermuten, dass die experimentellen "kühleren" Antikaonspektren nicht aufgrund einer späteren Abkopplung von der nuklearen Materie zustande kommen, sondern dass andere Effekte diese Diskrepanz in den effektiven Temperaturen verursachen.

3.3.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität

Um ein Verständnis über das Ausfrierverhalten von in Schwerionenkollisionen produzierten Hadronen zu erhalten, werden im Folgenden die zeitlichen Verläufe effektiver Temperaturparameter (vgl. Gleichung (3.2)) verschiedener Teilchensorten untersucht und mit gegebenen experimentellen Ergebnissen verglichen. Dazu wurden die Transversalmassenspektren der jeweiligen Teilchensorte im Midrapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ mittels Gleichung (3.2) an der Stelle $y_i = 0$ und der χ^2-Methode, vorgestellt im Anhang B, parametrisiert.

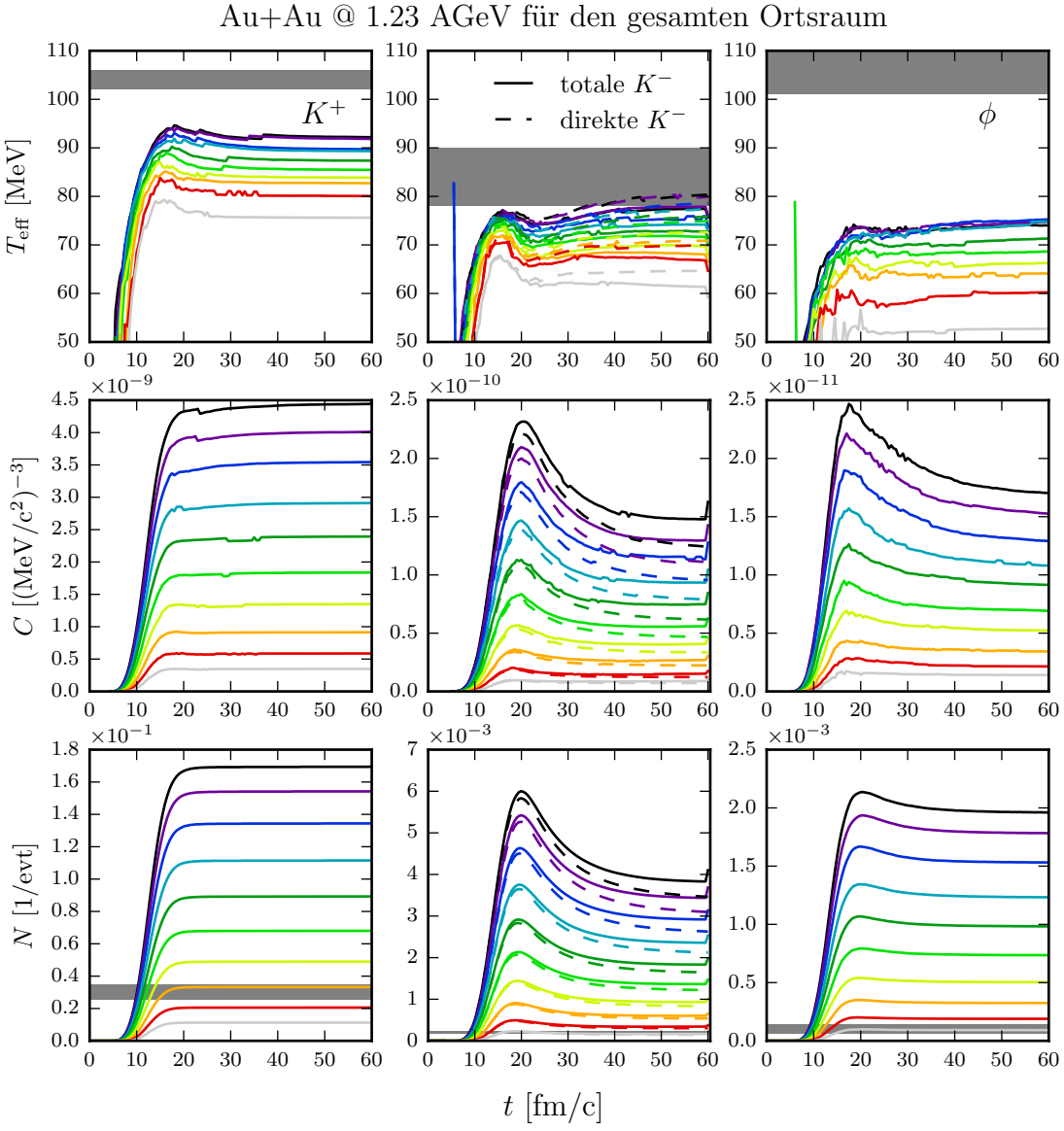

Abbildung 3.12: Effektive Temperaturen T_{eff}, Normierungsparameter C und Multiplizitäten N der K^+- (linke Spalte), K^-- (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) als Funktionen der Zeit für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 10$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar. T_{eff} und C wurden aus den jeweiligen Transversalmassenspektren für den Rapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ ermittelt. Die experimentellen Werte sind als graue Balken dargestellt.

Zunächst werden in Abbildung 3.12 die effektiven Temperaturen (obere Reihe), die Normierungsparameter (mittlere Reihe) und die Multiplizitäten (untere Reihe) der Kaonen (linke Spalte), Antikaonen (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) für die Impaktparameter 1-10 fm als Funktionen der Zeit dargestellt. Im Anhang ist der Farbcode für die Impaktparameter in Abbildung A.2 dargestellt. Als graue Balken sind die experimentellen effektiven Temperaturen und Multiplizitäten einschließlich ihrer symmetrischen Fehler abgebildet [5]. Das Verhältnis ϕ/K^- zum Simulationsende liegt für alle Impaktparameter im Bereich um 0.5. Dabei ist wieder zu beachten, dass bei der Simulation alle ϕ-Mesonen betrachtet werden, während im Experiment nur solche detektiert wurden, deren Zerfallsprodukte nicht mehr wechselwirkten. Letztere machen im Rahmen der Simulation nur ca. 1/3 aller ϕ-Mesonen aus. Um den Effekt des ϕ-Zerfalls auf die effektive Antikaontemperatur zu verdeutlichen, wurde zwischen "direkten" Antikaonen, ohne ϕ-Zerfall, und "totalen" Antikaonen, welche den ϕ-Zerfallskanal mit einschließen, unterschieden. Die Sprünge in den Werten der effektiven Temperatur, Normierung und Multiplizität der Antikaonen zum letzten Zeitschritt werden durch den erzwungenen Zerfall aller verbliebenen ϕ-Mesonen verursacht.
Für alle Teilchensorten lässt sich eine Temperatur-Hierarchie bezüglich der Impaktparameter feststellen. Mit steigender Zentralität steigt sowohl die effektive Temperatur, als auch der Normierungsparameter, welcher direkt mit der Multiplizität der Teilchensorte im betrachteten Midrapiditätsbereich zusammenhängt, vgl. Gleichung (3.3). Vergleicht man die effektiven Temperaturen der verschiedenen Teilchensorten, stellt man fest, dass Kaonen eine deutlich höhere effektive Temperatur aufweisen als Antikaonen, während die effektiven Temperaturen der ϕ-Mesonen sogar noch ein wenig unter denen der Antikaonen liegen. Dieses Ergebnis weicht stark von den experimentellen Werten ab, wobei eine starke Unterschätzung aller effektiven Temperaturen vorliegt. Man sollte hier beachten, dass die experimentellen Rapiditäts- und Transversalmassenspektren nahe der Ergebnisse für feste Impaktparameterwerte von 9-10 fm liegen, vgl. Abbildungen 3.1, 3.2 und 3.3.
Der Verlauf der effektiven Temperaturen ist bei allen Teilchensorten ähnlich. Zunächst wächst T_{eff} bis zu einem lokalen Maximum, welches vor 20 fm/c lokalisiert ist, da erstmals die seltsamen Hadronen aus der stark komprimierten Materie entstehen.[3] Mit größer werdender Zahl der Teilchen werden stets verlässlichere Werte für C und T_{eff} mittels der χ^2-Methode bestimmt. Die Werte der reduzierten χ^2 sind im Anhang C.2 in Abbildung C.4 dargestellt.[4] Positiv geladene Kaonen verlieren nach dem Maximum leicht an effektiver Temperatur aufgrund von Streuungen niederenergetischer Teilchen in den Midrapiditätsbereich, weshalb der Normierungsparameter leicht steigt. Danach stellt sich ein nahezu konstanter T_{eff}-Wert ein, was bedeutet, dass kaum mehr Wechselwirkungen stattfinden und die Teilchen nahezu "ausgefroren" sind. Vergleicht

[3] Peaks zu Zeiten $t < 10$ fm/c werden durch Fluktuationen in der kargen Datenmenge verursacht und sollten nicht weiter berücksichtigt werden.
[4] Hierbei bedeuten Werte im Bereich $\chi^2/\nu \approx 1$, dass sich die Datenpunkte gut mittels der Gleichung (3.2) approximieren lassen und Werte $\chi^2/\nu \gg 1$, dass die gewählte Verteilung die Datenpunkte nicht ausreichend gut beschreibt.

man dieses Ergebnis mit den dargestellten Kollisionen in Abbildung 3.10, so stellt man fest, dass nach 20 fm/c zwar noch elastische Kollisionen stattfinden, diese jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die effektive Temperatur zu haben scheinen.

Das stärkere Abfallen der effektiven Temperatur der Antikaonen nach dem lokalen Maximum wird durch den zusätzlichen Einfluss des in-Medium-Potenzials verursacht. Die starke Reduktion der effektiven Antikaonmasse nimmt mit kleiner werdender Nukleonendichte ab. Dies verursacht einen Energieverlust der Mesonen, was zur Verringerung der effektiven Temperatur führt. Antikaonen weisen zudem einen Unterschied in der effektiven Temperatur zwischen direkten und totalen K^--Mesonen auf. Demnach bewirkt der ϕ-Zerfall eine "Kühlung" des Transversalmassenspektrums. Anders als bei Kaonen steigen die effektiven Temperaturen der K^-- und ϕ-Mesonen nach kurzem Abfall wieder leicht an. Grund dafür sind Absorptionen, die zu frühen Zeiten den Anstieg von T_{eff} unterdrücken, zu späteren Zeiten jedoch einen Anstieg von T_{eff} durch die Absorption niederenergetischer Teilchen im Bereich hoher Dichte bewirken, während hochenergetische Teilchen diese Bereiche bereits frühzeitig verlassen.

Vergleicht man die Verläufe der Normierungsparameter C mit denen der Multiplizitäten, erkennt man die zu erwartende Ähnlichkeit. Während Kaonen nahezu keine Absorption erfahren und ab ca. 20 fm/c keine Änderung der Multiplizität mehr aufweisen, unterliegen Antikaonen und ϕ-Mesonen[5] der Absorption. Dabei konkurrieren bei den Antikaonen einerseits die starke Absorption durch den Strangeness-Austausch-Rückkanal $NK^- \rightarrow \pi Y$, andererseits der ϕ-Zerfall, welcher neue (Anti-)Kaonen generiert. Auch hier wird ersichtlich, dass die Multiplizität der Kaonen am besten durch einen festen Impaktparameter zwischen 8 und 9 fm reproduziert werden kann und die der Antikaonen und ϕ-Mesonen durch einen Impaktparameter $b \leq 10$ fm.

In Abbildung 3.13 sind analog zur Abbildung 3.12 die effektiven Temperaturen, Normierungsparameter und Multiplizitäten der Hyperonen Λ, $\Sigma^{\pm}$ und Σ^0 sowie der Nukleonen abgebildet. Der Verlauf der effektiven Temperaturen der Λ-Hyperonen ähnelt dem der Kaonen. Im verwendeten BUU-Code sind weder Absorptionen von Kaonen noch von Hyperonen explizit implementiert. Dies erklärt das ähnliche Verhalten von Kaonen und Λ-Hyperonen. Allerdings sind Übergänge von Σ^*- zu Λ-Hyperonen durch inelastische Streuung möglich. Dies erklärt sowohl den Anstieg der Normierung C und der Multiplizität N der Λ-Hyperonen, als auch das Verhalten der Σ^*-Hyperonen. Die Streuung von Σ^*-Hyperonen bewirkt die Erhöhung der effektiven Temperaturen, was bedeutet, dass niederenergetische Σ^*-Hyperonen entweder aus dem Midrapiditätsbereich herausgestreut werden oder in Λ-Zustände übergehen. Der Anstieg der Multiplizität der Λ-Hyperonen deutet auf letzteres.

Anhand der Nukleonen lässt sich der Verlauf der Schwerionenkollision verfolgen. An der Multiplizität erkennt man, wie die beiden Goldkerne kollidieren und mit größer werdender Zentralität immer mehr Nukleonen in andere Hadronen umgewandelt werden. Dabei werden einerseits Nukleonen in den Midrapiditätsbereich gestreut, was die starke Fluktuation der effektiven

[5] ϕ-Mesonen werden durch den Kanal $N\phi \rightarrow XN$ ($X = \pi, \rho$) absorbiert.

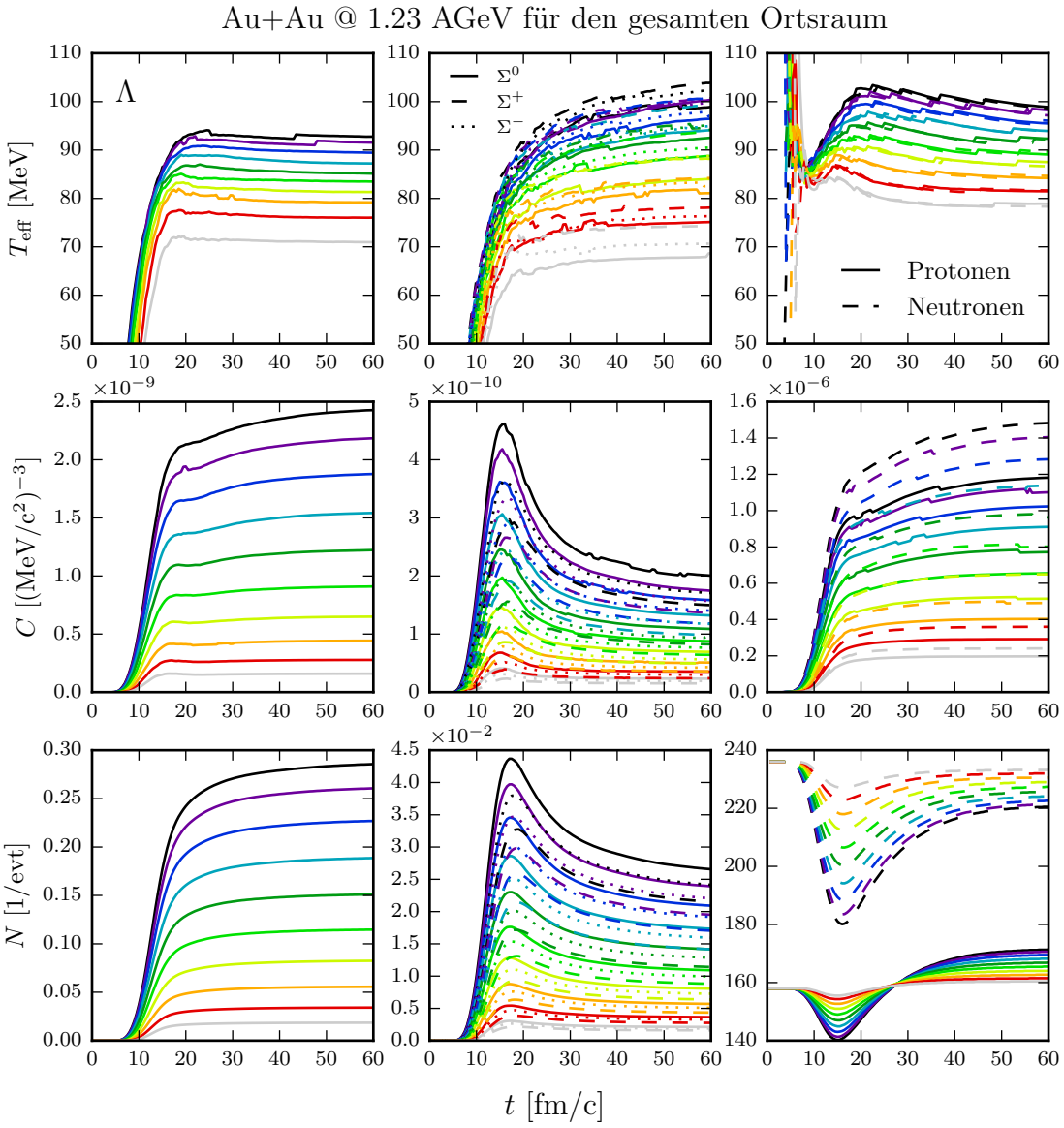

Abbildung 3.13: Wie Abb. 3.12, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

Temperatur zu frühen Zeiten verursacht, andererseits entstehen stetig neue Nukleonen aus sekundären Reaktionen, die zunächst analog zu allen anderen Teilchensorten den Anstieg von T_{eff} verursachen und zu späten Zeiten aufgrund ihrer geringeren Energien die effektive Temperatur leicht reduzieren. Bemerkenswert ist der Wert des reduzierten χ^2 der Nukleonen im Anhang C.2 in Abbildung C.5. Ein Wert $\chi^2 \gg 1$ deutet darauf hin, dass die gewählte Verteilung zur Parametrisierung, Gleichung (3.2), das Spektrum nicht ausreichend gut beschreibt. Diese Unstimmigkeit könnte über die zusätzliche Einführung eines weiteren Parameters für den kollektiven transversalen Fluss behoben werden [35, 36]. Man spricht hierbei vom sogenannten Blast-Wave-Modell [37, 38].

3.3.2 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortszelle

Um der effektiven Temperatur bezüglich der transversalen Bewegung die Bedeutung einer lokalen Temperatur zuzuschreiben, ist es angebracht, die Transversalmassenspektren bei Midrapidität nur für Teilchen innerhalb einer Zelle im Zentrum des Ortsraumes zu betrachten. Der Koordinatenursprung ist dabei auf den Schwerpunkt des Gesamtsystems gelegt, sodass eine radiale Symmetrie gewährleistet bleibt. Wird die Größe dieser Zelle klein genug gewählt, kann ein lokales Gleichgewicht angenommen werden, womit insbesondere eine einheitliche Temperatur und eine homogene Baryonendichte, die sich auf die effektiven in-Medium-Massen der Mesonen auswirkt, einhergehen. Zusätzlich besteht die Hoffnung, dass der Einfluss radialer Flussmuster auf die effektive Temperatur minimiert wird.

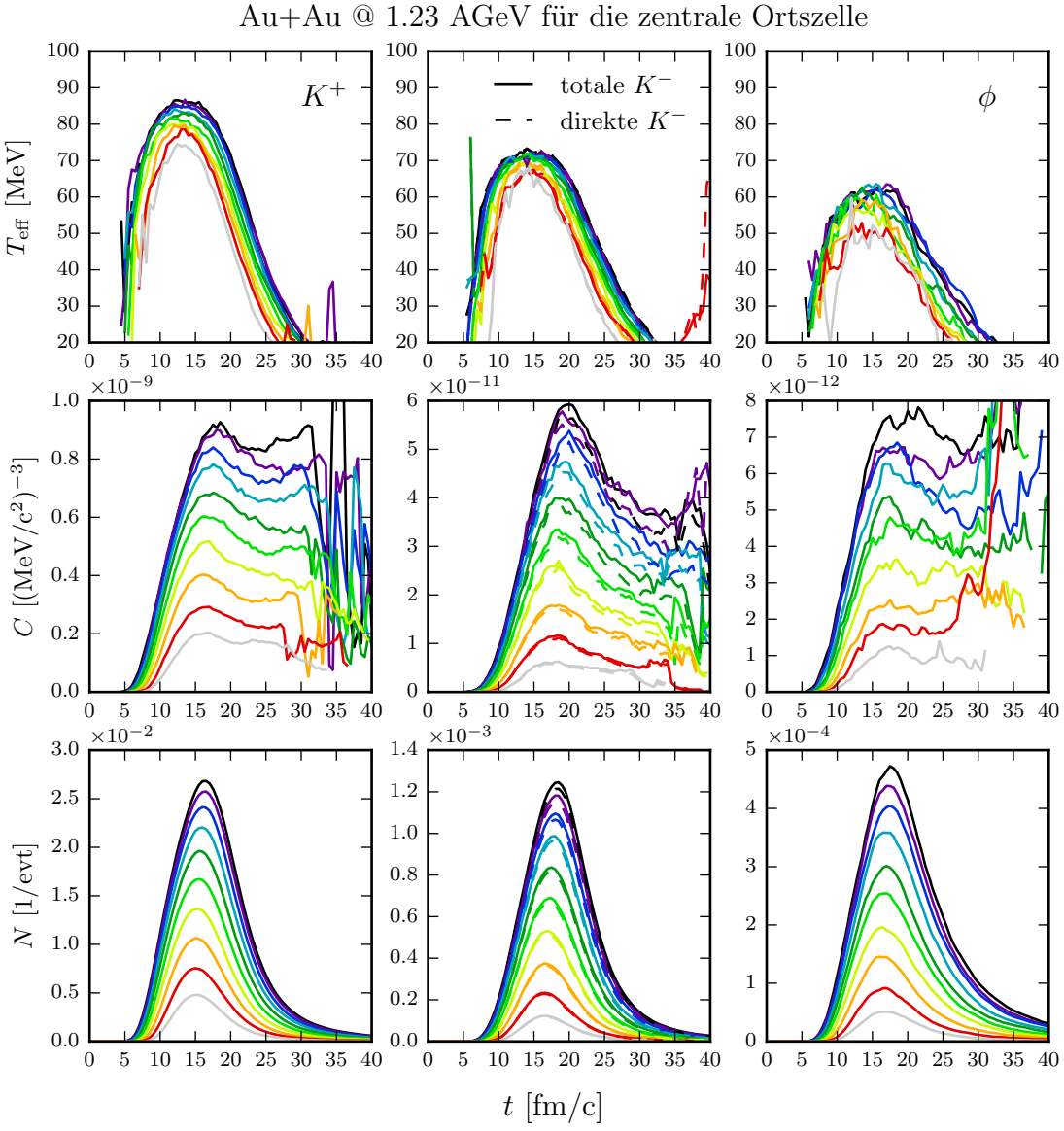

Abbildung 3.14: Wie Abb. 3.12, aber für die zentrale Zelle im Ortsraum der Größe $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ fm^3.

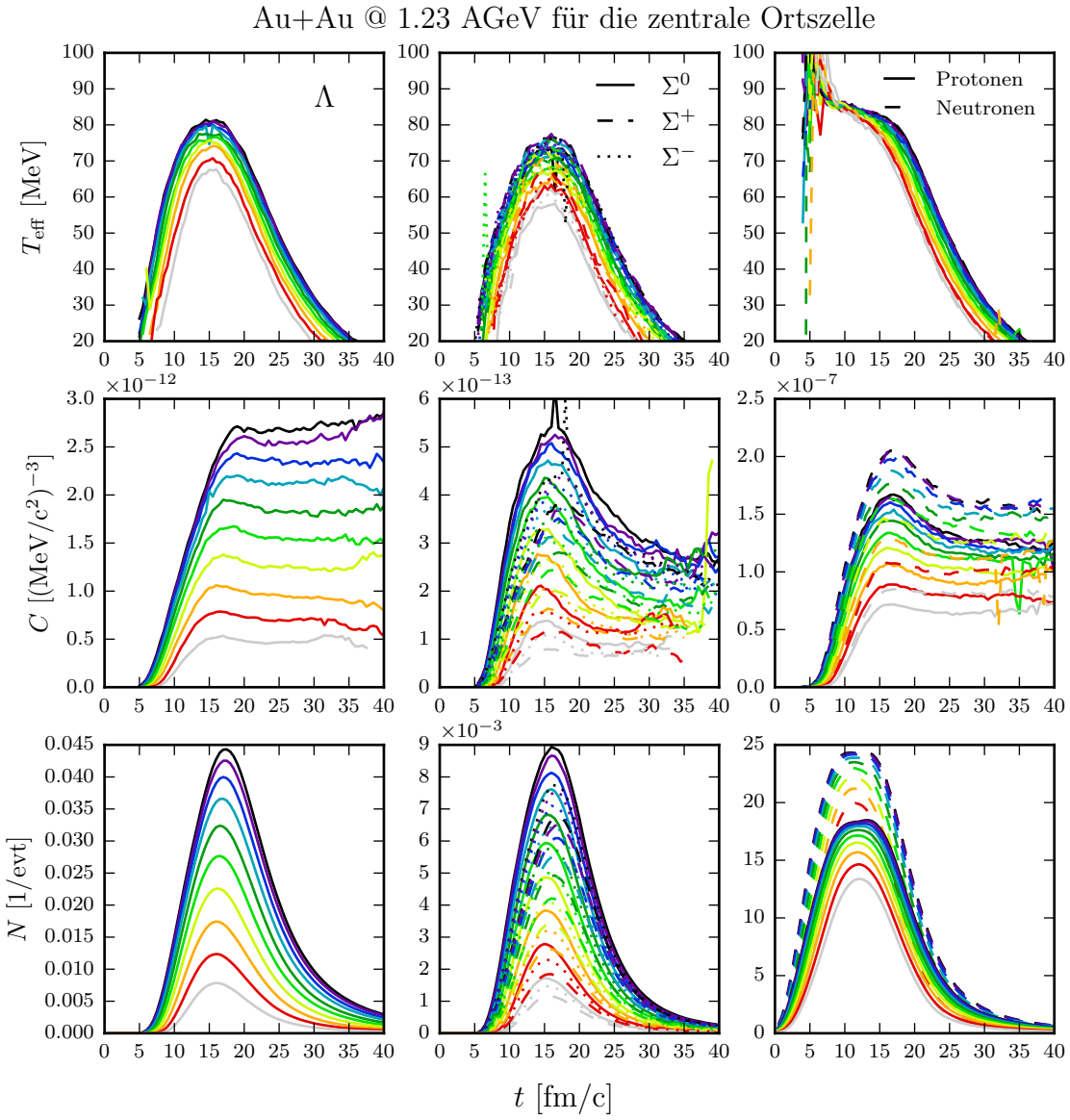

Abbildung 3.15: Wie Abb. 3.14, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

In Abbildung 3.14 wurden für $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen in der zentralen Ortszelle der Größe[6] $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ fm^3 die effektiven Temperaturen, Normierungsparameter und die Multiplizitäten für die Impaktparameter 1-10 fm aufgetragen. Hierin sind deutliche Unterschiede zur effektiven Temperatur bei Midrapidität über den gesamten Ortsraum erkennbar. Zunächst fällt für alle Teilchensorten die effektive Temperatur in der zentralen Ortszelle nach der Hochdichtephase ab ca. 15 fm/c ab. Dies stimmt mit der Vorstellung eines sich verdünnenden, abkühlenden Mediums überein. Entsprechend nehmen nach dem lokalen Maximum die Werte der Normierungsparameter und Multiplizitäten ab. Die starke Fluktuation der effektiven Tem-

[6]Bei der Wahl der Größe der Zelle muss insbesondere der Kompromiss zwischen Kompaktheit, sodass näherungsweise ein lokales Gleichgewicht angenommen werden kann, und der ausreichend großen Menge der sich darin befindenden Teilchen, sodass die Transversalmassenspektren ausreichend gut parametrisiert werden können, gemacht werden.

peratur und des Normierungsparameters zu späten Zeiten ist der kargen Teilchenmenge in der zentralen Zelle verschuldet, wodurch sich keine verlässliche Parametrisierung mehr durchführen lässt. Dies spiegelt sich in den Werten für das reduzierte χ^2 im Anhang C.2 in Abbildung C.6 wider. Ähnlich wie in Abbildung 3.12 ist eine Hierarchie des effektiven Temperaturparameters unter den Teilchensorten erkennbar. Diese Unterschiede in den Temperaturen sind bemerkenswert. Man erkennt, dass sich nie eine Thermalisierung aller Teilchen in Form einer einheitlichen Temperatur einstellt, sondern dass verschiedene Teilchenspezies unterschiedliche maximale Temperaturen aufweisen, insbesondere Kaonen und Antikaonen. Das starke Abfallen der effektiven Temperatur nach 15 fm/c ist dem herausfliegen hochenergetischer Teilchen aus der betrachteten Ortszelle geschuldet. Die in der zentralen Zelle übrig bleibenden Teilchen niedrigerer Energie ergeben somit eine niedrigere Temperatur. Da stets überwiegend hochenergetische Teilchen weg fliegen, hinterlassen sie ein "kühleres" Transversalmassenspektrum, wodurch der Normierungsparameter N langsamer abfällt als die tatsächliche Multiplizität in der zentralen Ortszelle.

Analog zur Abbildung 3.13 sind in Abb. 3.15 die Werte von T_{eff}, C und N für die Teilchen in der zentralen Ortszelle aufgetragen. Die betrachteten Hyperonen und Nukleonen weisen ein ähnliches Verhalten wie die $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen auf. Eine Hierarchie der effektiven Temperatur ist kaum gegeben. Nukleonen weisen nicht den typischen Anstieg in T_{eff} auf, da hier bereits zu frühen Zeiten Nukleonen in den Midrapiditätsbereich gestreut werden. Das Verhalten der Normierungsparameter ist ähnlich zu denen der Mesonen. Auffällig ist lediglich der nahezu konstant bleibende Parameter C der Λ-Hyperonen. Demnach müssen stets niederenergetische Λ-Hyperonen entstehen, was ein langsameres Abfallen der Multiplizität zur Folge hat. Dies bestätigt die noch zu späten Zeiten steigende effektive Temperatur der Σ^*-Hyperonen in Abbildung 3.13. Wieder sind die χ^2-Werte der Nukleonen zwischen 5 und 20 fm/c auffällig hoch, jedoch weniger als in Abbildung C.5. Demnach scheint die Auswirkung eines transversalen Flusses selbst in dieser kleinen Zelle spürbar zu sein.

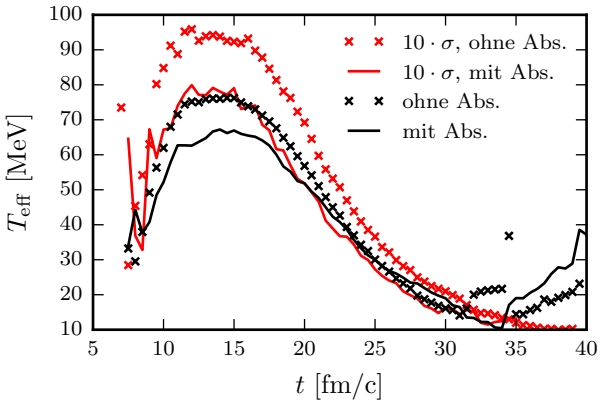

Abbildung 3.16: Untersuchung des Einflusses der K^--Absorption sowie einer Verzehnfachung des totalen Wirkungsquerschnittes σ_{tot} auf $T_{\text{eff}}(t)$ für den Impaktparameter $b = 9$ fm.

Um die Bedeutung des Wirkungsquerschnittes bezüglich der effektiven Temperatur zu analysieren, wurde in Abbildung 3.16 die effektive Temperatur der Antikaonen in der zentralen Ortszelle dargestellt mit modifiziertem totalen Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Streuung. Dabei wurde die Auswirkung sowohl einer Verzehnfachung des totalen Wirkungsquerschnittes, als auch einer Abschaltung aller Absorptionen untersucht. Zunächst kann man feststellen, dass eine drastische Vergrößerung des totalen Wirkungsquerschnittes eine höhere effektive Temperatur mit sich bringt. Dieser erhöhte Wirkungsquerschnitt lässt Antikaonen mehr Energie durch elastische Streuung aus der umliegenden nuklearen Materie gewinnen. Des Weiteren erhöht sich bei abgeschalteter Absorption ebenfalls die effektive Temperatur. Demnach ist der Strangeness-Austausch-Rückkanal für die Absorption hochenergetischer Antikaonen in der zentralen Ortszelle (bzw. in der Hochdichtephase) verantwortlich, was eine Verringerung der effektiven Temperatur zur Folge hat. Insbesondere stellt sich für ausgeschaltete Absorption und verzehnfachten totalen Wirkungsquerschnitt eine weit höhere effektive Temperatur der Antikaonen als für die Nukleonen ein. Dies würde bedeuten, dass ein höherer elastischer Wirkungsquerschnitt keine Thermalisierung mit den Nukleonen erzeuge. Es sei jedoch auf die hohen Werte der reduzierten χ^2 der Nukleonen hingewiesen, die eine unzureichende Beschreibung durch Gleichung (3.2) suggerieren.

3.3.3 Kinetische Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

Eng mit der tatsächlichen Temperatur der Teilchen hängt deren kinetische Energie $E_{\text{kin}} = E - m^*$ im Schwerpunktsystem der Kollision zusammen. Hierbei ist m^* die effektive in-Medium-Masse der Mesonen. In Abbildung 3.17 ist die Verteilung der kinetischen Energien der drei Mesonen im gesamten Ortsraum für verschiedene Zeiten dargestellt. Dabei fluktuieren die Histogramme bei selteneren Teilchenspezies (K^-- und ϕ-Mesonen) stärker. Im Falle der Kaonen und ϕ-Mesonen bildet sich mit steigender Zeit eine Sättigung der Verteilung aus.
Um die Teilchen untereinander zu vergleichen, wurde in Abbildung 3.18 der Mittelwert über die kinetischen Energien aller Teilchen einer Sorte gebildet und als Funktion der Zeit aufge-

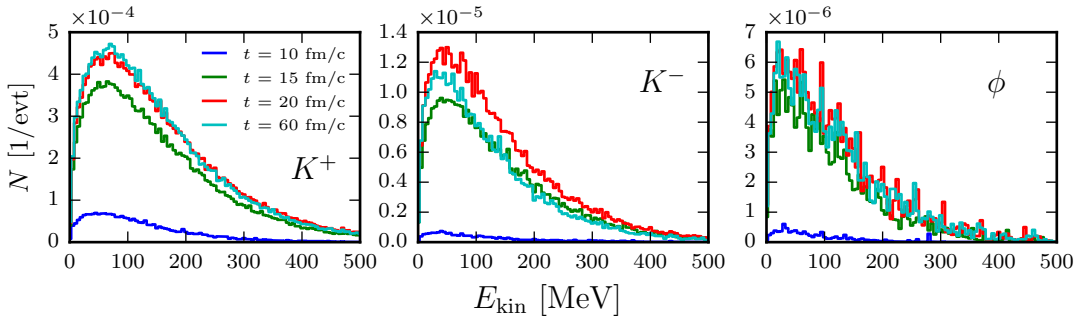

Abbildung 3.17: Verteilung der kinetischen Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen zu verschiedenen Zeitpunkten für den Impaktparameter $b = 9$ fm.

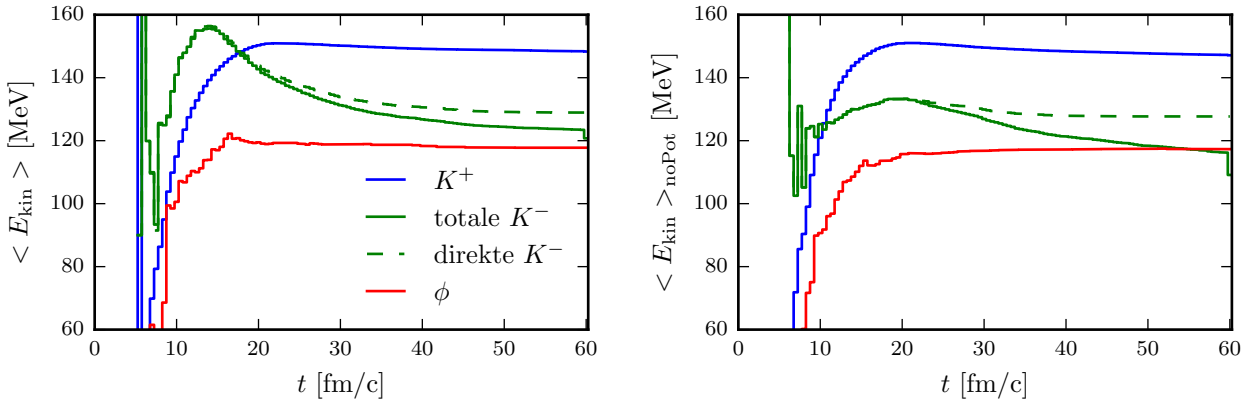

Abbildung 3.18: Mittlere kinetische Energien mit (links) und ohne KN-Potenzial (rechts) der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen als Funktionen der Zeit für den Impaktparameter $b = 9$ fm.

tragen. Es sei darauf hingewiesen, dass sich $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen in ihrer Ruhemasse stark unterscheiden, was sich auf die kinetische Energie auswirkt. In der linken Grafik ist zunächst eine deutlich höhere mittlere kinetische Energie der Antikaonen erkennbar. Ab ca. 13 fm/c nimmt diese jedoch stark ab, sodass sich noch vor 20 fm/c die selbe Hierarchie einstellt wie bei den effektiven Temperaturen der Mesonen. Erklärbar ist dieser Energieverlust durch die in-Medium-Modifikation der Antikaonmasse. Während die K^+N-Wechselwirkung als leicht repulsives Potenzial beschrieben werden kann, was zu einer effektiven Massenerhöhung führt, erfahren Antikaonen ein stark attraktives Potenzial bei hohen Nukleonendichten, was in einer starken effektiven Massenverringerung resultiert [3]. Durch ihre geringe effektive Masse besitzen Antikaonen in der Hochdichtephase der Schwerionenkollision bei ihrer Erzeugung mehr kinetische Energie. Mit sinkender Nukleonendichte nimmt dieser Effekt jedoch ab, sodass sie Energie verlieren. Dies wird in Abbildung 3.18 rechts verdeutlicht. Darin sind die mittleren kinetischen Energien der Mesonen aufgetragen bei ausgeschalteten KN-Potenzialen. Die Verläufe sind darin für beide Kaonarten ähnlich, abgesehen vom Einfluss des ϕ-Zerfalls. Änderungen in den mittleren kinetischen Energien nach 20 fm/c sind gering und werden durch Stöße mit nuklearer Materie verursacht, bzw. durch den ϕ-Zerfall, der zu einer Verringerung der mittleren kinetischen Energie der Antikaonen beiträgt. Der sprunghafte Abfall der kinetischen Energie aller Antikaonen zum letzten Zeitschritt wird durch den erzwungenen Zerfall aller verbleibenden ϕ-Mesonen verursacht. Deutlich ist der Unterschied der Energien unter den Teilchensorten, der bereits seit Beginn gegeben ist. Hierbei ist zu beachten, dass die Teilchenproduktion erst kurz vor 10 fm/c beginnt, vgl. Abb. 3.8. Die mittleren Energien der einzelnen Beiträge sowie die Schwerpunktsenergieverteilungen für die Kanäle sind im Anhang C.3 dargestellt.

Die anhand der Rapiditätsspektren in den Abbildungen 3.1 und 3.2 links getroffene Annahme über eine Hierarchie der kinetischen Energie der Kaonen und Antikaonen bestätigte sich sowohl in den effektiven Temperaturen in den Abbildungen 3.12 und 3.14 oben, als auch in den mittleren kinetischen Energien der Teilchen in Abbildung 3.18 links. Dabei wurde zu keinem Zeitpunkt eine Äquilibrierung von Kaonen und Antikaonen in Form einer einheitlichen effektiven Temperatur oder mittleren kinetischen Energie beobachtet. Demnach sind die Unterschiede in den effektiven Temperaturen zwischen Kaonen und Antikaonen weder durch ein späteres Abkoppeln der K^--Mesonen von äquilibrierter Materie, noch durch die alleinige "Kühlung" der Antikaonspektren durch den ϕ-Zerfall zurückzuführen. Stattdessen besitzen die Teilchen bereits seit ihrer Erzeugung unterschiedliche Energien. Wechselwirkungen mit umliegender nuklearer Materie (vgl. Abb. 3.16) und der ϕ-Beitrag verstärken diesen Effekt.

4 Hadronen mit Strangeness in der Kollision Ar(1.756 AGeV)+KCl

Aus relativistischen Schwerionenkollisionen können Informationen über die intrinsischen Eigenschaften von Materie gewonnen werden. Um die auftretenden Effekte genauer zu untersuchen, ist eine Variation der Systemgröße und der Energien der kollidierenden Kerne von Nöten. Aus Abbildung 2.1 ist ersichtlich, dass die beiden HADES Experimente sowohl ein großes System bei sehr geringer Energie, weit unter der freien NN-Schwellenergie von Kaonen (Au+Au), als auch ein kleines System bei Energie über der freien NN-Schwellenergie von Kaonen (Ar+KCl) abdecken. Um zu untersuchen, welche Auswirkungen sowohl die Systemgröße, als auch die Energie auf die Dynamik von Teilchen mit Strangeness-Inhalt haben, wird in diesem Abschnitt, analog zu Kapitel 3, die Kollision eines Argonkerns mit einer kinetischen Energie von 1.756 AGeV mit einem ruhenden Kaliumkern[1] (Ar+K) mittels des BUU-Codes simuliert und mit experimentellen Daten [7] verglichen. Eine erste detaillierte Untersuchung wurde von Schade [6] bereits vorgenommen. Als Ergänzung zu den darin gewonnenen Erkenntnissen wird in diesem Kapitel ein besonderes Augenmerk auf die Ausfrier-Dynamik von Hadronen mit Strangeness-Inhalt gelegt.

4.1 Zentralitätsabhängigkeiten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

Die HADES-Kollaboration publizierte experimentelle Ergebnisse der Kollision Ar+KCl bei einer Strahlenergie von 1.756 AGeV in Form von Teilchenspektren [7]. Dazu wurde ein Strahl aus 10^6 Argon-Kernen pro Sekunde auf ein festes Kaliumchlorid-Target geschossen. Zum ersten mal wurden dabei $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen simultan bei einer Strahlenergie unter der freien NN-Schwellenergie von K^--Mesonen gemessen. Bei der von Schade ausführlich mittels des BUU-Codes untersuchten Dynamik der Ar+K-Kollision wurden für einen festen Impaktparameter von 3.9 fm und den Einstellungen der Eingabeparameter wie in Tabelle 3.1 die experimentellen Teilchenspektren gut reproduziert [6]. Um einen Vergleich zu den Ergebnissen aus Kapitel 3 zu ziehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Kollision Ar+K wiederholt simuliert und die Ergebnisse in diesem Kapitel vorgestellt. Darin bestätigen sich einerseits die Resultate von

[1] Alternativ kann die Kollision mit einem Chlorkern als Target betrachtet werden. Aufgrund der ähnlichen Größe und des nahezu symmetrischen Proton-Neutron-Verhältnisses beider Targets wirkt sich diese Alternation nur geringfügig auf die Dynamik der Kollision aus.

Schade *et al.* [6, 8] trotz überarbeiteter Code-Version, andererseits wurden neue Erkenntnisse bezüglich der Ausfrier-Dynamik seltsamer Teilchen gewonnen.

4.1.1 Rapiditätsspektren und Transversalmassenspektren

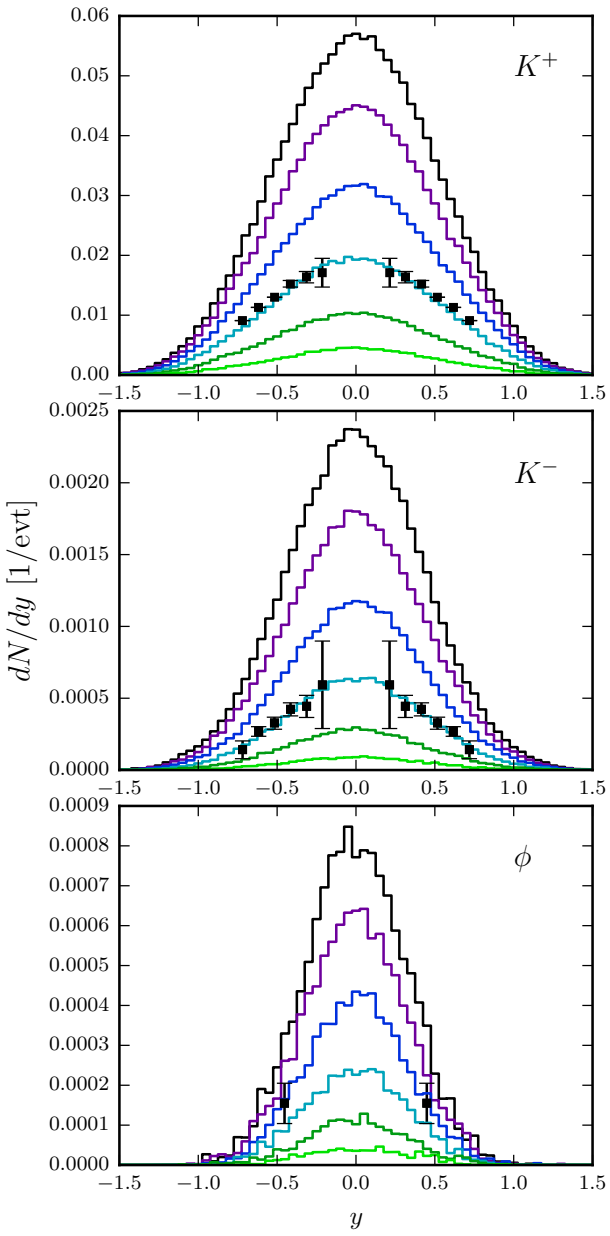

Abbildung 4.1: Rapiditätsspektren der K^+- (oben), K^-- (mittig) und ϕ-Mesonen (unten) für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 6$ fm. Die Symbole stellen die Daten aus [7] dar.

Analog zu Kapitel 3.2.1 werden im Folgenden die Rapiditäts- und Transversalmassenspektren der Kollision Ar+K zur Zeit $t_{\max} = 60$ fm/c in Form von Histogrammen dargestellt. Aufgrund der geringeren Systemgröße werden nur Impaktparameter von 1-6 fm betrachtet.

In Abbildung 4.1 sind die Rapiditätsspektren der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen dargestellt. Der Farbcode für die Impaktparameter ist im Anhang in Abbildung A.2 zu finden. Die schwarzen Punkte mit Fehlerbalken stellen die Daten der HADES-Kollaboration dar [7], und werden durch den Impaktparameter 3.9 fm sehr gut reproduziert [6]. Vergleicht man die Breite der Rapiditätsspektren der Kaonen und Antikaonen, fällt wie im Fall der Au+Au-Kollision aus Kapitel 3 eine Hierarchie auf. Daraus lässt sich aufgrund der in Abschnitt 3.2.1 geführten Argumentation wieder vermuten, dass die Temperatur bzw. kinetische Energie der Kaonen größer als die der Antikaonen ist.

In Abbildung 4.2 werden für $b = 3.9$ fm links das Rapiditätsspektrum und rechts die Transversalmassenspektren für die experimentell zugänglichen Rapiditätsintervalle $0.1 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.2$ bis $0.6 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.7$ dargestellt, wobei y_{lab} die longitudinale Rapidität im Laborsystem ist. Die Rapidität im Schwerpunktsystem entspricht $y = y_{\text{lab}} - 0.858$. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Transversalmassenspektren mit Skalierungsfaktoren versehen. Die experimentellen Daten werden sehr gut durch die Histogramme des Simulationsergebnisses reproduziert.

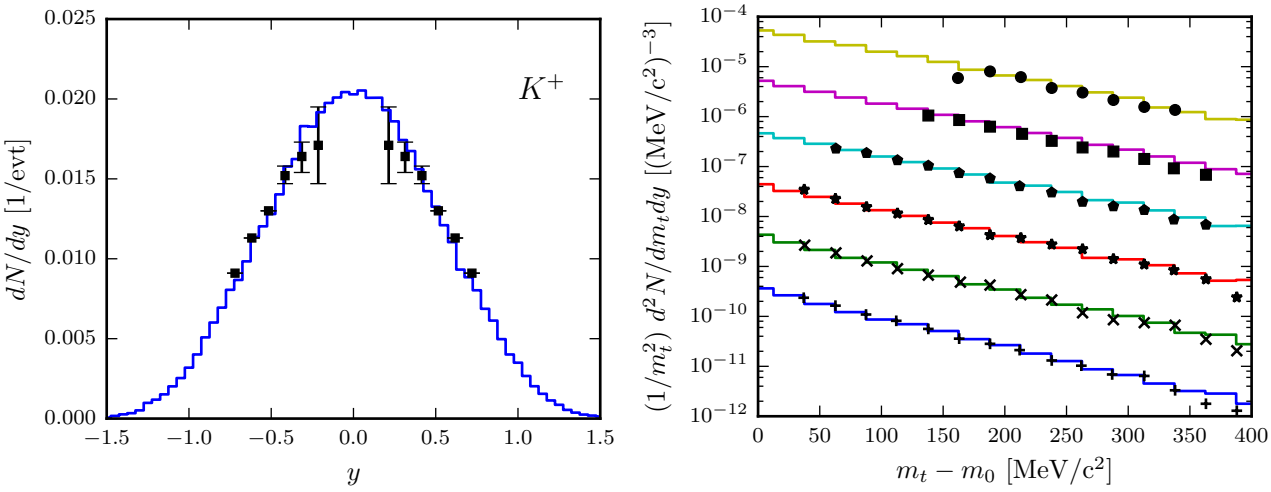

Abbildung 4.2: Linke Seite: Rapiditätsspektrum der K^+-Mesonen im Schwerpunktsystem. Rechte Seite: Transversalmassenspektren für die sechs Rapiditätsintervalle $0.1 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.2$ bis $0.6 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.7$ (von unten nach oben) mit Skalierungsfaktoren von 10^0 bis 10^5. Die Symbole stellen die Daten aus [7] dar und werden durch den Impaktparameter $b = 3.9$ fm gut reproduziert.

Analog zu den Kaonen werden in den Abbildungen 4.3 und 4.4 die Spektren der Antikaonen und ϕ-Mesonen dargestellt. Das Transversalmassenspektrum der ϕ-Mesonen wurde in einem Bin des Rapiditätsintervalls $0.2 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.6$ aufgenommen. Die aufgrund der höheren Seltenheit der Teilchenspezies kargeren experimentellen Daten werden im Falle der Antikaonen gut durch die Simulationsergebnisse reproduziert. Die Histogramme des ϕ-Mesons neigen zu einer Unterschätzung der experimentellen Daten, wobei wieder zu beachten ist, dass in der Simulation alle ϕ-Mesonen betrachtet werden und nicht nur die experimentell zugänglichen. Die effektiven Temperaturen und Multiplizitäten der verschiedenen Teilchensorten zum Simulationsende sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Wie für die Kollision Au+Au (vgl. Abb. 3.4)

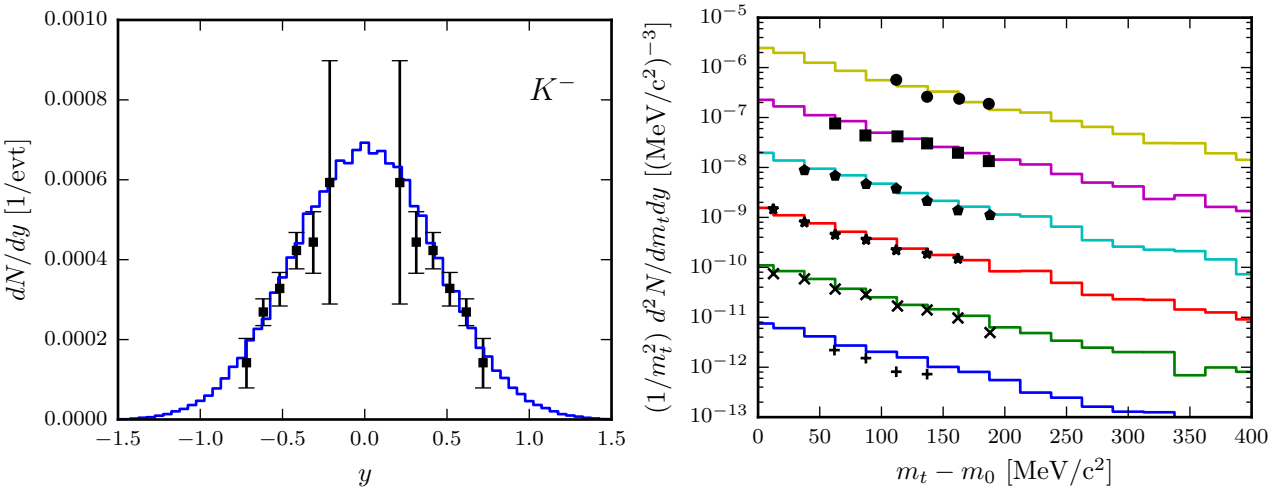

Abbildung 4.3: Wie Abb. 4.2, aber für K^--Mesonen.

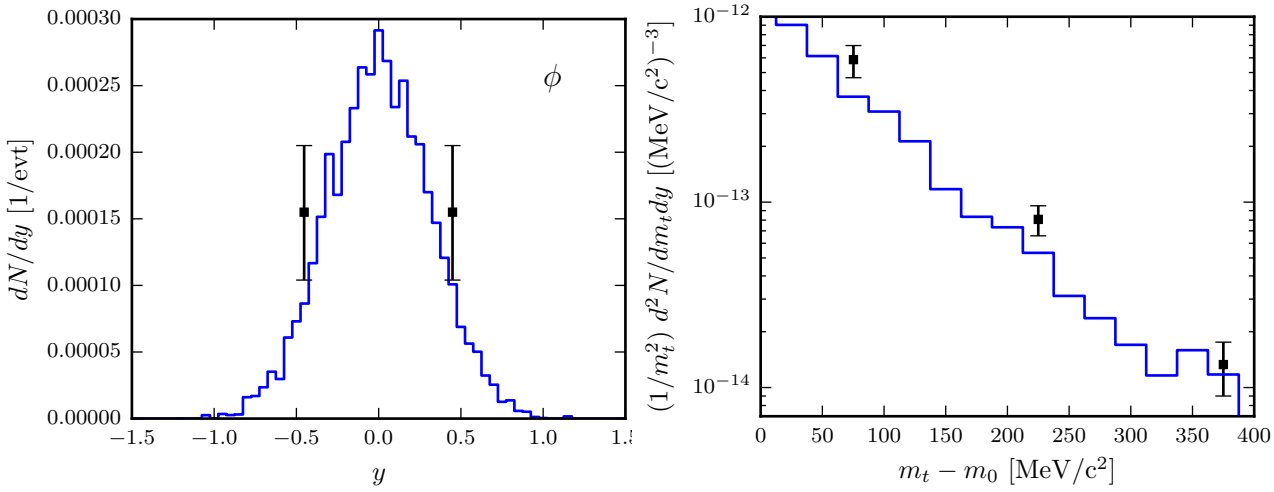

Abbildung 4.4: Linke Seite: Rapiditätsspektrum der ϕ-Mesonen im Schwerpunktsystem. Rechte Seite: Transversalmassenspektrum für das Rapiditätsintervall $0.2 \leq y_{\text{lab}} \leq 0.6$. Die Symbole stellen die Daten aus [6,7] dar und werden durch den Impaktparameter $b = 3.9$ fm unterschätzt.

nimmt die effektive Temperatur (Abb. 4.5 links) mit zunehmendem Impaktparameter stetig ab. Für alle Teilchensorten lässt sich ein steilerer Abfall beider Observablen im Vergleich zum System Au+Au erkennen. Während bei fast zentralen Kollisionen ($b = 1$ fm) deutlich höhere effektive Temperaturen als bei der Au+Au-Kollision auftreten, fallen diese bis zu $b = 6$ fm schneller ab. Die hohen effektiven Temperaturen bei hoher Zentralität sind auf die höhere kinetische Strahlenergie pro Nukleon von 1.756 GeV zurückzuführen. Dadurch wird dem System mehr Energie zur Verfügung gestellt, sodass mehr hochenergetische Teilchen entstehen können. Den steileren Abfall sowohl der effektiven Temperatur, als auch der Multiplizität der

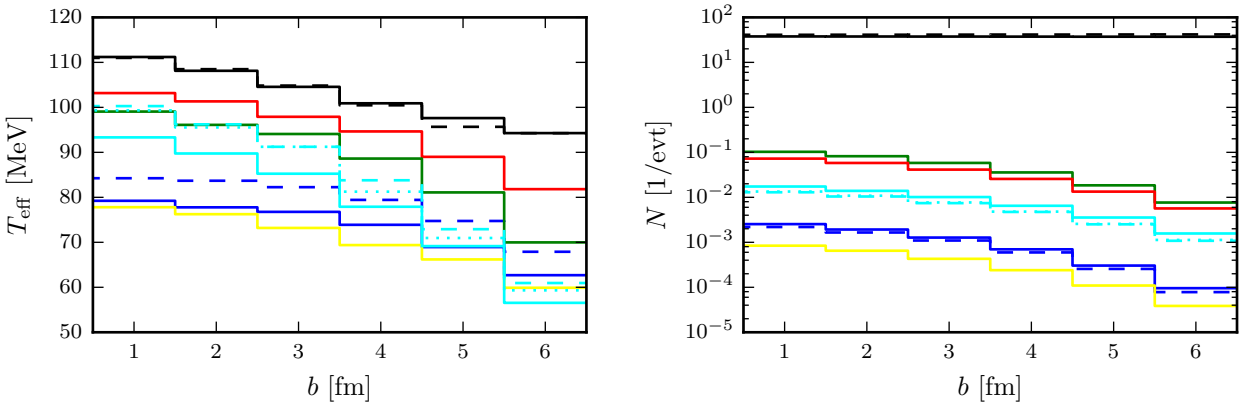

Abbildung 4.5: Effektive Temperaturen (links) und Multiplizitäten (rechts) über verschiedene Impaktparameter für die Teilchensorten Proton (schwarz, durchgezogen), Neutron (schwarz, gestrichelt), Σ^0 (cyan, durchgezogen), Σ^+ (cyan, gestrichelt), Σ^- (cyan, gepunktet), K^+ (rot), Λ (grün), K^- (blau, durchgezogen), K^- ohne ϕ-Beitrag (blau, gestrichelt) und ϕ (gelb).

Teilchensorten bewirkt die um ein Vielfaches kleinere Systemgröße von Ar+K im Vergleich zu Au+Au. Dadurch sind die Impaktparameterschritte von 1 fm verhältnismäßig größer, sodass bei $b = 6$ fm nur noch sehr wenige Nukleonen kollidieren. Aufgrund der wesentlich kleineren Systemgröße liegen die Multiplizitäten stets unter den Werten der Au+Au-Kollision. Die Hierarchie der Teilchenspezies bezüglich beider Observablen entspricht grob der in Abbildung 3.4.

4.1.2 Produktionskanäle

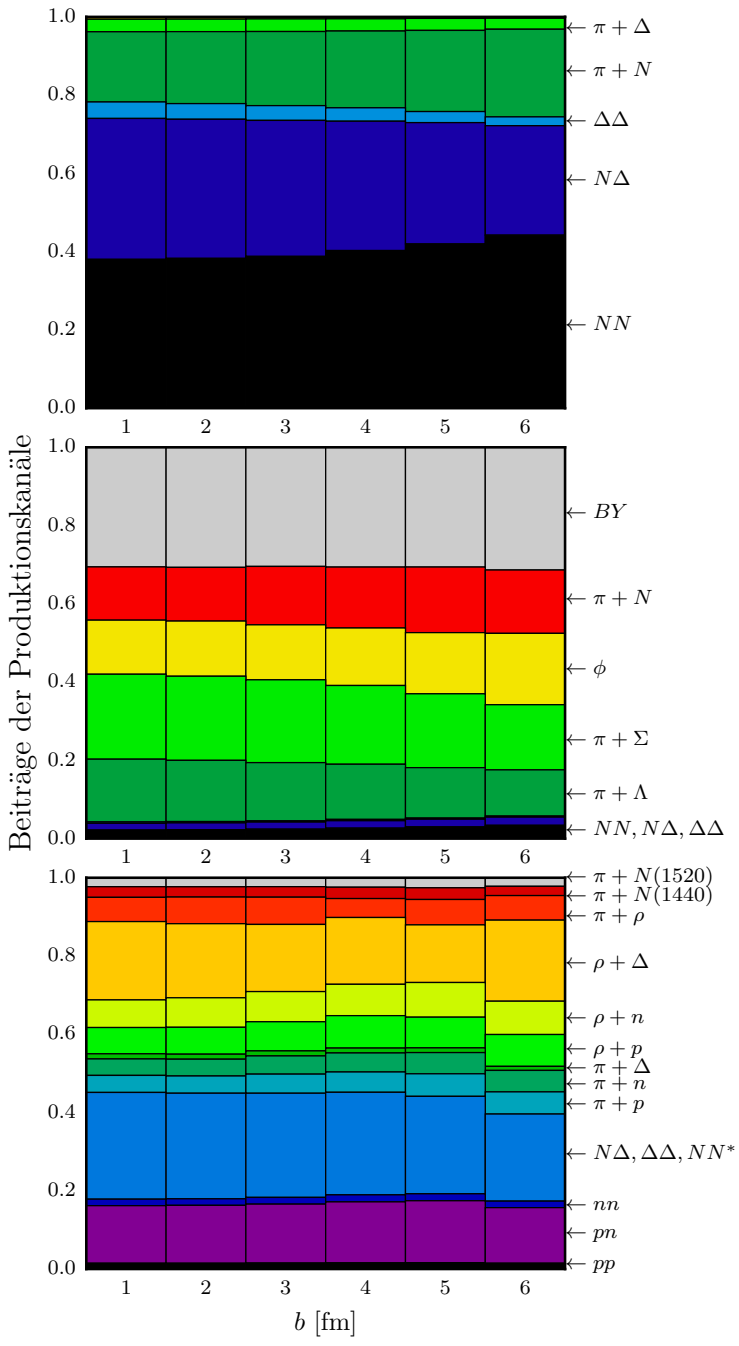

Abbildung 4.6: Relative Beiträge der einzelnen Kanäle zur K^+- (oben), K^-- (mittig) und ϕ-Multiplizität (unten) zum Simulationsende für verschiedene Impaktparameter.

In Abbildung 4.6 werden analog zur Abbildung 3.5 die einzelnen Beiträge aller $K^{\pm}$- und ϕ-Produktionskanäle zur Multiplizität zum Simulationsende über verschiedene Impaktparameter dargestellt. Im Falle der Kaonen machen die primären Produktionskanäle (NN) um die 40% aller produzierten Kaonen aus, was mehr als doppelt so viele sind als bei der Au+Au-Kollision. Entsprechend schwächer fallen die übrigen Produktionskanäle aus. Die größere Wichtigkeit der primären Kanäle ist auch zu erwarten, da die Schwerpunktsenergie der Kollision Ar+K deutlich über der freien NN-Schwellenergie für Kaonen liegt. Im Übrigen weisen die Produktionskanäle ein ähnliches Verhalten mit steigendem Impaktparameter auf wie bei der Au+Au-Kollision.

Ebenso wie Kaonen werden bei der höheren Strahlenergie auch mehr Antikaonen aus primären Produktionskanälen erzeugt, dargestellt in der Mitte der Abbildung 4.6. Jedoch bleiben die Beiträge dieser Kanäle marginal im Vergleich zu anderen, da die Strahlenergie unter der freien NN-Schwellenergie der Antikaonen liegt. Der Strangeness-Austauschkanal $\pi +$

Y macht nur noch zwischen 30-40% des Gesamtbeitrages aus, während die Kanäle $B + Y$ und $\pi + N$ im Vergleich zum System Au+Au an Wichtigkeit gewinnen. Der ϕ-Zerfallskanal macht um die 15% aller Antikaonbeiträge aus und spielt somit eine geringere Rolle als beim System Au+Au. Auch bei der ϕ-Produktion in Abbildung 4.6 unten spielen die primären Produktionskanäle aufgrund der höheren Energie eine größere Rolle und machen knapp 20% aller Beiträge aus. Dieses Ergebnis ist bemerkenswert, da die Energie des Systems weit unter der freien NN-Schwellenergie von ϕ-Mesonen liegt. Daher müssen die partizipierenden Nukleonen aus vorherigen Stößen Energie gewonnen haben. Im Ausgleich verlieren die anderen Kanäle, insbesondere alle, die ein ρ-Meson benötigen, an Wichtigkeit.

4.2 Zeitevolution

Im folgenden Abschnitt wird die zeitliche Entwicklung der Kollision Ar+K detailliert untersucht. Dabei wird analog zum Abschnitt 3.3 vorgegangen. Bei Betrachtungen mit festem

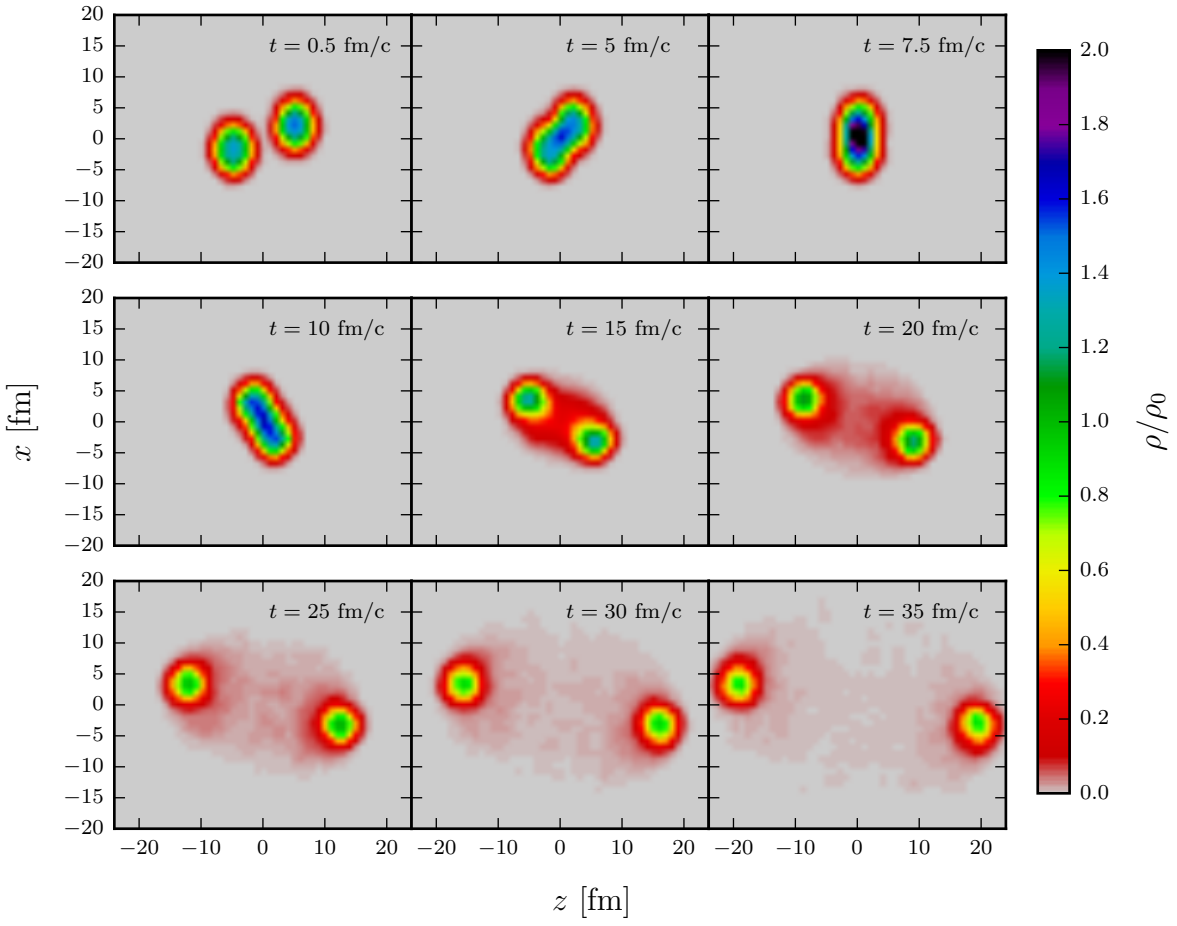

Abbildung 4.7: Projektion der normierten Nukleonendichte entlang der senkrecht zur Bildebene stehenden y-Achse für die Kollision Ar+K bei 1.756 AGeV für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm zu verschiedenen Zeiten.

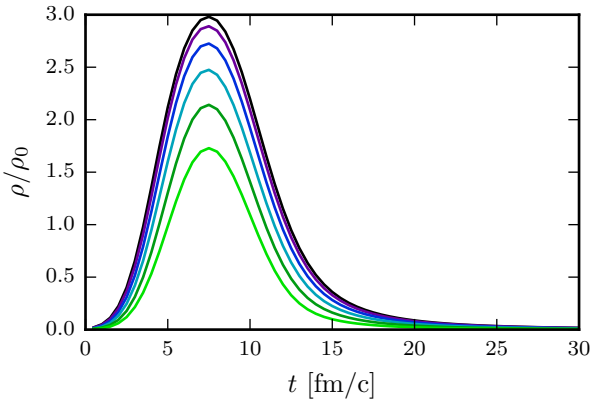

Abbildung 4.8: Normierte Nukleonendichte im zentralen Volumenelement der Größe 1 fm^3 als Funktion der Zeit für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 6$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar.

Impaktparameter wird $b = 3.9$ fm gesetzt, da hierfür die experimentellen Daten am besten reproduziert werden.

Analog zur Abbildung 3.6 wird in Abb. 4.7 die entlang der senkrecht zur Bildebene stehende y-Achse projizierte Nukleonendichte für verschiedene Zeiten dargestellt. Die bezüglich der x-Achse um 3.9 fm versetzten Kerne fliegen durcheinander und erzeugen in der Hochdichtephase zur Zeit 7.5 fm/c Nukleonendichten über dem zweifachen der Kernsättigungsdichte. Während danach die Spektatoren weiter entlang der Strahlachsen voneinander weg fliegen, propagieren die aus den Partizipanten neu entstandenen Teilchen in radialer Richtung weg vom Schwerpunkt des Systems. Im Vergleich zum System Au+Au wird in dieser Abbildung die deutlich kleinere Systemgröße von Ar+K veranschaulicht. Des Weiteren erkennt man, dass der Impaktparameter von 3.9 fm relativ zur Systemgröße einen zentraleren Stoß aufweist als $b = 9$ fm beim System Au+Au. Im Fall der Kollision Ar+K entspricht der gewählte Impaktparameter

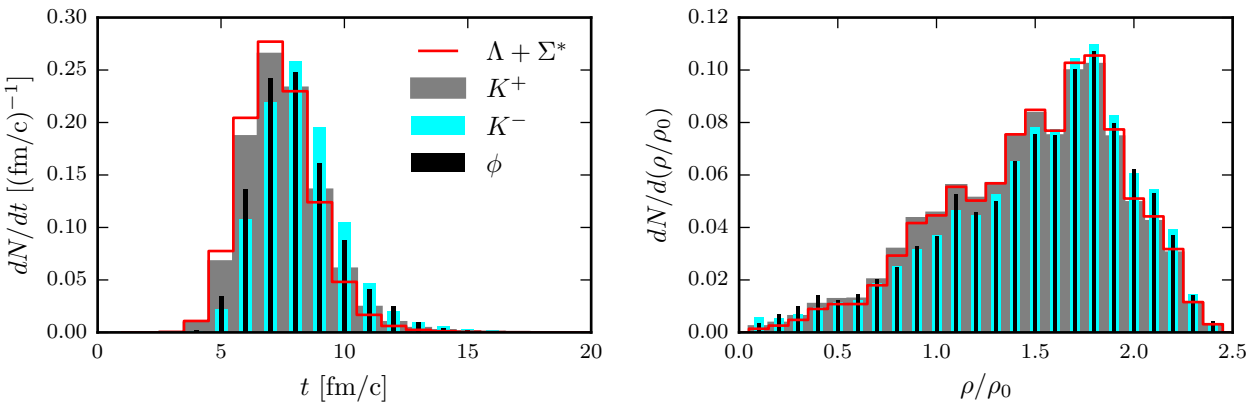

Abbildung 4.9: Normierte Erzeugungsraten der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen sowie der Λ- und Σ^*-Hyperonen als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für die Wahl des Impaktparameters von 3.9 fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller Erzeugungen zur Zeit 60 fm/c.

ungefähr dem Kernradius $R = 1.124 \times A^{1/3}$ fm, während bei der Kollision Au+Au der gewählte Impaktparameter über dem Radius eines Goldkerns liegt.

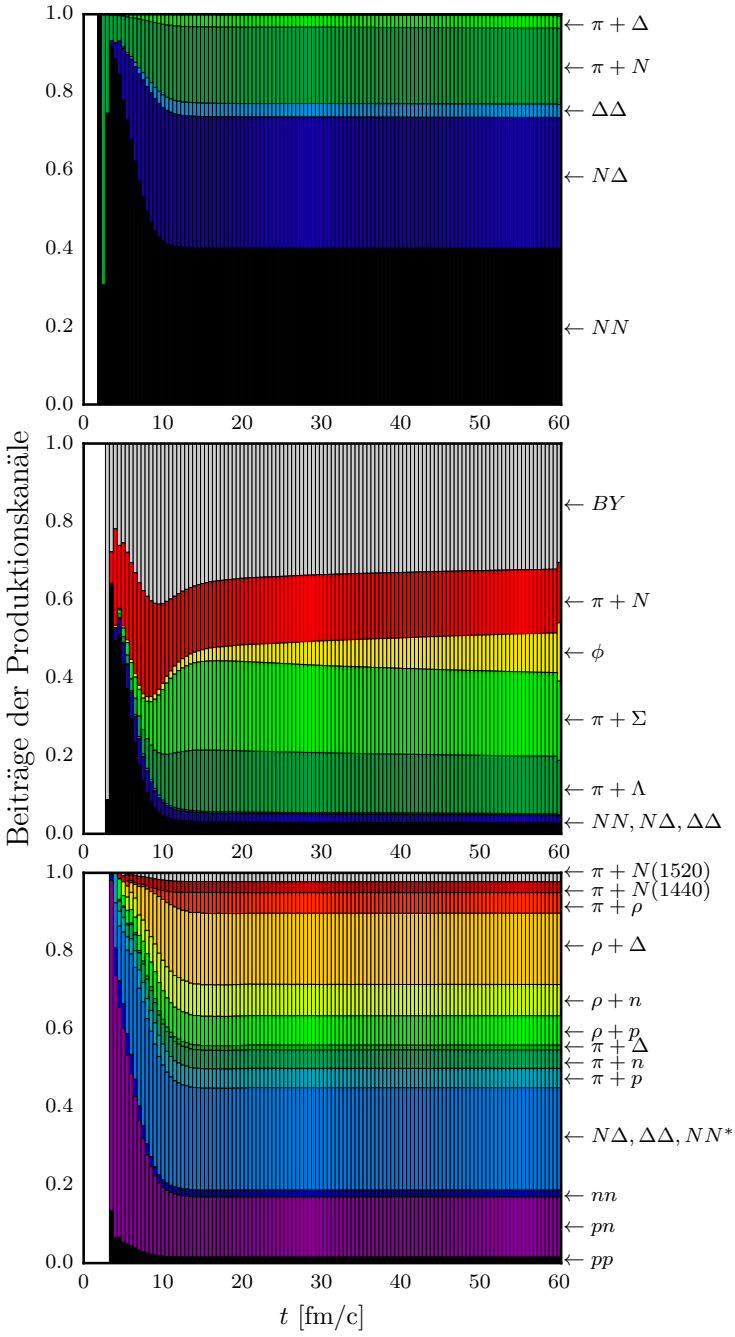

Abbildung 4.10: Relative Beiträge der einzelnen Kanäle zur K^+- (oben), K^-- (mittig) und ϕ-Multiplizität (unten) über die Zeit für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm.

Die auf die Kernsättigungsdichte normierte Nukleonendichte in der zentralen Ortsraumzelle im Schwerpunktsystem ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Für den Impaktparameter $b = 1$ fm wird für kurze Zeiten das dreifache der Kernsättigungsdichte erreicht. Damit treten durch den zentraleren Stoß und die höhere kinetische Energie des Projektils größere Baryonendichten auf als beim System Au(1.23 AGeV)+Au. Aufgrund der kleinen Systemgröße findet die Hochdichtephase zu früheren Zeiten statt als beim System Au+Au.

Die Erzeugungsraten von Hadronen mit Strangeness-Inhalt sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Maxima der Produktionsraten liegen für Kaonen und Hyperonen bei 7 fm/c und für Antikaonen und ϕ-Mesonen bei 8 fm/c. Das Verhalten ähnelt stark dem in Abbildung 3.8, lediglich bei früheren Zeiten beginnend und zeitlich komprimierter. Bezüglich der Dichteverteilung der Erzeugungsraten findet bis zu Baryonendichten von $2.4\rho_0$ Teilchenproduktion statt.

Die zeitliche Evolution der Beiträge verschiedener Produktionskanäle zu den Multiplizitäten der Kaonen, Antikaonen und ϕ-Mesonen ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Hierin bestätigt sich nochmal die Wichtigkeit der primären Produktionskanäle aus den Kollisionen zweier Nukleonen, die bereits zu sehr frühen Zeiten dominieren und zum Ende nahezu 40% der gesamten Kaonenproduktion ausmachen.

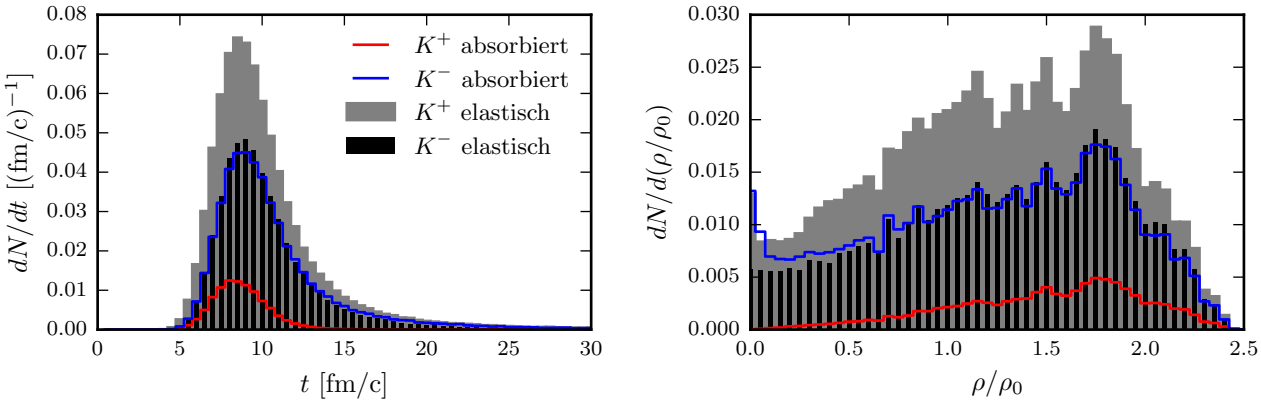

Abbildung 4.11: Normierte Kollisionsraten der $K^{\pm}$-Mesonen mit nuklearer Materie als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller Kollisionen zur Zeit 60 fm/c.

Ebenso entsteht zu frühen Zeiten $t \leq 8$ fm/c der Großteil von über 50% der Antikaonen aus primären Produktionskanälen. Diese Kanäle werden aber schnell verdrängt, sodass wie bei der Au+Au-Kollision die Strangeness-Austauschkanäle $\pi + Y$ und $B + Y$ dominieren. Bemerkenswert ist der $\pi + N$-Kanal, der zu sehr frühen Zeiten eine weniger wichtige Rolle spielt als beim System Au+Au, jedoch ab $t = 10$ fm/c einen Anteil von 20% ausmacht. Die zeitliche Entwicklung der Beiträge der Erzeugungskanäle von ϕ-Mesonen ist in Abbildung 4.10 unten dargestellt. Auch hier dominieren zu Beginn die primären Produktionskanäle und stellen sich ab 10 fm/c auf einen Beitrag von 20% ein, was eine deutliche Vervielfachung im Vergleich zum System Au+Au darstellt.

Die Kollisionsraten der Kaonen und Antikaonen, dargestellt in Abbildung 4.11, ähneln deutlich denen in Abbildung 3.10. Wie bei den Erzeugungsraten sind die Spektren im Vergleich zum

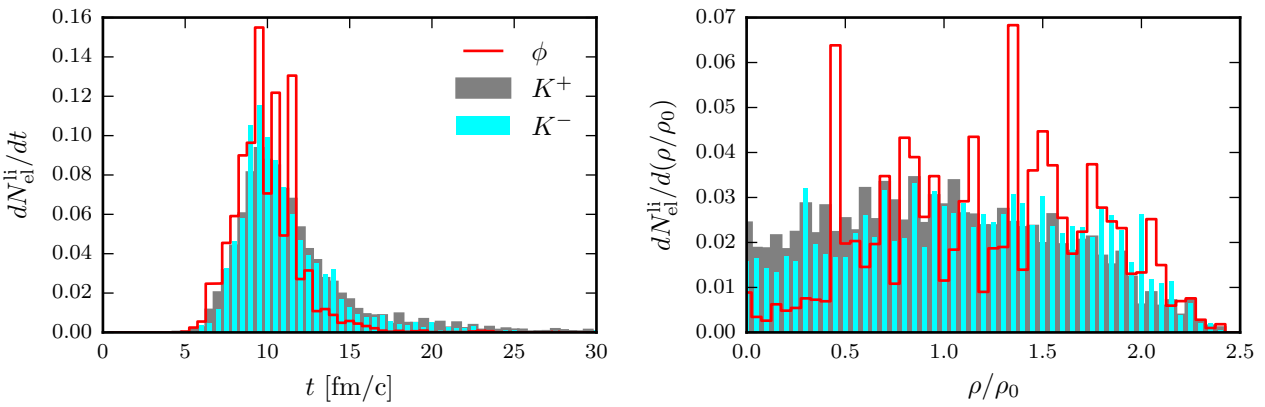

Abbildung 4.12: Normierte Raten der letzten elastischen Interaktionen (ohne Absorptionen) der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen mit nuklearer Materie als Funktionen der Zeit (links) und der lokalen Nukleonendichte (rechts) für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm. Die Normierung erfolgte auf die Multiplizitäten aller letzten Interaktionen zur Zeit 60 fm/c.

System Au+Au zu früheren Zeiten verschoben und zeitlich komprimiert. In der dichteabhängigen Kollisionsrate ist wieder ein Anstieg der Absorptionsrate bei verschwindenden Dichten erkennbar.
Ähnlich wie für das System Au+Au ist in Abbildung 4.12 keine zeitliche Verschiebung der Raten letzter elastischer Kollisionen unter den Mesonen zu erkennen. Des Weiteren ist die Kollisionsrate der Antikaonen im Vergleich zu den Kaonen leicht zu höheren Dichten verschoben, was auch beim System Au+Au der Fall war. Demnach kann nicht von einem späteren Ausfrieren der Antikaonen gesprochen werden.

4.2.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität

Im Folgenden werden die zeitlichen Entwicklungen der effektiven Temperaturen betrachtet, um Informationen über die Ausfrierverhalten der verschiedenen Teilchenspezies zu gewinnen. Dabei wurden, wie in Abschnitt 3.3.1, die Transversalmassenspektren der betrachteten Teilchensorten im Midrapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ mittels der Gleichung (3.2) und der χ^2-Methode (vgl. Anhang B) parametrisiert.
In Abbildung 4.13 sind die effektiven Temperaturen T_{eff} (obere Reihe), Normierungsparameter C (mittlere Reihe) und Multiplizitäten N (untere Reihe) von Kaonen (linke Spalte), Antikaonen (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) als Funktionen der Zeit für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 6$ fm dargestellt. Der Farbcode für die Impaktparameter ist im Anhang aus der Abbildung A.2 zu entnehmen. Bei den Antikaonen wurden wieder zwischen den "totalen" K^--Mesonen (durchgezogen), einschließlich derer aus dem ϕ-Zerfallskanal, und den "direkten" K^--Mesonen (gestrichelt), ohne Beitrag des ϕ-Kanals, unterschieden. Die Sprünge in den Werten der effektiven Temperatur, Normierung und Multiplizität der Antikaonen zum letzten Zeitschritt werden durch den erzwungenen Zerfall aller verbliebenen ϕ-Mesonen verursacht. Das Verhältnis ϕ/K^- liegt dabei für alle Impaktparameter im Bereich 0.35, wovon weniger als die Hälfte die ϕ-Mesonen ausmachen, die im Vakuum zerfallen. Die experimentell ermittelten effektiven Temperaturen und Multiplizitäten mit symmetrischen Fehlern wurden als graue Balken eingezeichnet. Diese Werte wurden aus den in den Detektoren gemessenen Teilchenspektren ermittelt und sollten mit den respektiven Simulationswerten zur Zeit $t_{\text{max}} = 60$ fm/c verglichen werden.
Wie bei der Kollision Au+Au lässt sich wieder eine Hierarchie in den effektiven Temperaturen herauslesen. Für alle drei Teilchensorten treten hierbei höhere effektive Temperaturen auf als bei dem System Au+Au. Dies ist allein auf die höhere kinetische Energie des Argon-Projektils zurückzuführen. Die experimentell ermittelten effektiven Temperaturen der $K^{\pm}$-Mesonen für einen Impaktparameter im Bereich von $b = 3.9$ fm werden leicht überschätzt, während die effektive Temperatur der ϕ-Mesonen leicht unterschätzt wird. Bemerkenswert ist der Vergleich mit den experimentellen Werten der effektiven Temperaturen des Systems Au+Au, die wesentlich höher sind als für das System Ar+KCl. Demnach spielt die Systemgröße für die Experimente

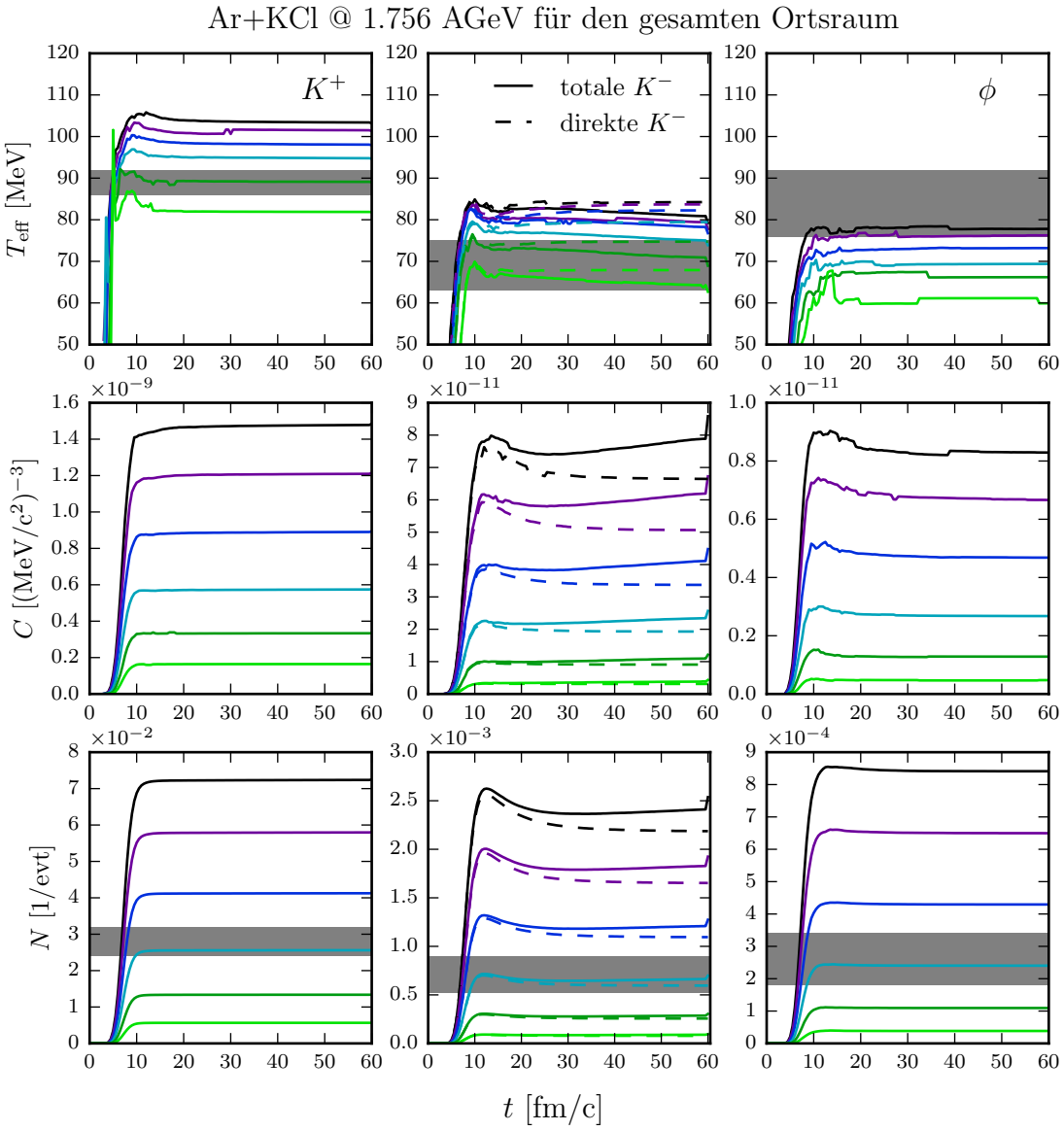

Abbildung 4.13: Effektive Temperaturen T_{eff}, Normierungsparameter C und Multiplizitäten N der K^+- (linke Spalte), K^-- (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) als Funktionen der Zeit für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 6$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar. T_{eff} und C wurden aus den jeweiligen Transversalmassenspektren für den Rapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ ermittelt. Die experimentellen Werte sind als graue Balken dargestellt.

eine schwerwiegendere Rolle als die kinetische Energie der Kollisionspartner. Die gemessenen Multiplizitäten werden dagegen sehr gut durch $b = 3.9$ fm (vgl. $b = 4$ fm) reproduziert. Die Evolution der Observablen der Kaonen ähnelt stark der linken Spalte von Abbildung 3.12, lediglich zu leicht früheren Zeiten versetzt und mit einem steileren Anstieg der Werte zu Beginn der Kollision aufgrund der Systemgröße. Auffällig ist der deutlich schwächere Abfall der K^-- und ϕ-Multiplizität sowie des Normierungsparameters C, was eine schwächere Absorption der Teilchen bedeutet, und dem daraus resultierenden schwächeren Anstieg der effekti-

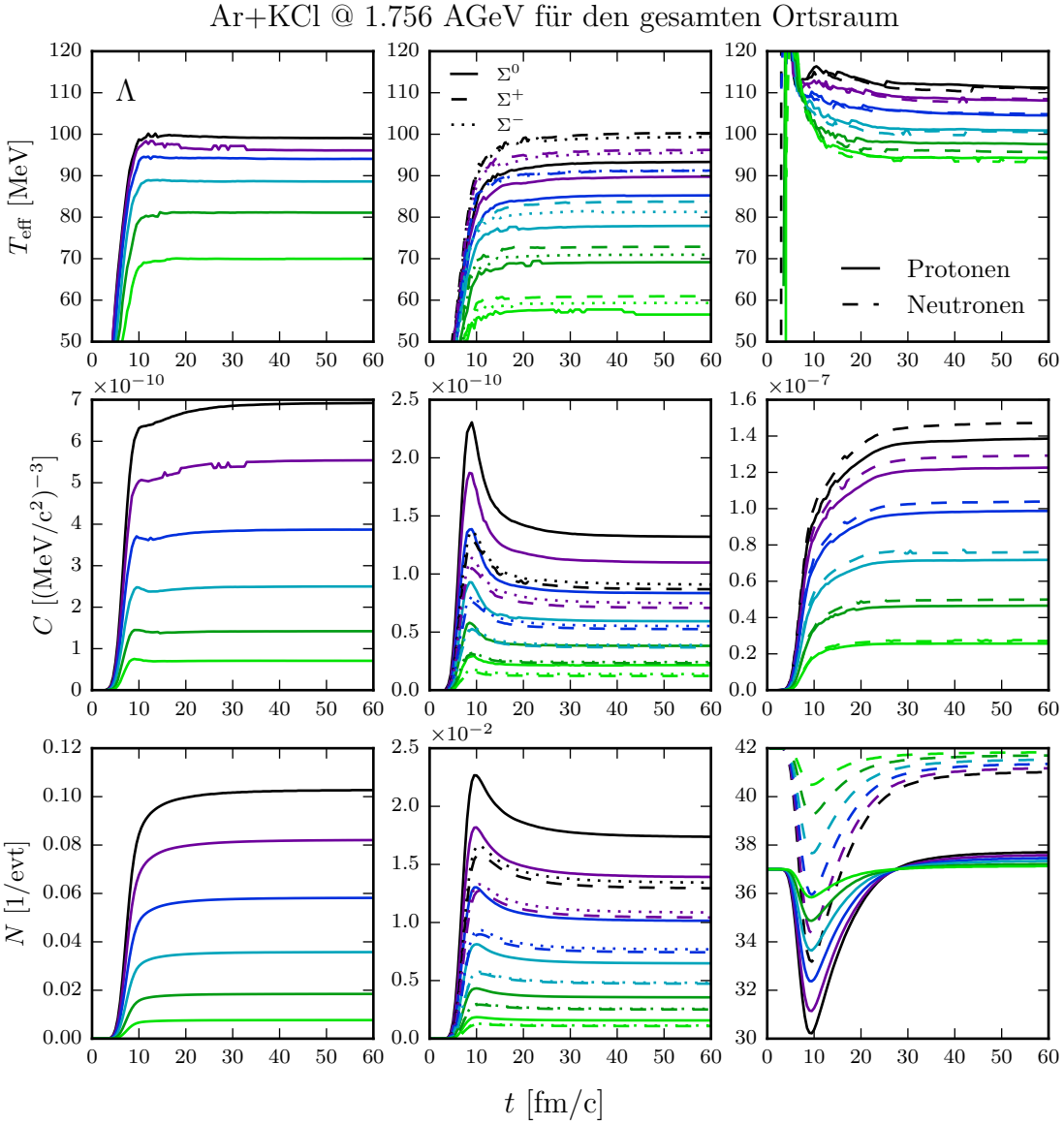

Abbildung 4.14: Wie Abb. 4.13, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

ven Temperaturen beider Teilchenspezies nach dem lokalen Maximum bei 10 fm/c. Während die Au+Au-Simulation ein finales Verhältnis von $K^-/K^+ \approx 0.018$ für den Impaktparameter $b = 9$ fm liefert, liegt selbiges Verhältnis für das System Ar+K für $b = 3.9$ fm bei ca. 0.027. Dies bestätigt qualitativ die experimentellen Beobachtungen, wonach größere Systeme wie Au+Au eine relativ geringere Antikaon-Ausbeute liefern aufgrund der höheren Absorption. Die kleinere Systemgröße lässt die Teilchen also schneller "ausfrieren".

Der zeitliche Verlauf der Werte für effektive Temperatur, Normierungsparameter und Multiplizität von Hyperonen und Nukleonen wird in Abbildung 4.14 dargestellt. Wie bei den Mesonen findet hier, aufgrund der kleineren Systemgröße im Vergleich zur Au+Au-Kollision, der Anstieg aller Werte steiler und zu früheren Zeiten statt. Zusätzlich "frieren" die Spektren schneller aus, sodass nach 30 fm/c keine wesentlichen Änderungen der Werte mehr auftreten. Betrachtet man

das Verhalten der Hyperonen, so erkennt man wieder die für diesen Simulationscode charakteristische Umwandlung von niederenergetischen Σ^*- in Λ-Hyperonen, was eine leichte Erhöhung der effektiven Temperaturen der Σ^*-Hyperonen und das Abfallen der Multiplizität sowie des Normierungsparameters nach 10 fm/c hervorruft. Das Verhalten der Nukleonen ähnelt dem in Abbildung 3.13 rechts, jedoch ist die kurze Phase des Anstiegs der effektiven Temperatur, die bei der Kollision Au+Au sehr große reduzierte χ^2-Werte verursachte und somit keine gute Parametrisierung zuließ, schwächer ausgeprägt. Dies muss an der wesentlich kleineren Systemgröße liegen. Auch beim System Ar+K werden für diese Zeit hohe reduzierte χ^2-Werte von bis zu 30 erreicht (vgl. Abb. D.5), jedoch wesentlich geringer als bei der Kollision Au+Au (vgl. Abb. C.5). Die aus späteren sekundären Reaktionen entstehenden Nukleonen bewirken den

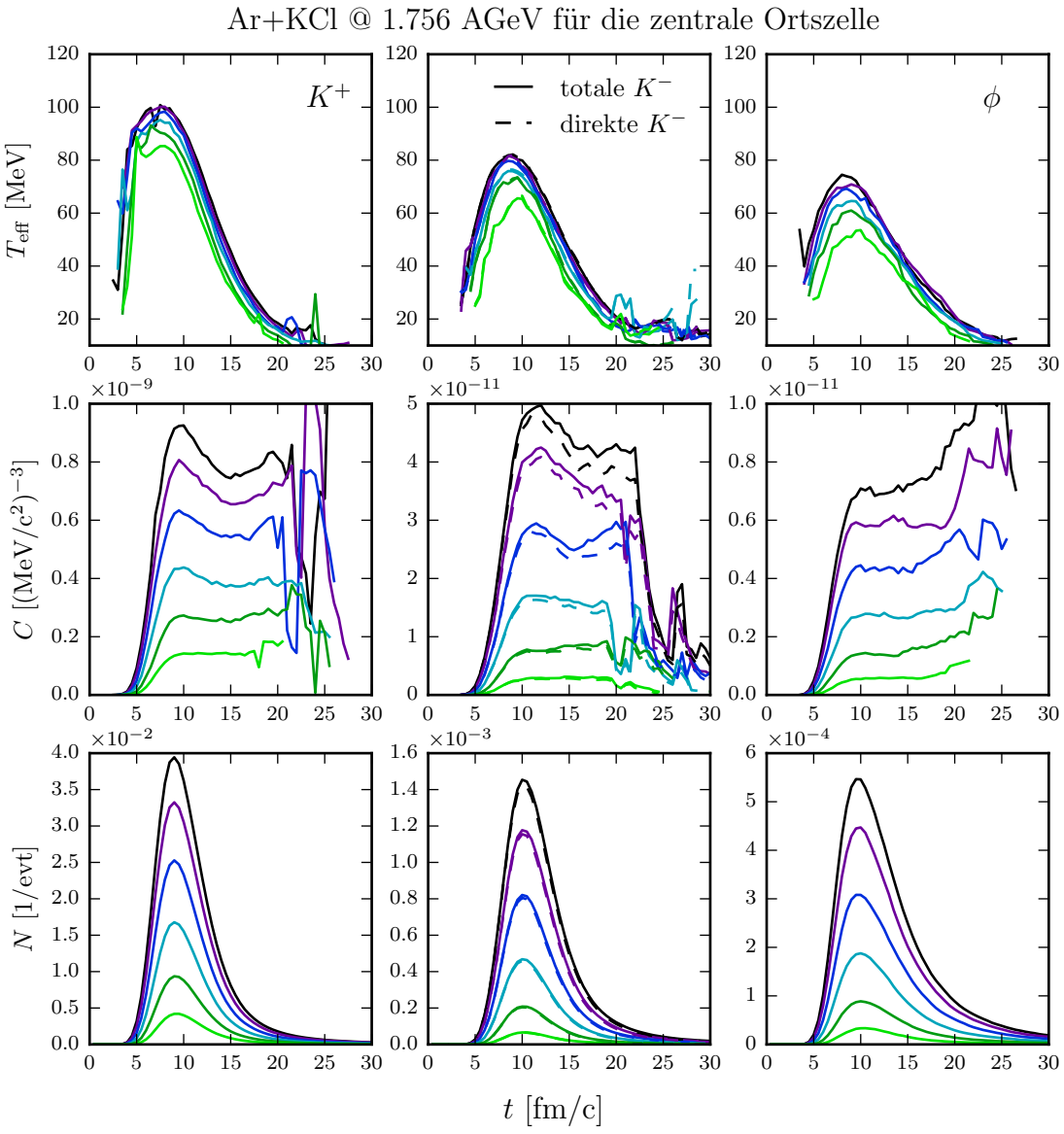

Abbildung 4.15: Wie Abb. 4.13, aber für die zentrale Zelle im Ortsraum der Größe 2.5 × 2.5 × 2.5 fm^3.

leichten Abfall der effektiven Temperaturen zu späteren Zeiten.

4.2.2 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortszelle

In Abbildung 4.15 werden analog zu 4.13 die effektiven Temperaturen, Normierungsparameter und Multiplizitäten der Mesonen mit Strangeness-Inhalt im Midrapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ innerhalb der zentralen Ortsraumzelle der Größe $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ fm^3 betrachtet. Dadurch lässt sich die effektive Temperatur der Teilchen als eine lokale Temperatur bezüglich der transversalen Bewegung interpretieren. Wieder ist die Hierarchie der effektiven Temperatur erkennbar. Es stellt sich also zu keiner Zeit ein thermisches Gleichgewicht unter den Teilchensorten ein, wodurch die Unterschiede in den effektiven Temperaturen nicht durch "Ausfrieren" zu verschiedenen Zeiten verursacht werden. Das Verhalten der Mesonen ähnelt dem der Kollisi-

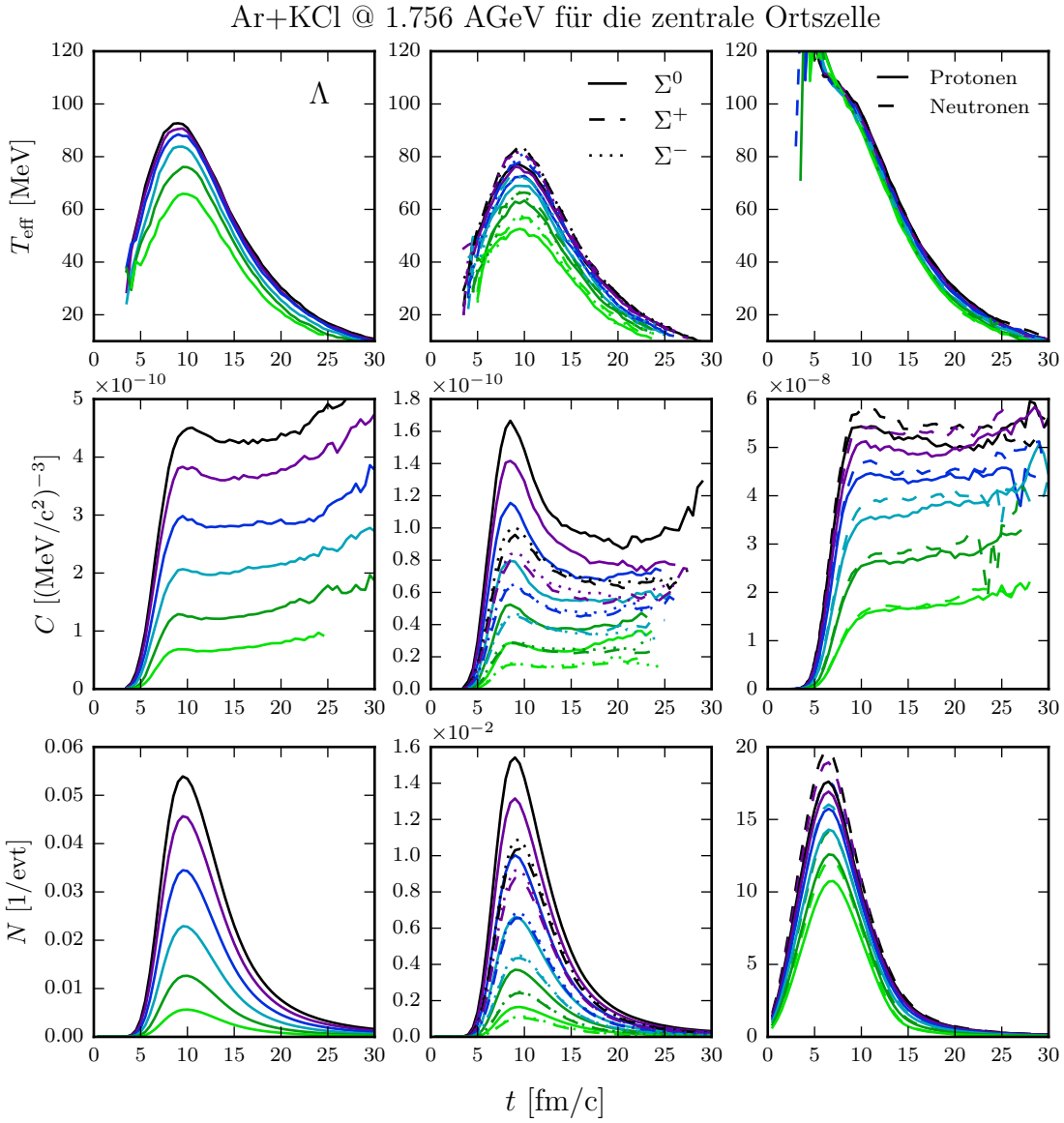

Abbildung 4.16: Wie Abb. 4.15, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

on Au+Au (vgl. Abb. 3.14). Es stellen sich lediglich höhere Maxima für T_{eff} zu früheren Zeiten ein. Im Übrigen muss beachtet werden, dass die gewählte Ortsraumzelle bezüglich der Systemgröße einen relativ größeren Raum einnimmt, wodurch sich das herausfliegen der Teilchen gegenüber des Systems Au+Au verzögert.
Auch das Verhalten der Hyperonen in Abbildung 4.16 ähnelt dem der Kollision Au+Au in Abbildung 3.15. Unterschiede sind lediglich wieder die höheren effektiven Temperaturen sowie die Verschiebung zu früheren Zeiten. Das Ansteigen der Normierungsparameter nach 15 fm/c liegt daran, dass während hochenergetische Teilchen die Ortszelle schnell verlassen neue niederenergetische Teilchen mittlerer Rapidität im Zentrum gebildet bzw. hineingestreut werden. Auch hier lassen sich für die Nukleonen im Zeitraum zwischen 5 und 10 fm/c keine verlässlichen Parameterwerte für T_{eff} und N ermitteln, was die hohen reduzierten χ^2-Werte suggerieren (siehe Abbildung D.7).

4.2.3 Kinetische Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

Die Verteilung der Mesonen mit Strangeness-Inhalt bezüglich ihrer kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = E - m^*$ im Schwerpunktsystem für verschiedene Zeiten wird in Abbildung 4.17 dargestellt. Dabei steht m^* für die effektive in-Medium-Masse der Teilchensorte. Es ist ein Anstieg der mittleren kinetischen Energie der Teilchen bis 10 fm/c erkennbar, wonach sich eine Sättigung vermuten lässt. Die Verteilung der positiv geladenen Kaonen weist eine höhere mittlere kinetische Energie der Teilchen auf als Antikaonen und ϕ-Mesonen. Dies bestätigt sich in Abbildung 4.18 links. Darin sind die mittleren kinetischen Energien der Teilchen als Funktionen der Zeit aufgetragen. Analog zur Abbildung 3.18 links für das System Au+Au verlieren Antikaonen bereits ab ca. 9 fm/c Energie. Dies lässt sich wieder mit der Dichteabhängigkeit ihrer effektiven Masse erklären, sodass die Antikaonen mit zunehmender Masse Energie verlieren. Dem entsprechend müssen Kaonen geringfügig Energie gewinnen, da deren in-Medium-Masse eine positive Massenverschiebung mit zunehmender Dichte erfährt. Der Effekt der "Kühlung" durch den ϕ-Zerfallskanal ist marginal und kann nicht verantwortlich für die Diskrepanz der

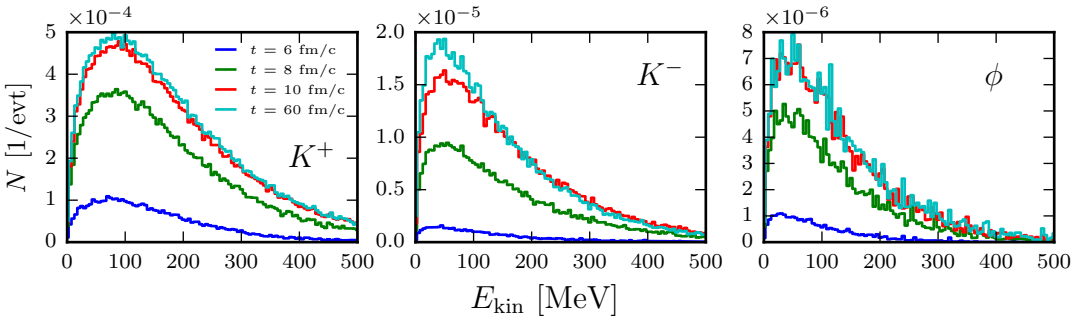

Abbildung 4.17: Verteilung der kinetischen Energien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen zu verschiedenen Zeitpunkten für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm.

Energien zwischen Kaonen und Antikaonen gemacht werden. Es stellt sich zum Ende der Simulation eine deutliche Diskrepanz in den mittleren kinetischen Energien zwischen Kaonen und Antikaonen ein.
In Abbildung 4.18 rechts sind die mittleren kinetischen Energien der Mesonen für ausgeschaltete KN-Potenziale aufgetragen. Wie beim System Au+Au unterscheiden sich die Verläufe der Energien von Kaonen und Antikaonen nur durch den Beitrag des ϕ-Zerfalls und den Energieunterschied seit Beginn der Kollision. Es stellt sich also zu keiner Zeit ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den Kaonen und Antikaonen ein, von welchem letztere Teilchenart später abkoppeln könnte. Auch ist der ϕ-Beitrag nicht alleinig für die Energiediskrepanz zwischen den Teilchenspezies verantwortlich. Der sprunghafte Abfall der mittleren kinetischen Energie der totalen Antikaonen zum Simulationsende wird wieder durch den abrupten Zerfall aller verbliebenen ϕ-Mesonen verursacht. Die mittleren Energien der einzelnen Beiträge sowie die Schwerpunktsenergieverteilungen für die Kanäle sind im Anhang D.3 dargestellt.

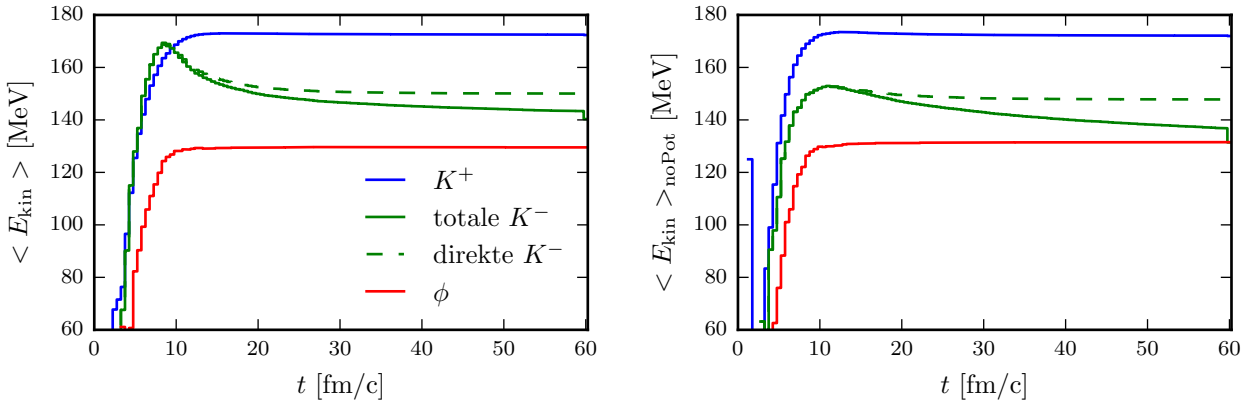

Abbildung 4.18: Mittlere kinetische Energien mit (links) und ohne KN-Potenzial (rechts) der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen als Funktionen der Zeit für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Ausfrier-Dynamik von Teilchen mit Strangeness-Inhalt in relativistischen Schwerionenkollisionen, insbesondere von Kaonen und Antikaonen, mittels des BUU-Transportmodells theoretisch untersucht. Dazu wurden zwei Systeme betrachtet und mit experimentellen Ergebnissen der HADES-Kollaboration verglichen. Es handelte sich dabei zum einen um die Kollision des großen Systems Au(1.23 AGeV)+Au [5] bei einer Energie weit unter der freien NN-Schwellenergie von Kaonen, und zum anderen um die Kollision des kleineren Systems Ar(1.756 AGeV)+KCl [7] bei einer Energie knapp über der freien NN-Schwellenergie von Kaonen. Bei dem verwendeten Simulationsprogramm handelte es sich um den auf das System Ar+KCl angepassten Budapest-Rossendorfer BUU-Code [6].

Während dieser Code die experimentellen Daten der Kollision Ar+KCl für einen repräsentativen Impaktparameter von 3.9 fm gut reproduziert, lassen sich die Au+Au-Daten nicht ausreichend gut durch einen festen repräsentativen Impaktparameter, welcher nahe des Bereiches von 9-10 fm liegen muss, beschreiben. Für den für weitere Untersuchungen genutzten Impaktparameter von 9 fm werden die Rapiditätsspektren der Kaonen leicht unterschätzt und die der Antikaonen überschätzt. In den Simulationen beider Kollisionen wird die ϕ-Multiplizität stets unterschätzt. Zusätzlich wurden die Zentralitätsabhängigkeiten der Multiplizitäten, effektiven Temperaturen bezüglich der transversalen Impulse im Midrapiditätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ und der Beiträge verschiedener Produktionskanäle untersucht. Dabei wurde in beiden betrachteten Systemen eine Hierarchie der effektiven Temperaturparameter beobachtet, worin Kaonen stets einen höheren Wert aufweisen als Antikaonen. Dies bestätigt experimentelle Beobachtungen in relativistischen Schwerionenkollisionen bei Energien unter der freien NN-Schwellenergie von Antikaonen [4,5]. Des Weiteren wurden Stöße von Nukleonen mit anderen Nukleonen oder Δ-Baryonen als Hauptquelle von Kaonen, und die Strangeness-Austauschkanäle als Hauptquelle von Antikaonen identifiziert, während beim System Ar+KCl primäre Produktionskanäle eine wichtigere Rolle spielen als bei dem niederenergetischeren System Au+Au. Der Beitrag des ϕ-Zerfallskanals beläuft sich für beide Systeme auf unter 20% und unterschätzt somit experimentelle Ergebnisse, da die experimentell messbaren ϕ-Mesonen nur den Anteil ausmachen, dessen Zerfallsprodukte keiner Streuung mehr ausgesetzt wurden.

Um ein Verständnis über das Ausfrierverhalten von Teilchen mit Strangeness-Inhalt zu bekommen, wurde die Zeitevolution der Schwerionenkollisionen untersucht. Anhand der Erzeugungs- und Kollisionsraten in Abhängigkeit von Zeit und lokaler Nukleonendichte wurden keine we-

sentlichen Unterschiede zwischen den zeitlichen Verhalten von Kaonen und Antikaonen festgestellt, mit Ausnahme des höheren Absorptionsquerschnittes von Antikaonen über den Strangeness-Austausch-Rückkanal. Insbesondere wurde kein späteres Abkoppeln der Antikaonen von nuklearer Materie beobachtet. Anhand der Zeitevolution der effektiven Temperaturen lässt sich feststellen, dass sich zu keiner Zeit eine einheitliche effektive Temperatur unter den betrachteten Mesonen einstellt, wobei im Fall der Au+Au-Kollision die experimentellen Werte stark unterschätzt wurden. Während elastische Streuungen und Absorptionen niederenergetischer Teilchen insbesondere bei Antikaonen eine Erhöhung der effektiven Temperatur verursachen, bewirken die in-Medium-Modifikationen einen Anstieg der kinetischen Energie bei Kaonen und einen Abfall bei Antikaonen. Dies bestätigt im Grunde die Ergebnisse von Hartnack *et al.* [3]. Die Diskrepanz in den effektiven Temperaturen der Mesonen wurde für die Betrachtung aller Teilchen in der zentralen Ortsraumzelle bestätigt. Da hierfür die effektive Temperatur als eine lokale Temperatur der Teilchen bezüglich der transversalen Rapidität interpretiert werden kann, lässt sich feststellen, dass die Mesonen $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen von Anfang an unterschiedliche Temperaturen haben. Dieser Unterschied in den lokalen Temperaturen ist zwischen den Hyperonen Λ und Σ^* und Nukleonen wesentlich geringer.
Zusätzlich zu den effektiven Temperaturen wurden die zeitlichen Verläufe der mittleren kinetischen Energien der Mesonen untersucht. Auch hier ließen sich Unterschiede in den Energien feststellen, sodass sich die Vermutung bestätigt, dass der Unterschied in den Temperaturen zwischen Kaonen und Antikaonen nicht durch ein späteres "Ausfrieren" der Antikaonen erklären lässt (vgl. [4]), noch durch den alleinigen Beitrag des ϕ-Zerfalls (vgl. [5]). Vielmehr besitzen Antikaonen seit ihrer Erzeugung weniger kinetische Energie als Kaonen. Eine Äquilibrierung der Teilchen bleibt aus.

Als Ausblick für zukünftige Forschungsarbeit sollte die Ursache für die unzureichende Beschreibung der Au+Au-Daten durch den hier genutzten BUU-Code besser verstanden werden. Dazu können statt eines repräsentativen Impaktparameters gewichtete Impaktparameterverteilungen [39] angenommen werden, um die Daten zu reproduzieren. Des Weiteren konnte der verwendete Code die hohe ϕ-Multiplizität nicht reproduzieren, was die Frage offen lässt, wie die genauen Quellen der ϕ-Produktion aussehen. Um einen besseren Zugang zu den tatsächlichen Temperaturen der Teilchensorten zu erhalten, sollten Parametrisierungen der Teilchenspektren mit Hilfe des Blast-Wave-Modells vorgenommen werden, welches den kollektiven Fluss der Teilchen mit berücksichtigt. Eine kurze Vorstellung dieses Modells befindet sich im Anhang E.

A Reaktionskanäle und Wirkungsquerschnitte

A.1 Reaktionskanäle der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

Kaonen und Antikaonen können aus folgenden Produktionskanälen entstehen:
1) Baryon + Baryon:

$$NN \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NNK^+K^- \\ NYK^+ \\ \Delta YK^+ \end{array} \right. , \; N\Delta \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NNK^+K^- \\ N\Delta K^+K^- \\ NYK^+ \\ \Delta YK^+ \end{array} \right. , \; \Delta\Delta \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NNK^+K^- \\ \Delta\Delta K^+K^- \\ NYK^+ \\ \Delta YK^+ \end{array} \right. , \tag{A.1}$$

2) Pion + Baryon:

$$\pi N \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NK^+K^- \\ YK^+ \end{array} \right. , \; \pi\Delta \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NK^+K^- \\ YK^+ \end{array} \right. , \tag{A.2}$$

3) ϕ-Zerfallskanal:

$$\phi \rightarrow K^+K^-. \tag{A.3}$$

Die wichtigsten Produktionskanäle der Antikaonen stellen die Strangeness-Austauschkanäle dar:

4) Baryon + Hyperon:

$$\left. \begin{array}{l} NY \\ \Delta Y \end{array} \right\} \rightarrow NNK^-, \tag{A.4}$$

5) Pion + Hyperon:

$$\pi Y \rightarrow NK^-. \tag{A.5}$$

6) ϕ-Mesonen werden in den folgenden Kanälen produziert:

$$BB \to NN\phi, \tag{A.6}$$

$$\left.\begin{matrix}\pi B \\ \rho B\end{matrix}\right\} \to N\phi, \tag{A.7}$$

$$\pi\rho \to \phi. \tag{A.8}$$

Die jeweiligen Wirkungsquerschnitte für die aufgelisteten Kanäle wurden unter anderem aus [28, 40–46] entnommen. Insbesondere stammen die $NN \to NYK^+$ Wirkungsquerschnitte aus [46] und die $NY \to NNK^-$ Wirkungsquerschnitte aus [28].

A.2 Kollisions-Wirkungsquerschnitte der $K^{\pm}$-Mesonen

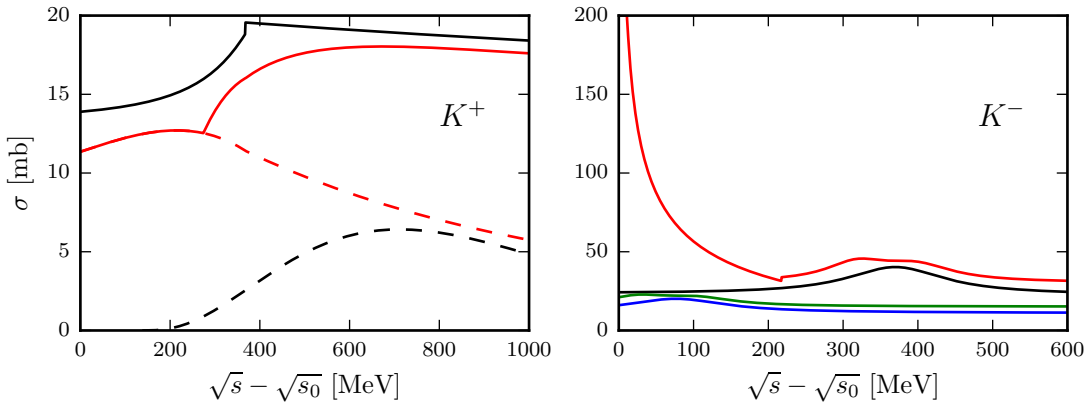

Abbildung A.1: Links: Totale Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen $p + K^+$ (rot) und $n + K^+$ (schwarz), sowie die entsprechenden inelastischen Wirkungsquerschnitte (gestrichelt) als Funktionen der Schwerpunktsenergie. Rechts: Totale Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen $p + K^-$ (rot), $n + K^-$ (schwarz), $\Delta^0 + K^-$ (blau) und $\Delta^+ + K^-$ (grün) als Funktionen der Schwerpunktsenergie bzgl. der Vakuummasse der K^-.

In Abbildung A.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{in}}$ der Kaonen (links) und Antikaonen (rechts) als Funktionen der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Dabei wurde der dazugehörige Wirkungsquerschnitt für inelastische Kollisionen von Kaonen als gestrichelte Linie dargestellt. Im Falle der Antikaonen wird anhand einer zusätzlichen Zufallsvariable entschieden, ob der Stoß elastisch oder inelastisch stattfindet. Der totale Wirkungsquerschnitt der Antikaonen beträgt maximal einen Wert von 200 mb für verschwindend kleine Werte von $\sqrt{s} - \sqrt{s_0}$.

A.3 Bemerkungen zum BUU-Code

Bei dem in dieser Arbeit genutzten Budapest-Rossendorfer BUU-Code handelt es sich um einen komplexen Fortran77-Code mit einem Umfang von ca. 50.000 Zeilen und 267 direkten Eingabeparametern in Form einer Inputdatei. Es wurde der GNU-Compiler g77 genutzt und auf dem High Performance Cluster HYDRA des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf gerechnet. Die Rechenzeit betrug im Mittel einen Tag, abhängig von Systemgröße der simulierten Schwerionenkollision und gewähltem Impaktparameter.
Während der Simulation werden, bis auf wenige Ausnahmen seltener Teilchen, Hadronen für jeden Zeitschritt bezüglich ihrer Position im Phasenraum mittels der Gleichungen (2.8) und (2.9) propagiert. Dabei kann zwischen den folgenden Hadronen unterschieden werden: p, n, $\pi^{\pm}$, π^0, $K^{\pm}$, K^0, η, ω, ρ, ϕ, Λ, $\Sigma^{\pm}$, Σ^0 und Ξ^-, sowie 24 Nukleon-Resonanzen N^*, einschließlich der Δ-Baryonen [6]. Die Eigenschaften der Hadronen wurden aus [47] entnommen.
Bezüglich der unmittelbaren Vorgängerversion des Codes [6] wurden einige Unzulänglichkeiten beseitigt, was jedoch keine wesentlichen Änderungen der bisherigen Ergebnisse [6, 8] mit sich brachte. Zudem mussten für das große System Au+Au die Speicherfelder für Kaonen und Antikaonen vergrößert werden, um Überschreibungen zu vermeiden. Für einige Simulationen, d.h. für bestimmte Kombinationen von Impaktparametern und Codeversionen, ergaben sich wiederholt Programmabbrüche. Diese wurden umgangen indem der Impaktparameter um 0.01 fm vergrößert bzw. verkleinert wurde.

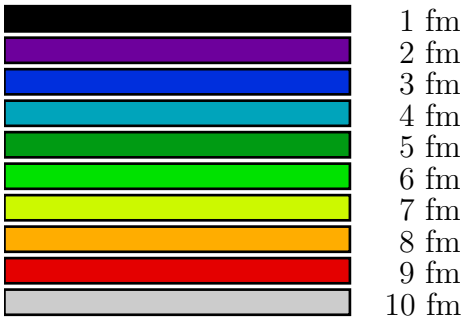

Abbildung A.2: Farbcode der Impaktparameter.

B χ^2-Methode

Betrachtet man die Transversalmassenverteilungen der Teilchensorten, wie in den Abbildungen 3.1 bis 3.3, stellt sich eine Maxwell-Boltzmann-artige Verteilung heraus. Diese Verteilung lässt sich mittels der Funktion

$$\frac{1}{m_t^2}\frac{d^2N}{dm_t dy}\bigg|_{y_i} = C(y_i)\,\exp\!\left(-\frac{(m_t - m_0)}{T_B(y_i)}\right) \tag{B.1}$$

mit

$$T_B = \frac{T_{\text{eff}}}{\cosh(y_i)} \tag{B.2}$$

parametrisieren. Die zwei Fitparameter bezeichnen wir als den Normierungsparameter C und die effektive Temperatur T_{eff}, welche für logarithmische Darstellungen einen temperaturartigen Neigungsparameter darstellt. Als Fitmethode nutzen wir die sogenannte χ^2-Methode [48]. Das χ^2 stellt eine statistische Größe dar, welche angibt, wie gut gegebene Datenpunkte durch eine hypothetische Funktion beschrieben werden. Definiert ist das χ^2 als

$$\chi^2 \equiv \sum_i^N \left(\frac{f_i - \mu_i}{\Delta\mu_i}\right)^2 \tag{B.3}$$

wobei die Summe über N Datenpunkte reicht. Die f_i stellen die Funktionswerte der gewählten Fitfunktion (B.1) an den Stellen der i-ten Datenpunkte dar. Die μ_i stellen die i-ten Datenpunkte dar, welche Mittelwerte einer Verteilung von n_i Datenpunkten für die jeweilige Stelle sind mit den Fehlern $\Delta\mu_i$. Für die Fehler der Mittelwerte $\Delta\mu_i$ ergeben sich

$$\Delta\mu_i = \frac{\sigma_i}{\sqrt{n_i}} \tag{B.4}$$

wobei σ_i die Standardabweichungen der n_i Datenpunkte zu den Mittelwerten μ_i darstellen. Ziel ist es, die Fitparameter C und T_{eff} so zu wählen, dass χ^2 minimal wird. Ist die Wahl der Fitfunktion gut, dann sollte der χ^2-Wert im Bereich der Zahl der Freiheitsgrade $\nu = N - r$ liegen, wobei r die Zahl der Fitparameter ist. Für den Fall, dass N in Gleichung (B.3) die Zahl der Freiheitsgrade ist, liegt idealerweise jeder Summand in der Größenordnung 1. Man bezeichnet χ^2/ν als reduziertes χ^2. Ein Wert $\chi^2/\nu \gg 1$ weist auf eine schlechte Wahl der Fitfunktion hin.

Abbildung B.1 links stellt die logarithmisch aufgetragenen Transversalmassenspektren der betrachteten Teilchensorten der Kollision Au+Au im Rapiditätsintervall $-0.1 \leq y \leq 0.1$ für den Impaktparameter $b = 9$ fm zum Zeitpunkt $t_{\text{max}} = 60$ fm/c als Histogramme dar (vgl. Abb. 3.4 links, 3.12 und 3.13 für $b = 9$ fm). Mit Hilfe der χ^2-Methode wurden die Fitparameter C und T_{eff} aus Gleichung (B.1) ermittelt. Das Ergebnis wurde als durchgezogene Linie aufgetragen. Die Werte der reduzierten χ^2 sind in den Abbildungen C.4 und C.5 zur Zeit $t_{\text{max}} = 60$ fm/c für den Impaktparameter $b = 9$ fm ablesbar. Analog wurden in Abbildung B.1 rechts die Transversalmassenspektren und Fitfunktionen für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm für die Kollision Ar+KCl aufgetragen (vgl. Abb. 4.5 links, 4.13 und 4.14 für $b = 4$ fm). Die Werte der reduzierten χ^2 liegen denen in den Abbildungen D.4 und D.5 für $b = 4$ fm nahe.
Es ist ersichtlich, dass sich die Transversalmassenspektren der BUU-Simulation zur Zeit $t_{\text{max}} = 60$ fm/c gut mittels Gleichung (B.1) parametrisieren lassen. Dies bestätigen die Werte des reduzierten χ^2, die nahe dem Wert 1 liegen.

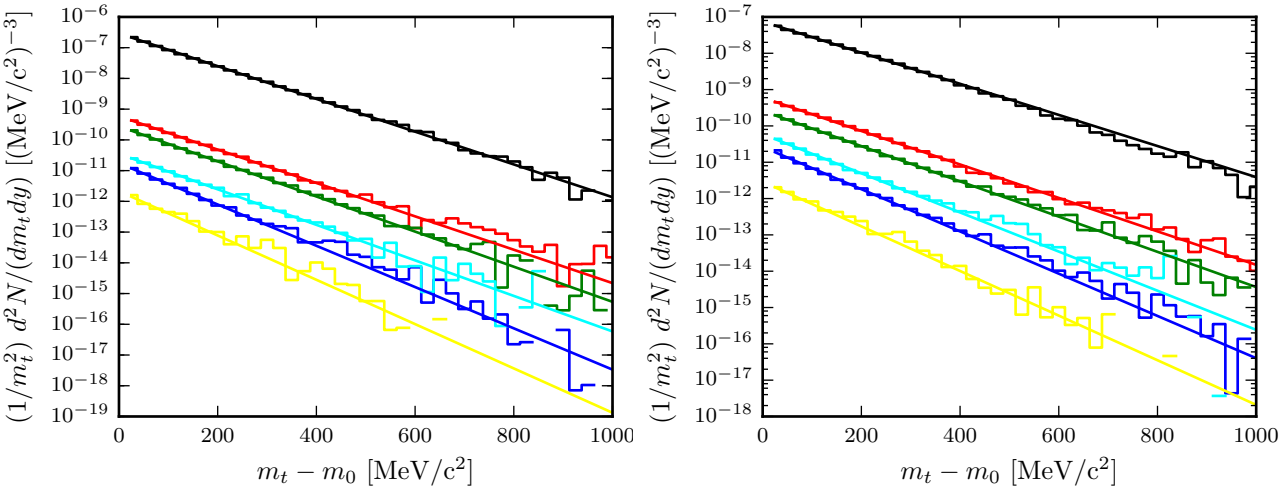

Abbildung B.1: Transversalmassenspektren im Midrapiditätsintervall $-0.1 \leq y \leq 0.1$ für Protonen (schwarz), Λ (grün), Σ^0 (cyan), K^+ (rot), K^- (blau) und ϕ (gelb) der Kollisionen Au+Au (links) und Ar+KCl (rechts) für die Impaktparameter $b = 9$ fm bzw. 3.9 fm zur Zeit $t = 60$ fm/c. Mittels der χ^2-Methode wurden Fits an die Spektren zur Ermittlung der Parameter T_{eff} und C vorgenommen.

C Weitere Abbildungen zur Kollision Au(1.23 AGeV)+Au

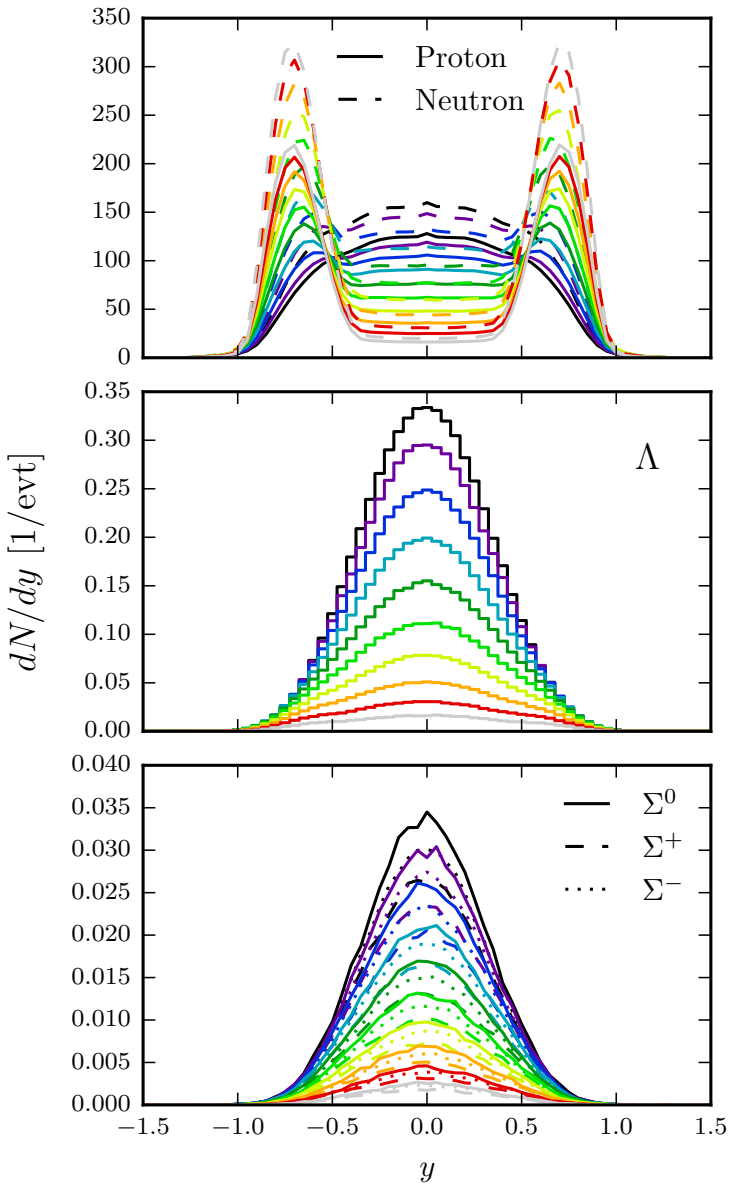

Abbildung C.1: Rapiditätsspektren der Nukleonen (oben), Λ- (mittig) und Σ*-Hyperonen (unten) im Schwerpunktsystem für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 10$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar.

In Abbildung C.1 sind die Rapiditätsspektren der Nukleonen, Λ- und Σ*-Hyperonen zur Zeit $t_{\max} = 60$ fm/c dargestellt. Anhand der Nukleonen wird deutlich, dass mit steigender Zentralität weniger Spektatoren, welche als Peaks nahe der Rapiditäten $y \approx \pm 0.7$ dargestellt sind, zum Simulationsende übrig bleiben. Dafür werden vermehrt Nukleonen im Midrapiditätsbereich erzeugt, sodass sich für kleine Impaktparameter ähnliche Spektren ergeben wie für beispielsweise Hyperonen. Im Falle der Σ*-Hyperonen bestätigt sich die Hierarchie in den Multiplizitäten unter den einzelnen Σ*-Arten aus Abbildung 3.4 rechts. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Spektren der Nukleonen und Σ*-Hyperonen als durchgezogene, gestrichelte bzw. gepunktete (Σ^-) Linien anstelle von Histogrammen eingezeichnet.

C.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortsscheibe

In Abbildung C.2 sind die effektiven Temperaturen (obere Reihe), Normierungsparameter (mittlere Reihe) und Multiplizitäten (untere Reihe) aller Kaonen (linke Spalte), Antikaonen (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) innerhalb einer 2.5 fm dicken Scheibe im Ortsraum, senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet und zentriert um den Schwerpunkt des Systems, als Funktionen der Zeit für die Impaktparameter 1-10 fm aufgetragen. Der Farbcode für die Impaktparameter ist auf Abbildung A.2 zu entnehmen. Die beiden Parameter T_{eff} und C wurden wieder aus den Transversalmassenspektren der jeweiligen Teilchensorte im Midrapidi-

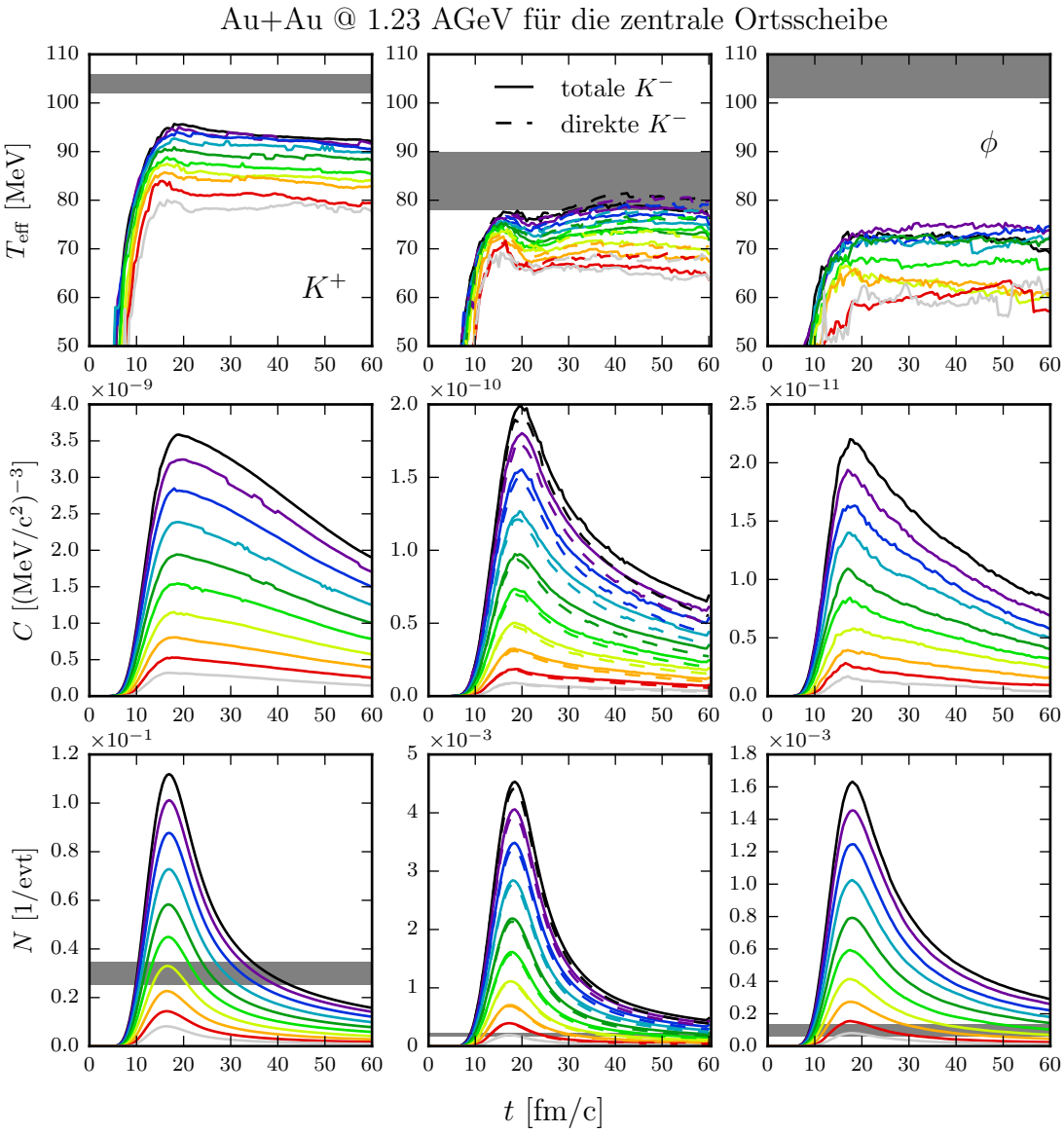

Abbildung C.2: Wie Abb. 3.12, aber für die zentrale Scheibe der Dicke 2.5 fm im Ortsraum senkrecht zur Strahlachse.

tätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ mittels der Gleichung (3.2) und der χ^2-Methode (vgl. Anhang B) ermittelt. Als horizontale graue Balken wurden die experimentellen Werte aus [5] mit symmetrischen Fehlern für die effektiven Temperaturen und Multiplizitäten eingezeichnet, wobei zu beachten ist, dass diese Werte keiner Einschränkung im Ortsraum unterliegen. Um den Effekt des ϕ-Zerfalls zu verdeutlichen, wurde zwischen "direkten" (gestrichelte Linien) und "totalen" Antikaonen (durchgezogene Linien), welche den ϕ-Zerfallskanal mit einschließen, unterschieden. Die Sprünge in den Werten der effektiven Temperatur, Normierung und Multiplizität der Antikaonen zum letzten Zeitschritt werden durch den erzwungenen Zerfall aller verbliebenen ϕ-Mesonen verursacht.

Vergleicht man die Verläufe der effektiven Temperaturen mit denen aus Abbildung 3.12 für alle Teilchen im gesamten Ortsraum, so ist eine starke Ähnlichkeit zu erkennen. Demzufolge

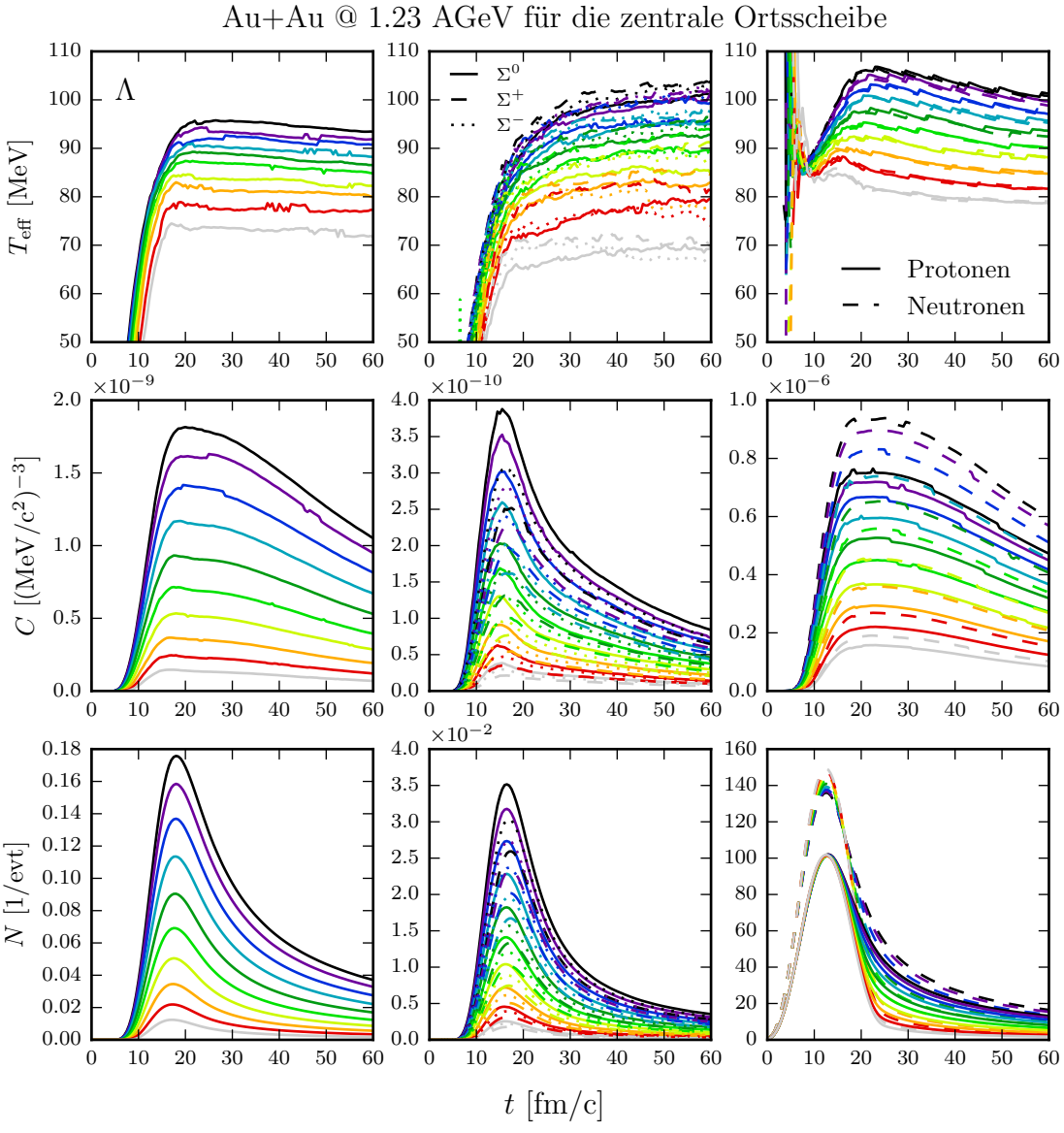

Abbildung C.3: Wie Abb. C.2, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

ist anzunehmen, dass die ausschlaggebenden Teilchen, die zu den Transversalmassenspektren beitragen, aus welchen wiederum die Parameter T_{eff} und C ermittelt werden, aus dem Zentrum des Feuerballs, welcher um den Schwerpunkt des Systems lokalisiert ist, in transversaler Richtung propagieren. Deren longitudinale Geschwindigkeitskomponente lässt die Mesonen nach und nach aus der zentralen Scheibe im Ortsraum herausfliegen, was zum Abfall der Normierungsparameter und Multiplizitäten führt.
Analog zu den Mesonen sind in Abbildung C.3 die selben Werte für Nukleonen, Λ- und Σ^*-Hyperonen dargestellt. Wieder ist eine starke Ähnlichkeit zu den effektiven Temperaturen in Abbildung 3.13 für den gesamten Ortsraum erkennbar. Das Verhalten der Normierungsparameter und Multiplizitäten entspricht dem der Mesonen in Abbildung C.2.

C.2 Werte der reduzierten χ^2

In den Abbildungen C.4 bis C.9 sind die entsprechenden Werte der reduzierten χ^2 (vgl. Anhang B) zu den Abbildungen 3.12 - 3.15, C.2 und C.3 dargestellt. Die Ermittlung der Werte erfolgte durch die Suche des Minimums eines diskreten Rasters aus 200×200 Punkten in der T_{eff}-C-Ebene. Diese Methode ist besonders anfällig bei kargen Transversalmassenspektren insbesondere zu frühen Zeiten in der Simulation und verursacht somit ungewollte Peaks in den Werten. Werte von $\chi^2/\nu \approx 1$ deuten auf eine gute Beschreibung der Transversalmassenspektren durch die Fitfunktion (3.2) hin. Höhere Werte weisen auf eine unzureichende Beschreibung durch die gewählte Parameterfunktion. Dies ist zur Hochdichtephase (vgl. Abb. 3.7), insbesondere bei Nukleonen, und bei Betrachtungen in der zentralen Ortszelle zu Zeiten $t \geq 30$ fm/c der Fall. Letzteres wird durch die starke Fluktuation aufgrund der kargen Statistik durch wenige Teilchen verursacht. Eine Verbesserung der Werte für das χ^2 besteht in der Adjustierung von Gleichung (3.2) durch die Einführung eines weiteren Parameters für den kollektiven transversalen Fluss [38].

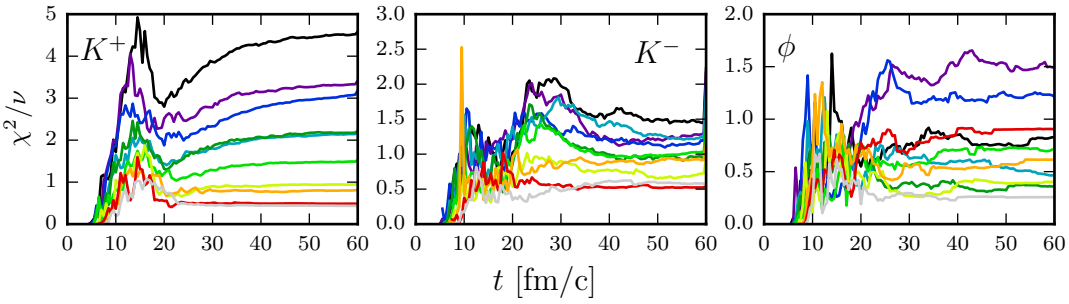

Abbildung C.4: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 3.12.

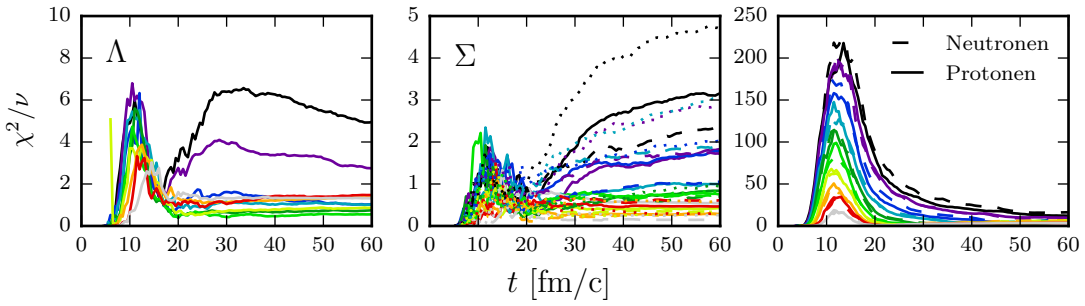

Abbildung C.5: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 3.13.

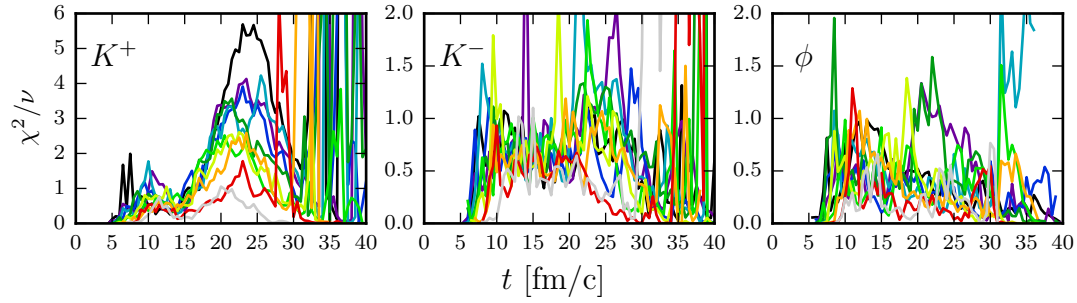

Abbildung C.6: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 3.14.

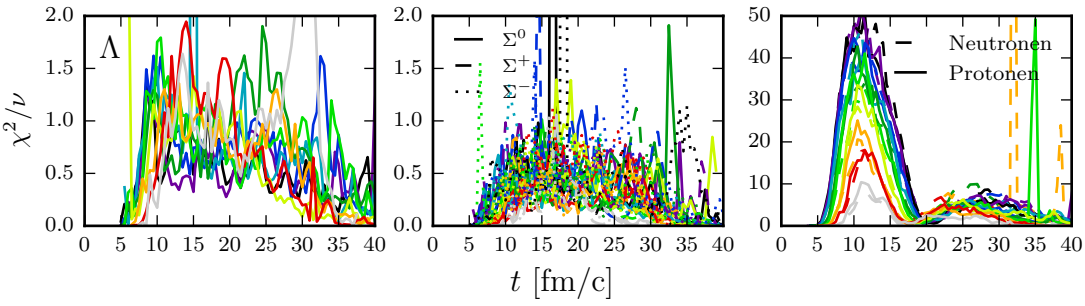

Abbildung C.7: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 3.15.

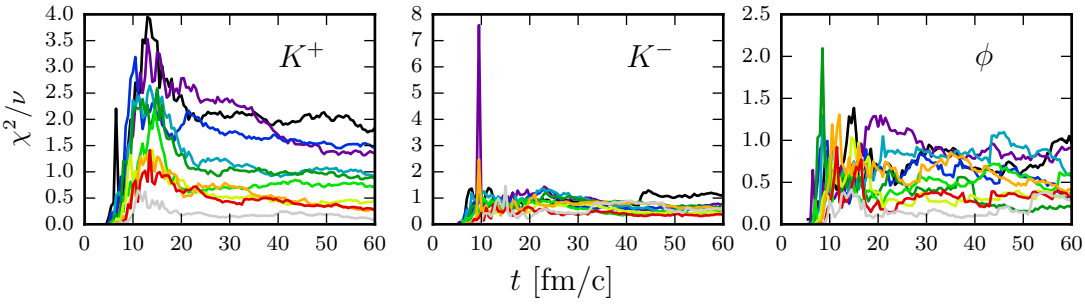

Abbildung C.8: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. C.2.

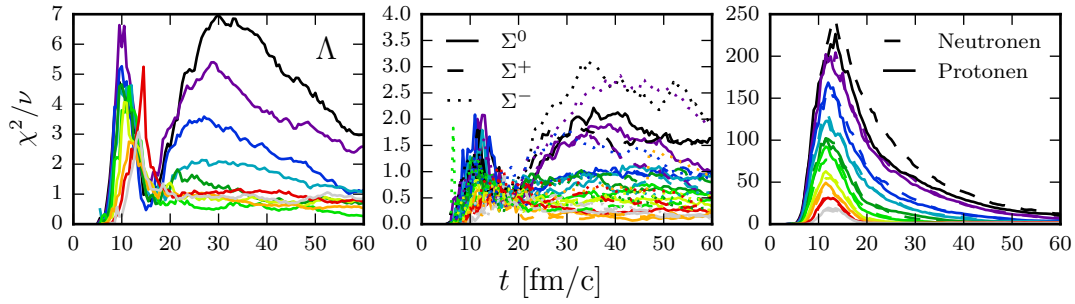

Abbildung C.9: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. C.3.

C.3 Schwerpunktsenergien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

In Abbildung C.10 sind die Multiplizitäten über die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, "kinetische" Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} - \sqrt{s_0}$ und die initiale kinetische Energie $E_{\text{kin}} = E - m^*$ im Schwerpunktsystem bezüglich der effektiven in-Medium-Masse m^* aller $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen aus den verschiedenen Produktionskanälen zum Simulationsende $t_{\text{max}} = 60$ fm/c dargestellt. Es ist zu beachten, dass diese Werte lediglich die Energien der Teilchen zu den Zeitpunkten ihrer Produktionen darstellen, bevor sie weiteren Wechselwirkungen ausgesetzt werden.

Um die Energien der einzelnen Beiträge zur Gesamtmultiplizität aus den verschiedenen Kanä-

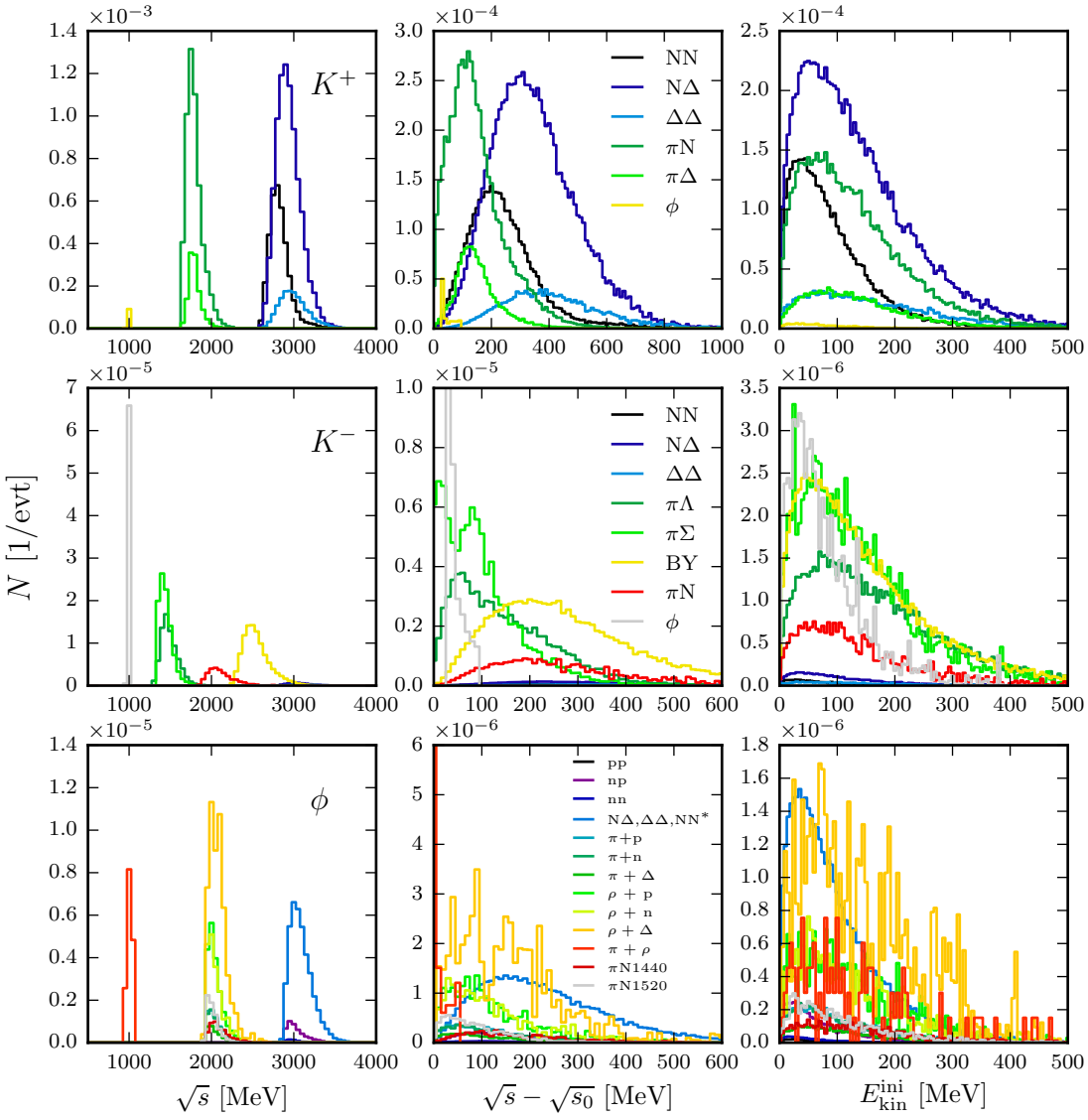

Abbildung C.10: Schwerpunktsenergie- (linke Spalte) und "kinetische" Schwerpunktsenergieverteilungen (mittlere Spalte) der verschiedenen Produktionskanäle sowie initiale kinetische Energieverteilungen (rechte Spalte) der K^+- (obere Reihe), K^-- (mittlere Reihe) und ϕ-Mesonen (untere Reihe) aus den verschiedenen Produktionskanälen zum Zeitpunkt $t_{\text{max}} = 60$ fm/c für den Impaktparameter $b = 9$ fm.

len zu vergleichen, sind in Tabelle C.1 die mittleren initialen kinetischen Energien der Mesonen aus den einzelnen Kanälen mit ein- (mittlere Spalte) bzw. ausgeschalteten KN-Potenzialen (rechte Spalte) dargestellt. Hochenergetische Kaonen entstehen demnach insbesondere aus Produktionskanälen, die ein Δ-Baryon enthalten. Mit Abstand am wenigsten Energie, mit Ausnahme des ϕ-Zerfalls, liefert ihnen der NN-Kanal, da die Strahlenergie von 1.23 AGeV unter der freien NN-Schwellenergie liegt. Hochenergetische Antikaonen werden hauptsächlich in dem Strangeness-Austauschkanal $\pi + \Lambda$ produziert, während wieder der NN-Kanal niederenergetische Antikaonen liefert. ϕ-Mesonen hoher Energien werden besonders in Kanälen produziert, die Δ- und $N1440$-Resonanzen enthalten. Niederenergetische ϕ-Mesonen werden vorwiegend in NN-Stößen produziert, da deren freie NN-Schwellenergie bei weit über 1.23 AGeV liegt.

	Kanal	$< E_{\mathrm{kin}}^{\mathrm{ini}} >$ [MeV]	$< E_{\mathrm{kin}}^{\mathrm{ini}} >_{\mathrm{noPot}}$ [MeV]
K^+	NN	88	94
	$N\Delta$	133	140
	$\Delta\Delta$	162	169
	πN	128	131
	$\pi\Delta$	135	139
	ϕ	85	77
K^-	NN	85	92
	$N\Delta$	108	97
	$\Delta\Delta$	133	128
	$\pi\Lambda$	164	141
	$\pi\Sigma$	133	108
	BY	142	119
	πN	133	125
	ϕ	82	75
ϕ	pp	75	74
	np	79	76
	nn	77	73
	$N\Delta$, $\Delta\Delta$, NN^*	98	97
	πp	107	109
	πn	109	107
	$\pi\Delta$	114	116
	ρp	122	126
	ρn	123	123
	$\rho\Delta$	145	140
	$\pi\rho$	131	120
	$\pi N1440$	137	141
	$\pi N1520$	107	105

Tabelle C.1: Mittlere initiale kinetische Energien der Mesonen aus den einzelnen Kanälen mit ein- bzw. ausgeschalteten KN-Potenzialen.

D Weitere Abbildungen zur Kollision Ar(1.756 AGeV)+K

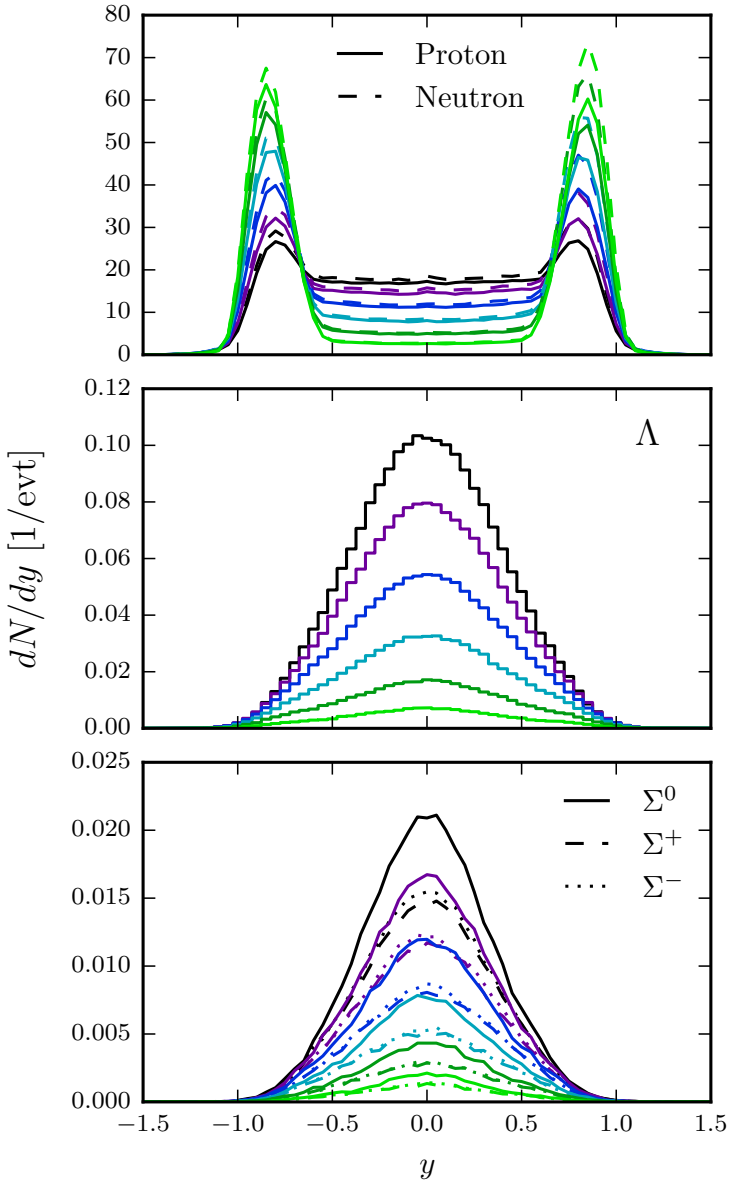

Abbildung D.1: Rapiditätsspektren der Nukleonen (oben), Λ- (mittig) und Σ*-Hyperonen (unten) im Schwerpunktsystem für die Impaktparameter $1 \leq b \leq 6$ fm. Der Farbcode für die Impaktparameter ist aus A.2 entnehmbar.

In Abbildung D.1 sind die Rapiditätsspektren der Nukleonen, Λ- und Σ*-Hyperonen zur Zeit $t_{\mathrm{max}} = 60$ fm/c dargestellt. Anhand der Nukleonen wird deutlich, dass mit steigender Zentralität weniger Spektatoren, welche als Peaks nahe der Rapiditäten $y \approx \pm 0.8$ dargestellt sind, zum Simulationsende übrig bleiben. Dafür werden vermehrt Nukleonen im Midrapiditätsbereich erzeugt. Anders als bei der Kollision Au+Au in Abbildung C.1 existieren für $b = 1$ fm immer noch Spektatoren, da dieser Impaktparameter im Verhältnis zur Systemgröße größer ist als für das System Au+Au. Im Falle der Σ*-Hyperonen bestätigt sich die Hierarchie in den Multiplizitäten unter den einzelnen Σ*-Arten aus Abbildung 4.5 rechts. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Spektren der Nukleonen und Σ*-Hyperonen als durchgezogene, gestrichelte bzw. gepunktete (Σ^-) Linien anstelle von Histogrammen eingezeichnet.

D.1 Effektive Temperatur bei Midrapidität in der zentralen Ortsscheibe

In Abbildung D.2 sind die effektiven Temperaturen (obere Reihe), Normierungsparameter (mittlere Reihe) und Multiplizitäten (untere Reihe) aller Kaonen (linke Spalte), Antikaonen (mittlere Spalte) und ϕ-Mesonen (rechte Spalte) innerhalb einer 2.5 fm dicken Scheibe im Ortsraum, senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet und zentriert um den Schwerpunkt des Systems, als Funktionen der Zeit für die Impaktparameter 1-6 fm aufgetragen. Der Farbcode für die Impaktparameter ist auf Abbildung A.2 zu entnehmen. Die beiden Parameter T_{eff} und C wurden wieder aus den Transversalmassenspektren der jeweiligen Teilchensorte im Midrapidi-

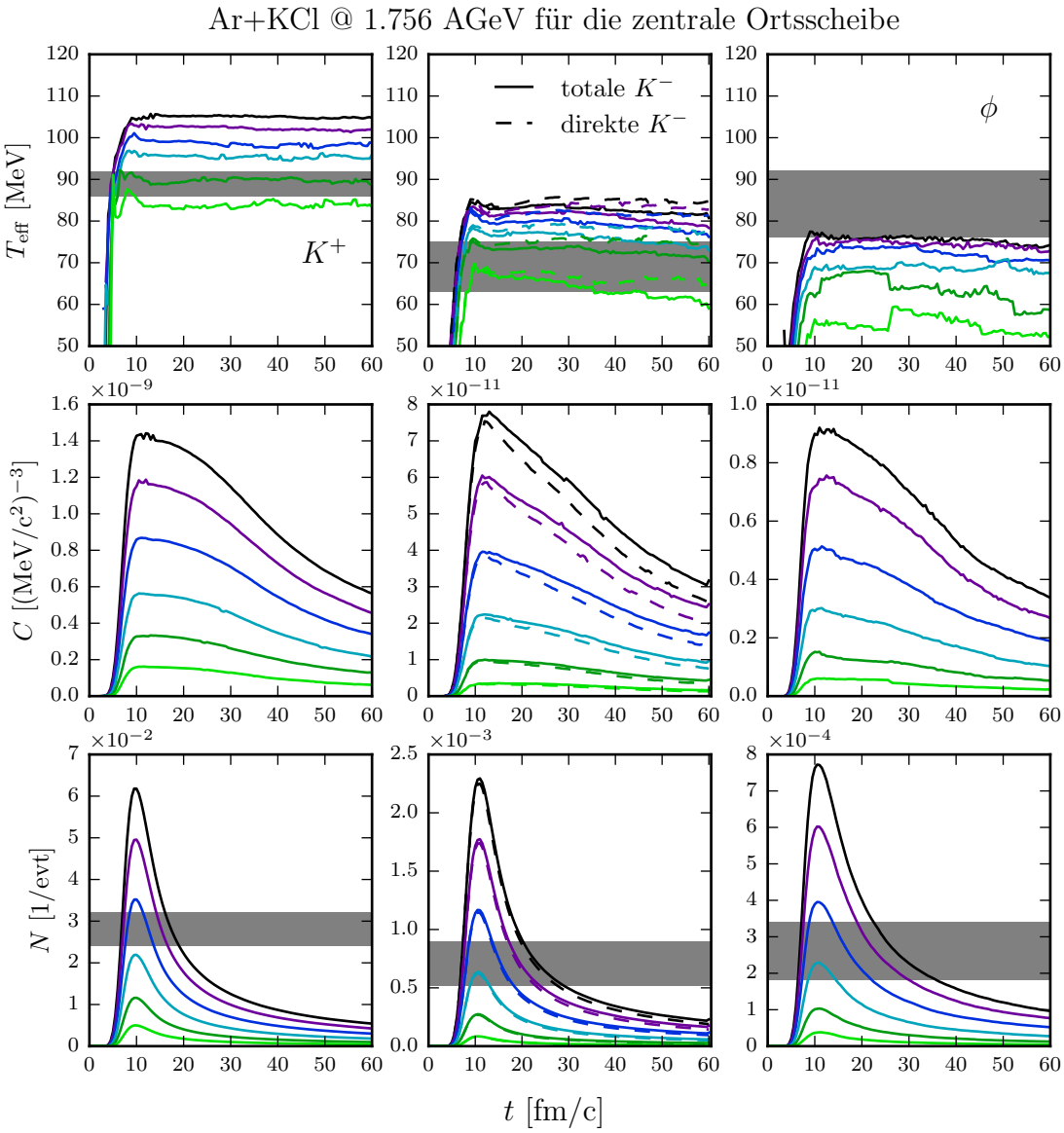

Abbildung D.2: Wie Abb. 4.13, aber für die zentrale Scheibe der Dicke 2.5 fm im Ortsraum senkrecht zur Strahlachse.

tätsbereich $-0.1 \leq y \leq 0.1$ mittels der Gleichung (3.2) und der χ^2-Methode (vgl. Anhang B) ermittelt. Als horizontale graue Balken wurden die experimentellen Werte aus [4] mit symmetrischen Fehlern für die effektiven Temperaturen und Multiplizitäten eingezeichnet, wobei zu beachten ist, dass diese Werte keiner Einschränkung im Ortsraum unterliegen. Um den Effekt des ϕ-Zerfalls zu verdeutlichen, wurde zwischen "direkten" (gestrichelte Linien) und "totalen" Antikaonen (durchgezogene Linien), welche den ϕ-Zerfallskanal mit einschließen, unterschieden. Die Sprünge in den Werten der effektiven Temperatur, Normierung und Multiplizität der Antikaonen zum letzten Zeitschritt werden durch den erzwungenen Zerfall aller verbliebenen ϕ-Mesonen verursacht.

Vergleicht man die Verläufe der effektiven Temperaturen mit denen aus Abbildung 4.13 für alle Teilchen im gesamten Ortsraum, so ist eine starke Ähnlichkeit zu erkennen. Demzufolge

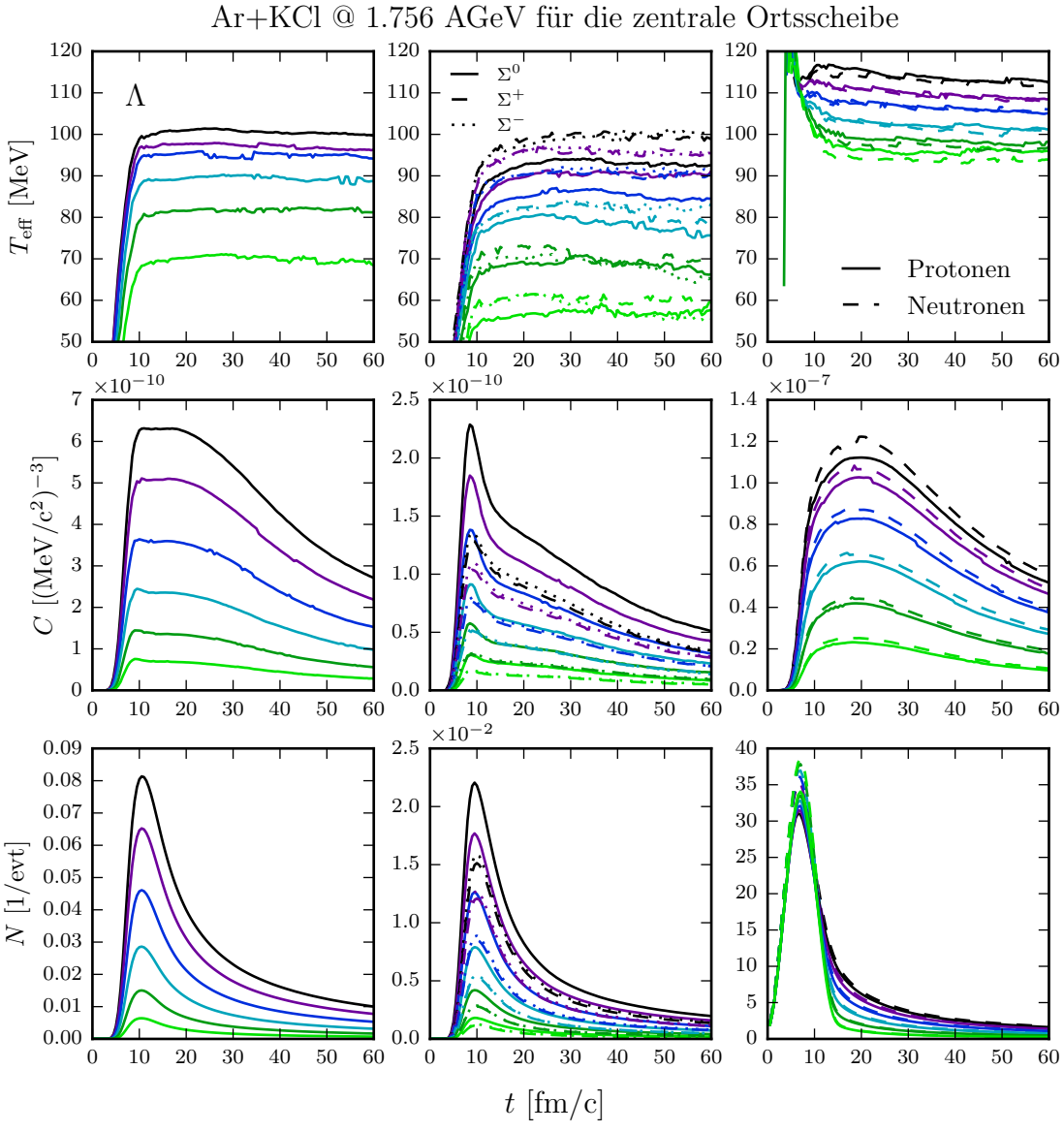

Abbildung D.3: Wie Abb. D.2, aber für Λ- und Σ*-Hyperonen sowie Nukleonen.

ist anzunehmen, dass die ausschlaggebenden Teilchen, die zu den Transversalmassenspektren beitragen, aus welchen wiederum die Parameter T_{eff} und C ermittelt werden, aus dem Zentrum des Feuerballs, welcher um den Schwerpunkt des Systems lokalisiert ist, in transversaler Richtung propagieren. Deren longitudinale Geschwindigkeitskomponente lässt die Mesonen nach und nach aus der zentralen Scheibe im Ortsraum herausfliegen, was zum Abfall der Normierungsparameter und Multiplizitäten führt.
Analog zu den Mesonen sind in Abbildung D.3 die selben Werte für Nukleonen, Λ- und Σ*-Hyperonen dargestellt. Wieder ist eine starke Ähnlichkeit zu den effektiven Temperaturen in Abbildung 4.14 für den gesamten Ortsraum erkennbar. Das Verhalten der Normierungsparameter und Multiplizitäten entspricht dem der Mesonen in Abbildung D.2.

D.2 Werte der reduzierten χ^2

In den Abbildungen D.4 bis D.9 sind die entsprechenden Werte der reduzierten χ^2 (vgl. Anhang B) zu den Abbildungen 4.13 - 4.16, D.2 und D.3 dargestellt. Während der Hochdichtephase (vgl. Abb. 4.8) sind Peaks der Werte für χ^2/ν erkennbar, was darauf hindeutet, dass sich die Transversalmassenspektren nicht ausreichend gut mittels der Gleichung (3.2) beschreiben lassen. Gründe hierfür können Nichtgleichgewichtseffekte sein wie transversale Flussmuster [38].

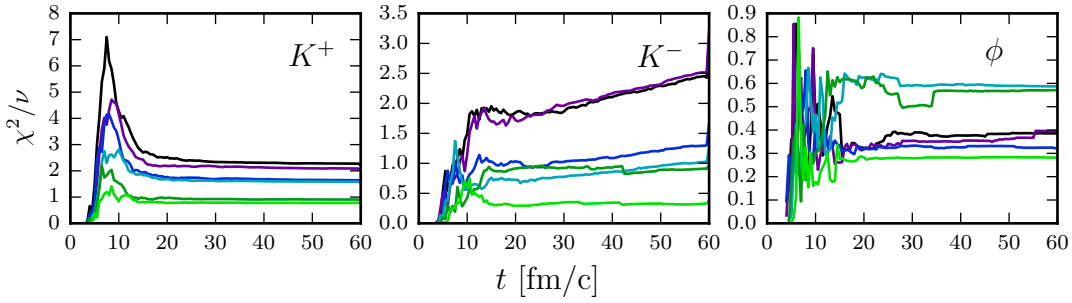

Abbildung D.4: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 4.13.

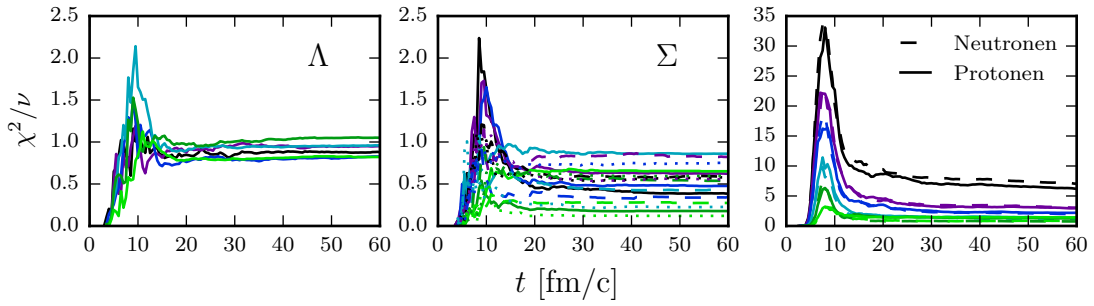

Abbildung D.5: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 4.14.

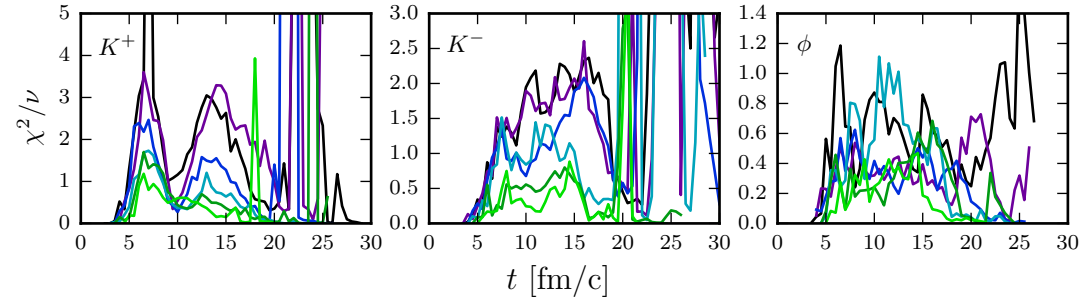

Abbildung D.6: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 4.15.

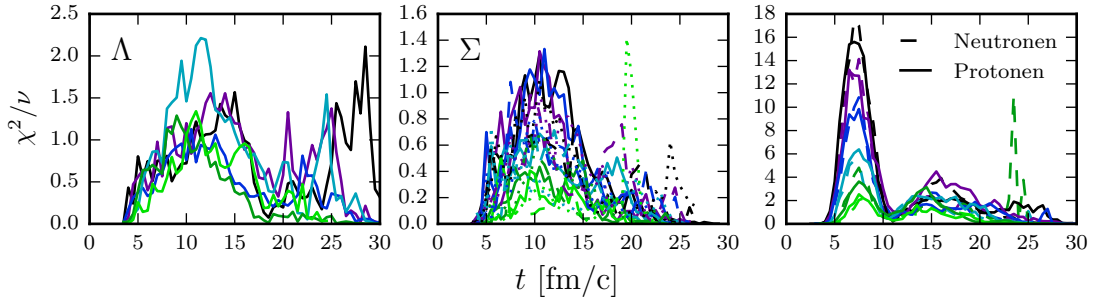

Abbildung D.7: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. 4.16.

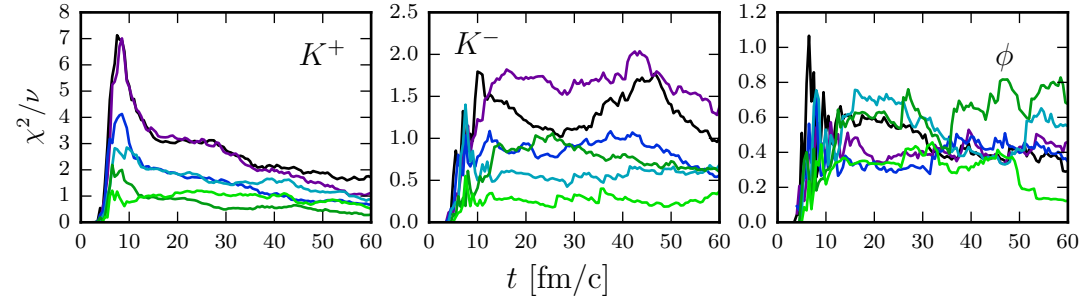

Abbildung D.8: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. D.2.

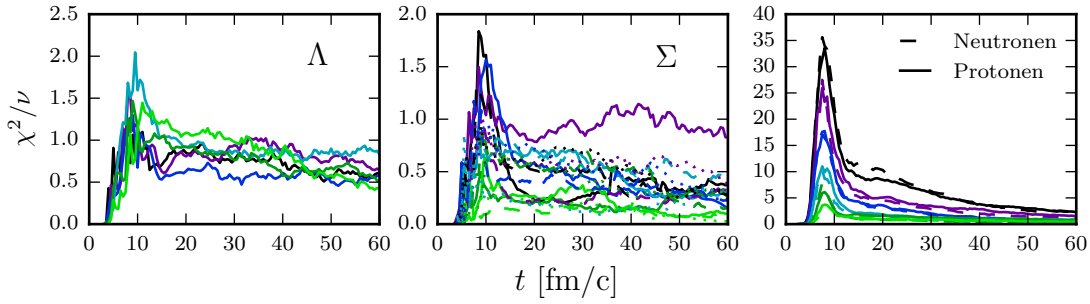

Abbildung D.9: Entsprechende Werte des reduzierten χ^2 für die Parameter T_{eff} und C aus Abb. D.3.

D.3 Schwerpunktsenergien der $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen

In Abbildung D.10 sind die Multiplizitäten über die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, "kinetische" Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} - \sqrt{s_0}$ und die initiale kinetische Energie $E_{\text{kin}} = E - m^*$ im Schwerpunktsystem bezüglich der effektiven in-Medium-Masse m^* aller $K^{\pm}$- und ϕ-Mesonen aus den verschiedenen Produktionskanälen zum Simulationsende $t_{\text{max}} = 60$ fm/c dargestellt. Es ist zu beachten, dass diese Werte lediglich die Energien der Teilchen zu den Zeitpunkten ihrer Produktionen darstellen, bevor sie weiteren Wechselwirkungen ausgesetzt werden.

Um die Energien der einzelnen Beiträge zur Gesamtmultiplizität aus den verschiedenen Kanä-

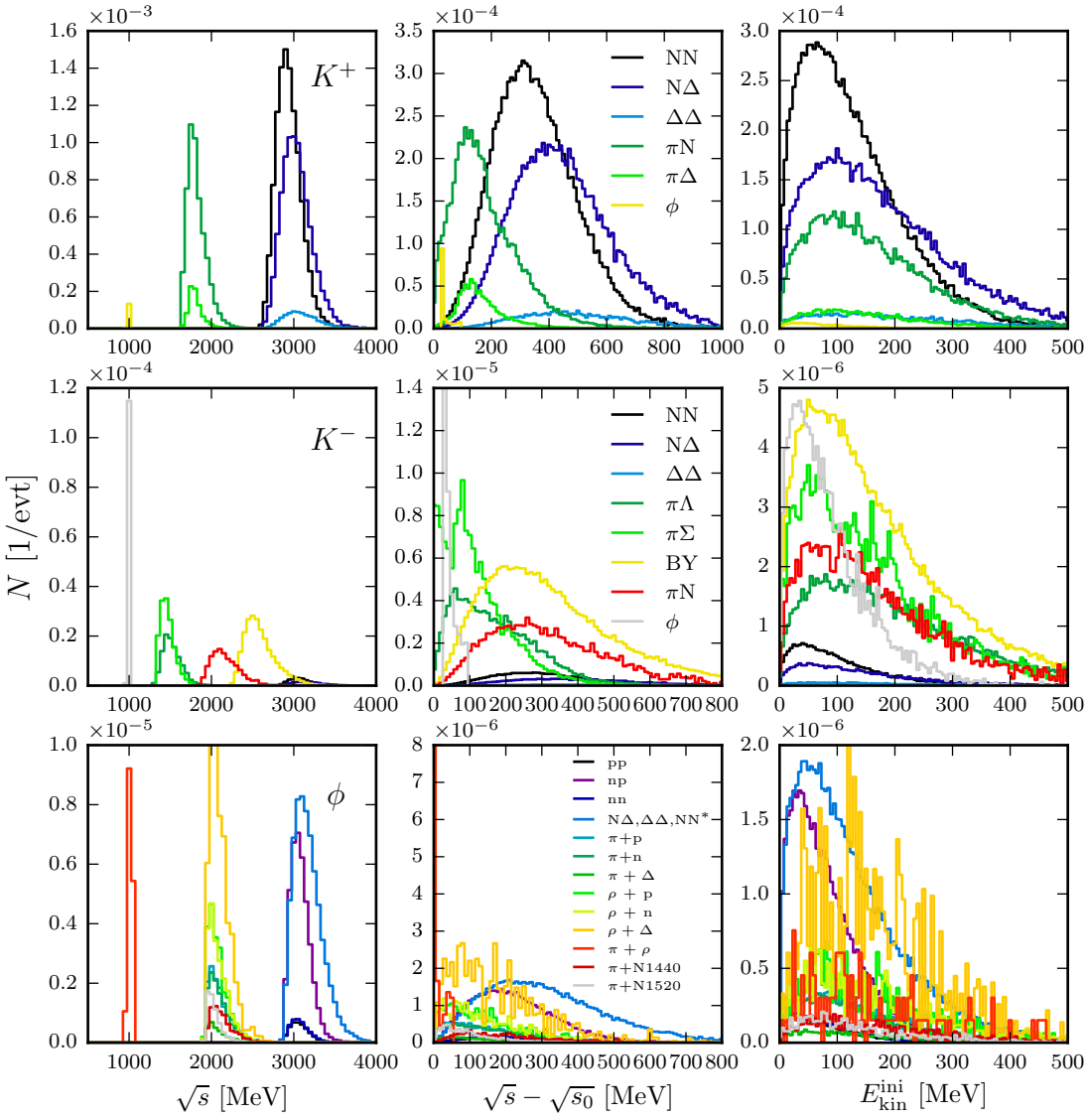

Abbildung D.10: Schwerpunktsenergie- (linke Spalte) und "kinetische" Schwerpunktsenergieverteilungen (mittlere Spalte) der verschiedenen Produktionskanäle sowie initiale kinetische Energieverteilungen (rechte Spalte) der K^+- (obere Reihe), K^-- (mittlere Reihe) und ϕ-Mesonen (untere Reihe) aus den verschiedenen Produktionskanälen zum Zeitpunkt $t_{\text{max}} = 60$ fm/c für den Impaktparameter $b = 3.9$ fm.

len zu vergleichen, sind in Tabelle D.1 die mittleren initialen kinetischen Energien der Mesonen aus den einzelnen Kanälen mit ein- (mittlere Spalte) bzw. ausgeschalteten KN-Potenzialen (rechte Spalte) dargestellt. Die Verteilung der Energien ähnelt der in Tabelle C.1 für das System Au+Au. Aufgrund der höheren Strahlenergie von 1.756 AGeV sind die Energien der drei betrachteten Mesonen ebenfalls höher.

	Kanal	$< E_{\mathrm{kin}}^{\mathrm{ini}} >$ [MeV]	$< E_{\mathrm{kin}}^{\mathrm{ini}} >_{\mathrm{noPot}}$ [MeV]
K^+	NN	125	133
	$N\Delta$	171	179
	$\Delta\Delta$	191	196
	πN	158	160
	$\pi\Delta$	157	162
	ϕ	88	84
K^-	NN	101	87
	$N\Delta$	136	121
	$\Delta\Delta$	161	141
	$\pi\Lambda$	184	162
	$\pi\Sigma$	151	127
	BY	161	134
	πN	158	146
	ϕ	88	83
ϕ	pp	85	86
	np	84	85
	nn	84	84
	$N\Delta$, $\Delta\Delta$, NN^*	124	124
	πp	133	137
	πn	137	137
	$\pi\Delta$	141	142
	ρp	152	153
	ρn	158	153
	$\rho\Delta$	162	182
	$\pi\rho$	156	144
	$\pi N1440$	162	158
	$\pi N1520$	135	139

Tabelle D.1: Mittlere initiale kinetische Energien der Mesonen aus den einzelnen Kanälen mit ein- bzw. ausgeschalteten KN-Potenzialen.

E Blast-Wave-Modell

Die Teilchenspektren der Schwerionenkollisionen lassen sich nicht immer gut durch Gleichung (3.2) mit den zwei Parametern C und T_{eff} beschreiben. Gründe dafür sind in der Regel Nichtgleichgewichtseffekte wie radiale Flussmuster [37] oder, wie insbesondere bei Pionen, "indirekte" Teilchenkanäle durch den Zerfall von Resonanzen, deren Spektren wiederum andere Formen besitzen [38]. Diese Abweichungen zeichnen sich unter anderem durch einen hohen Wert für $\chi^2/\nu \gg 1$ aus. In Abbildung E.1 sind die Transversalmassenspektren der Teilchen bei Midrapidität der Kollision Au+Au für den Impaktparameter $b = 9$ fm zur Zeit 12 fm/c dargestellt (vgl. Abb. 3.12, 3.13). Die entsprechenden Werte der reduzierten χ^2 sind aus den Abbildungen C.4 und C.5 entnehmbar und liegen für die Nukleonen bei $\chi^2/\nu > 30$. Aus Abbildung E.1 wird ersichtlich, dass sich das Histogramm der Protonen (schwarz) nicht vollständig durch einen einheitlichen freien inversen Anstiegsparameter T_{eff} beschreiben lässt. Während der Bereich $m_t - m_0 < 400$ MeV gut durch die Funktion (3.2) reproduziert wird, fällt das Spektrum für höhere m_t-Werte signifikant ab.
Betrachtet man die Abbildungen C.4, C.5, D.4 und D.5, so ist für alle betrachteten Teilchensorten ein Peak der reduzierten χ^2-Werte zur Hochdichtephase erkennbar, sowohl für die Kollision Au+Au als auch Ar+K. Dieser hohe Wert nimmt jedoch schnell wieder ab, sodass sich die Fra-

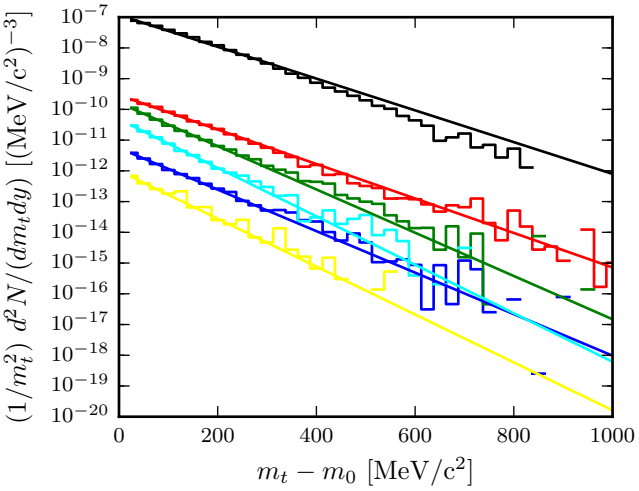

Abbildung E.1: Transversalmassenspektrum im Midrapiditätsintervall $-0.1 \leq y \leq 0.1$ für Protonen (schwarz), Λ (grün), Σ^0 (cyan), K^+ (rot), K^- (blau) und ϕ (gelb) der Kollision Au+Au für den Impaktparameter $b = 9$ fm zur Zeit $t = 12$ fm/c. Mittels der χ^2-Methode wurden Fits an die Spektren zur Ermittlung der Parameter T_{eff} und C vorgenommen.

ge stellt, ob dieser Effekt lediglich auf eine schlechte Statistik aufgrund der kargen Multiplizität zurückzuführen ist, oder ob es dafür physikalische Gründe gibt. Zur Beantwortung dieser Frage bedarf es weiterer Untersuchung.
Von Siemens und Rasmussen wurde in [37] das sogenannte Blast-Wave-Modell zur Beschreibung der Hadronenspektren von Schwerionenkollisionen vorgestellt. Darin wird eine kugelsymmetrische Expansion des Feuerballs mit einer radialen Geschwindigkeit β und einer Temperatur T angenommen. Eine Erweiterung dieses Modells wurde von Schnedermann *et al.* [38] vorgenommen, welches zur Parametrisierung experimenteller Daten genutzt wird [49–52]. Neben der Temperatur werden dabei zusätzliche Parameter für den longitudinalen und transversalen Fluss eingeführt. Zunächst wird von einer Maxwell-Jüttner-artigen Verteilung ausgegangen:

$$\frac{E}{m_t}\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{d^2N}{m_t^2 dm_t dy} \propto \frac{E}{m_t}\, e^{-E/T}, \tag{E.1}$$

die für rein transversale Expansion $E = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} = m_t$ in Gleichung (3.2) übergeht. Die ursprüngliche Bewegung der Kerne entlang der Strahlachse verursacht eine Anisotropie der Impulsverteilung der entstehenden Teilchen. Die longitudinale Expansion wird im boost-invarianten Bjorken-Modell [53] unter der Einführung eines Boost-Winkels η im Intervall $(-\eta_{\max}, \eta_{\max})$ beschrieben, sodass sich für das Rapiditätsspektrum ergibt:

$$\frac{dN}{dy}(y) = \int_{-\eta_{\max}}^{\eta_{\max}} d\eta \int_{m_0}^{\infty} \frac{d^2N}{dm_t dy}(y-\eta)\; dm_t\;, \tag{E.2}$$

mit dem freien Parameter $\eta_{\max}$, welcher sich unwesentlich auf den Parameter T auswirkt.
Um transversale Flussmuster zu beschreiben, wird nach [38] eine Parametrisierung der rapiditätsintegrierten Transversalmassenspektren vorgenommen:

$$\frac{dN}{m_t dm_t} \propto m_t \int_0^R r dr\; I_0\!\left(\frac{p_t \sinh\rho}{T}\right) K_1\!\left(\frac{m_t \cosh\rho}{T}\right), \tag{E.3}$$

wobei $I_0(x) = (2\pi)^{-1}\int_0^{2\pi} e^{x\cosh\phi} d\phi$ und $K_1(x) = \int_0^\infty \cosh y\; e^{-x\cosh y} dy$ modifizierte Bessel-Funktionen und $\rho = \operatorname{artanh}\beta(r)$ den Boost-Winkel darstellen. Das transversale Flussprofil $\beta(r) = \beta_s (r/R)^n$ im radialen Bereich $0 \le r \le R$ ist parametrisiert durch die Oberflächengeschwindigkeit β_s und dem freien Parameter n, welcher die Form des Profils beeinflusst und meist im Bereich $0 < n < 2$ liegt. Die genaue Wahl des Radius R ist arbiträr und hat keinen Einfluss auf die übrigen Parameter.

Literaturverzeichnis

[1] J. W. Harris, A. Sandoval, R. Stock, H. Stroebele, R. E. Renfordt, J. V. Geaga, H. G. Pugh, L. S. Schroeder, K. L. Wolf, and A. Dacal, Phys. Rev. Lett. **47**, 229–232 (1981).

[2] S. Schnetzer, R. M. Lombard, M.-C. Lemaire, E. Moeller, S. Nagamiya, G. Shapiro, H. Steiner, and I. Tanihata, Phys. Rev. C **40**, 640–653 (1989).

[3] C. Hartnack, H. Oeschler, Y. Leifels, E. L. Bratkovskaya, and J. Aichelin, Phys. Rep. **510**, 119–200 (2012).

[4] A. Förster, F. Uhlig, I. Böttcher, M. Debowski, F. Dohrmann, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Menzel, et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 152301 (2003).

[5] J. Adamczewski-Musch, O. Arnold, C. Behnke, A. Belounnas, A. Belyaev, J. Berger-Chen, J. Biernat, A. Blanco, C. Blume, M. Böhmer, et al., Phys. Lett. B **778**, 403–407 (2018).

[6] H. Schade, Dissertation, TU Dresden (2010).

[7] G. Agakishiev, A. Balanda, B. Bannier, R. Bassini, D. Belver, A. Belyaev, A. Blanco, M. Böhmer, J. Boyard, P. Braun-Munzinger, et al., Phys. Rev. C **80**, 025209 (2009).

[8] H. Schade, G. Wolf, and B. Kämpfer, Phys. Rev. C **81**, 034902 (2010).

[9] P. Gasik, K. Piasecki, N. Herrmann, Y. Leifels, T. Matulewicz, A. Andronic, R. Averbeck, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, et al., Eur. Phys. J. A **52**, 177 (2016).

[10] K. Piasecki, N. Herrmann, R. Averbeck, A. Andronic, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, M. Benabderrahmane, M. Berger, P. Buehler, et al., Phys. Rev. C **99**, 014904 (2019).

[11] C. Hartnack, H. Oeschler, and J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. **90**, 102302 (2003).

[12] B. Kämpfer, R. Kotte, C. Hartnack, and J. Aichelin, J. Phys. G **28**, 2035 (2002).

[13] Y. Yariv and Z. Fraenkel, Phys. Rev. C **20**, 2227 (1979).

[14] J. Cugnon, Phys. Rev. C **22**, 1885 (1980).

[15] J. Aichelin and G. Bertsch, Phys. Rev. C **31**, 1730 (1985).

[16] H. Kruse, B. V. Jacak, J. J. Molitoris, G. D. Westfall, and H. Stöcker, Phys. Rev. C **31**, 1770 (1985).

[17] E. Kolomeitsev, C. Hartnack, H. Barz, M. Bleicher, E. Bratkovskaya, W. Cassing, L. Chen, P. Danielewicz, C. Fuchs, T. Gaitanos, et al., J. Phys. G **31**, S741 (2005).

[18] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A **602**, 449–486 (1996).

[19] J. Aichelin, Phys. Rep. **202**, 233–360 (1991).

[20] C. Hartnack, R. K. Puri, J. Aichelin, J. Konopka, S. Bass, H. Stoecker, and W. Greiner, Eur. Phys. J. A **1**, 151–169 (1998).

[21] Z.-Q. Feng, Nucl. Sci. Tech. **29**, 40 (2018).

[22] H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, Nucl. Phys. A **498**, 567–576 (1989).

[23] S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher, M. Brandstetter, L. Bravina, C. Ernst, L. Gerland, M. Hofmann, S. Hofmann, J. Konopka, et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255–369 (1998).

[24] S. A. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. C **51**, 3343 (1995).

[25] G. Baym, B. L. Friman, J.-P. Blaizot, M. Soyeur, and W. Czyż, Nucl. Phys. A **407**, 541–570 (1983).

[26] G. Wolf, W. Cassing, W. Ehehalt, and U. Mosel, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 273–295 (1993).

[27] G. Wolf, Acta Phys. Hung. NS-H **5**, 281–297 (1997).

[28] H. Barz and L. Naumann, Phys. Rev. C **68**, 041901 (2003).

[29] G. Wolf, G. Batko, W. Cassing, U. Mosel, K. Niita, and M. Schäfer, Nucl. Phys. A **517**, 615 – 638 (1990).

[30] G. Wolf, W. Cassing, and U. Mosel, Nucl. Phys. A **552**, 549 – 570 (1993).

[31] G. F. Bertsch and S. D. Gupta, Phys. Rep. **160**, 189–233 (1988).

[32] H. Barz, M. Zétényi, G. Wolf, and B. Kämpfer, Nucl. Phys. A **705**, 223–235 (2002).

[33] C. Sturm, I. Böttcher, M. Debowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, L. Naumann, et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 39 (2001).

[34] R. Kotte and B. Kämpfer, "Acceptance and count rate estimates for experiments on subthreshold phi meson production in central collisions of c+ c at 2 a gev", Technical report, Forschungszentrum Rossendorf eV (FZR) (2002).

[35] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 665–671 (1996).

[36] H. Stoecker, Nucl. Phys. A **750**, 121–147 (2005).

[37] P. J. Siemens and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. Lett. **42**, 880 (1979).

[38] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).

[39] B. Kardan, PoS **CPOD2017**, 049 (2018).

[40] J. Cugnon and R. Lombard, Nucl. Phys. A **422**, 635–653 (1984).

[41] A. Lang, W. Cassing, U. Mosel, and K. Weber, Nucl. Phys. A **541**, 507–524 (1992).

[42] K. Tsushima, S. Huang, and A. Faessler, Aust. J. Phys. **50**, 35–44 (1997).

[43] A. Sibirtsev and W. Cassing, Nucl. Phys. A **641**, 476–498 (1998).

[44] W. Chung, G. Li, and C. Ko, Phys. Lett. B **401**, 1 – 8 (1997).

[45] W. Cassing, E. Bratkovskaya, U. Mosel, S. Teis, and A. Sibirtsev, Nucl. Phys. A **614**, 415–432 (1997).

[46] K. Tsushima, A. Sibirtsev, A. W. Thomas, and G. Li, Phys. Rev. C **59**, 369 (1999).

[47] P. D. Group et al., Phys. Rev. D **66**, 001 (2002).

[48] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C (2Nd Ed.): The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, New York, NY, USA (1992).

[49] J. Adams, C. Adler, M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. Anderson, M. Anderson, D. Arkhipkin, G. Averichev, S. Badyal, et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 112301 (2004).

[50] F. Retiere and M. A. Lisa, Phys. Rev. C **70**, 044907 (2004).

[51] B. Abelev, M. Aggarwal, Z. Ahammed, B. Anderson, D. Arkhipkin, G. Averichev, Y. Bai, J. Balewski, O. Barannikova, L. Barnby, et al., Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).

[52] Z. Tang, Y. Xu, L. Ruan, G. van Buren, F. Wang, and Z. Xu, Phys. Rev. C **79**, 051901 (2009).

[53] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mich beim Schreiben dieser Arbeit tatkräftig unterstützt haben.

Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Matthias Vojta für die Bereitstellung eines Arbeitsplatzes am Institut für Theoretische Physik der TU Dresden.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Henry Schade, ohne dessen umfangreiche Hilfe mir die Funktionsweise des Simulationscodes verschlossen geblieben wäre. Erst die von Ihm geleistete Vorarbeit ermöglichte mir den Zugang zu den Inhalten und Erkenntnissen dieser Arbeit.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Robert Greifenhagen und Uwe Hernandez Acosta, die mir mit ihren speziellen Fachwissen meine Arbeit wesentlich erleichtert und beschleunigt haben.

Ausführlich bedanke ich mich bei Prof. Dr. Burkhard Kämpfer für die intensive Betreuung während meiner beiden Abschlussarbeiten. Durch Ihn durfte ich erstmals einen Einblick in die Thematik der Schwerionenkollisionen gewinnen und mich an der Lösung von Problemen der aktuellen Forschung versuchen. Ich bin sehr dankbar für die Zeit und Geduld, die mir entgegengebracht wurde und für die zahlreichen Denkanstöße und Hilfestellungen, die mir bei meiner Forschungsarbeit überaus hilfreich waren.

Für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanke ich mich herzlich bei Prof. Dr. Arno Straessner.

Bei Andy Knoll bedanke ich mich für das aufmerksame Korrekturlesen.

Schließlich gebührt besonderer Dank meiner geliebten Frau für die tagtägliche Unterstützung und den Rückhalt, die mir im Laufe meines Studiums Kraft gegeben haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Theoretische Physik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Benjamin Rabe
Dresden, 17. Mai 2019