

GSi

Dipl. 2008 - 13
August

Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen
bei 1.756 AGeV

Manuel Lorenz

(Diplomarbeit der Universität Frankfurt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany

Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV

Manuel Lorenz, Universität Frankfurt

06.03.08

Zusammenfassung

Mit dem HADES-Spektrometer an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wurden Untersuchungen zur *Strangeness*-Produktion im Stoßsystem Ar+KCl durchgeführt. Die kinetische Strahlenergie E_{proj} betrug dabei 1.756 AGeV.

Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse geladener Kaonen. Die vorgestellten Ergebnisse stellen zusammen mit den in [Sch08] analysierten K_s^0 , Λ und ϕ die bisher umfangreichste Rekonstruktion von Teilchen mit *Strangeness*-Inhalt im SIS-Energiebereich innerhalb eines Experimentes dar.

Da bis auf die Λ -Hyperonen und K^+ -Mesonen alle untersuchten Teilchen unterhalb ihrer NN-Schwelle produziert werden, sind die gemessenen Multiplizitäten und inversen Steigungsparameter T_B vielversprechende Observable in Bezug auf etwaige In-Medium-Modifikation, wie in [NK87] und [JSBB97] vorausgesagt.

Die im Vergleich zu den vorangegangenen HADES-Experimenten mit den leichteren Stoßsystemen p+p, d+p und C+C höheren Multiplizitäten erforderten eine Verbesserung der Teilchenidentifikation. Aus diesem Grund wurde zusätzlich zur Standardteilchenidentifikation mittels Flugzeit und Impuls, eine verfeinerte Spurauswahl und die in [Sch08] neu entwickelte Energieverlustinformation der Driftkammern sowie die der Flugzeitwand TOF verwendet.

Mit diesen Verbesserungen ist es möglich, geladene Kaonen mit hoher Effizienz zu rekonstruieren. Dabei konnten im Phasenraumbereich von $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$ mehr als 250.000 K^+ -Mesonen und im Phasenraumbereich von $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$ über 5500 K^- -Mesonen nachgewiesen werden. Das erreichte Signal zu Untergrundverhältnis beträgt dabei bis zu 26 für K^+ - und bis zu 6 für K^- -Mesonen. Darüber hinaus lassen sich über ihre geladenen Zerfallsprodukte die kurzlebigen Teilchen K_s^0 , Λ und ϕ nachweisen [Sch08].

Die Korrekturen der Detektorakzeptanz und Detektoreffizienz sowie der Spurrekonstruktionseffizienz, erfolgen anhand von umfangreichen, von der HADES-Kollaboration entwickelten Simulationspakete PLUTO und HGEANT, sowie dem Transportmodell UrQMD [Ble99]. Die für die Korrektur der zur Kaonenidentifikation angewendeten verfeinerten Spurauswahl und den Schnitten in den Energieverlustverteilungen der Driftkammern und Flugzeitwand TOF, erforderlichen Effizienzen werden ausschließlich anhand der aufgezeichneten Daten bestimmt.

Die korrigierten transversalen Massenspektren werden mit einer Boltzmann Funktion angepasst und für die zuvor aufgeführten Teilchensorten Rapiditätsverteilungen bestimmt. Durch Extrapolation auf den gesamten Phasenraum erhält man schließlich totale Produktionsraten für die von dem verwendeten Trigger ausgewählten Ereignisse und eine effektive Boltzmann-temperatur für die einzelnen Teilchenspezies.

Die gewonnenen Ergebnisse für geladene Kaonen stimmen innerhalb der Fehler mit den von der KaoS-Kollaboration bestimmten Systematiken in den Stoßsystemen C+C, Ni+Ni, und Au+Au überein [ea07].

Aufgrund der Vollständigkeit aller relevanten Produktionsraten von Teilchen mit *Strangeness*-Inhalt, lassen sich, unter Berücksichtigung der *Strangeness*-Erhaltung unter der starken Wechselwirkung, Rückschlüsse auf die Produktionsrate der nicht beobachteten Σ -Hyperonen ziehen. Innerhalb der Fehler liegt ihr Anteil bei mindestens 12% der Λ -Produktionsrate. Dies stellt den ersten Nachweis der Σ -Hyperonen unterhalb ihrer NN-Schwelle da.

Aus dem bestimmten ϕ/K^- Verhältnis von $0.59 + 0.30 - 0.29$ folgt, wenn die ϕ -Mesonen zu gleichen Anteilen in neutrale und geladene Kaonen zerfallen, dass $\approx 30\%$ der K^- -Mesonen aus einem ϕ -Zerfall resultieren und nicht über den bisher als dominant angesehenen *Strangeness*-Austauschprozess [ea07] produziert werden.

Abstract

Using the HADES-spectrometer at the heavy-ion synchrotron SIS at the Gesellschaft für Schwerionenphysik (GSI) in Darmstadt the production of strangeness has been studied in Ar+KCl reactions at 1.756 AGeV beam energy.

The main topic of this thesis is the reconstruction of charged Kaons. Together with [Sch08] the presented results are the most extensive reconstruction of strange particles in the SIS energy regime in one experiment.

Besides the K^+ mesons and the Λ hyperons all particles are produced below their NN-threshold. Therefore the observed multiplicities and inverse slope parameters T_B are promising probes of in medium mass modifications, as predicted in [NK87] and [JSBB97].

Compared to the previous experimental runs with the lighter collision systems p+p, d+p and C+C an improvement of the particle identification was needed due to the higher particle multiplicities.

Therefore a special track selection was applied so were the newly achieved energy loss information of the driftchambers [Sch08] and of the time of flight wall TOF optimized for charged Kaons.

Due to this improvement more than 250.000 K^+ in a phasespace interval spanning from $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$ and 5500 K^- in an interval from $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$ were reconstructed. The achieved signal to background ratio is up to 26 for K^+ and up to 6 for K^- . The short lived particles Λ and ϕ can be reconstructed via their charged decay products.

The correction for detector acceptance and efficiency as well as the track reconstruction efficiency result from the simulation packages PLUTO, HGEANT and the transport code UrQMD [Ble99]. The efficiencies needed for the correction of the special track selection and cuts in the energy loss distributions of the driftchambers and the time of flight wall are determined from the data, only.

The corrected transverse mass spectra are fitted with a Boltzmann distribution and rapidity distributions for the measured particles are determined. Via extrapolation to the whole phasespace one achieves particle multiplicities per trigger selected event and effective Boltzmann temperatures for each particle.

The results for the charged Kaons agree within errors with the systematics estimated by the KaoS-collaboration in the collision systems C+C, Ni+Ni and Au+Au .

As a result of the integrity of the multiplicities of all relevant particles containing strangeness and the strangeness conservation under the strong interaction one can draw conclusions to the multiplicities of the unobserved Σ hyperons. Within errors their fraction is at least 12% of the Λ multiplicity. This is the first detection of Σ hyperons beneath their NN-threshold. From the observed ϕ/K^- of $0.59 + 0.30 - 0.29$ will follow that $\approx 30\%$ of the K^- are resulting of a ϕ decay and not of the so far as dominant for the K^- production esteemed strangeness-exchange [ea07] channel, if the ϕ meson decays in equal proportion into neutral and charged Kaons.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	1
Abbildungsverzeichnis	3
Tabellenverzeichnis	5
1 Einleitung und Motivation	7
1.1 Schwerionenreaktionen	7
1.1.1 Physikalische Fragestellungen	8
1.1.2 Observable	8
1.2 Kaonenproduktion und In-Medium Potentiale	10
1.2.1 Teilchenproduktion	10
1.2.2 <i>Strangeness-Erhaltung</i>	11
1.2.3 Theoretische Voraussagen	11
1.3 Vorangegangene Experimente am SIS	12
1.3.1 Das KaoS-Experiment	12
1.3.2 Das FOPI-Experiment	13
1.4 Zielsetzung dieser Arbeit	13
2 Das HADES-Spektrometer	15
2.1 Physikalische Zielsetzung und Eigenschaften	15
2.2 Die Komponenten	16
2.2.1 Das Magnetspektrometer	17
2.2.2 Die Flugzeitwände TOF und TOFino und der START/VETO-Detektor	18
2.3 Das Trigger und Datenaufnahmesystem	20
2.4 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung	21
2.4.1 Spursegmentierung	21
2.4.2 Impulsbestimmung	21
3 Datenanalyse	24
3.1 Das Experiment	24
3.2 Datenkalibration	24
3.3 Spurselektion	25
3.4 Zentralitätsauswahl	26
3.5 Teilchenidentifikation	27
3.5.1 Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung	27

3.5.2	Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Energieverlustmessung der Driftkammern	29
3.5.3	Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Energieverlustmessung der Flugzeitwand TOF	31
3.6	Akzeptanz für geladene Kaonen	31
3.7	Identifikation geladener Kaonen	33
3.7.1	Verlauf des Untergrundes	33
3.7.2	Analysestrategie	33
3.7.3	Verbesserte Spurauswahl	33
3.7.4	Sektorenauswahl	35
3.7.5	Schnitte in den Energieverlustverteilungen	35
3.7.6	Wirkung der Schnitte	37
3.7.7	Bestimmung der Kaonen-Zählrate	39
3.8	Effizienzbestimmung und Korrektur der Kaonenzählraten	43
3.8.1	Effizienzbestimmung der verbesserten Spurauswahl	43
3.8.2	Effizienzbestimmung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen	47
3.8.3	Effizienzbestimmung der Detektor- und Spurrekonstruktion	52
3.8.4	Akzeptanzkorrektur	52
3.8.5	Fehlerbetrachtung	53
3.8.6	Korrigierte Kaonenzählraten	54
4	Ergebnisse	56
4.1	Kinematische Bereiche der Kaonenanalyse	56
4.2	Transversale Massenspektren der Kaonen	57
4.2.1	Die inversen Steigungsparameter	57
4.2.2	Produktionsraten	58
4.3	Zentralitätsabhängige Analyse	62
4.4	Teilchenverhältnisse und Produktionsraten	66
4.4.1	K^- zu K^+ Verhältnis	66
4.4.2	ϕ zu K^- Verhältnis	66
4.5	<i>Strangeness-Erhaltung</i>	67
5	Diskussion	69
6	Zusammenfassung und Ausblick	73
A	Geladene Kaonen im Bereich des TOFINO-Detektors	75
B	Untergrundquellen im Bereich der K^+-Mesonen	78
C	Abhängigkeiten in der Massenbestimmung	80
D	Myonennachweis	82
	Literaturverzeichnis	83

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm der starkwechselwirkenden Materie	8
1.2	Simulation einer Schwerionenkollision	9
1.3	Inmedium Kaonenenergie	12
1.4	Zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion	14
2.1	HADES-Spektrometer	15
2.2	HADES-Schema	16
2.3	Funktionsweise des Spektrometers	17
2.4	Aufbau der Driftkammern	18
2.5	START und VETO Zähler	19
2.6	Schema der Trigger- und Datenaufnahme	20
2.7	Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld	22
3.1	Stoßparameterverteilung für getriggerte Ereignisse	26
3.2	Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung	28
3.3	Bereiche des Energieverlustes	30
3.4	MDC dE/dx als Funktion des Impulses	30
3.5	TOF dE/dx als Funktion des Impulses	31
3.6	Akzeptanz des Experiments	32
3.7	Verdeutlichung der Spurqualitätsvariablen	34
3.8	Spurqualitätsvariablenverteilungen	35
3.9	$dEdx$ -Verteilung mit graphischen Schnitten	36
3.10	Wirkung der Schnitte	38
3.11	Untergrundanpassung der positiv geladenen Kaonen	40
3.12	Untergrundanpassung der positiv geladenen Kaonen im Randbereich	41
3.13	Untergrundanpassung der negativ geladenen Kaonen	41
3.14	Kaonenzählraten	42
3.15	Spurauswahleffizienzen für Pionen und Protonen	44
3.16	Vergleich der Spurauswahleffizienzen für verschiedene Teilchen	45
3.17	Vergleich der Spurauswahleffizienzen kombiniert und einzeln bestimmt.	45
3.18	Spurauswahleffizienzen Mittelwert	46
3.19	Effizienzen des TOFdE/dx-Schnittes in den Rapiditätsbereichen	48
3.20	Ermittelte Effizienzen der $dEdx$ -Schnitte im Phasenraum	49
3.21	Effizienzen des MDCd/Edx-Schnittes in den Rapiditätsbereichen	50
3.22	Korrigierte Effizienzen der $dEdx$ -Schnitte	51
3.23	Flussdiagramm der Simulationsdaten	53

3.24	korrigierte Kaonenzählraten	54
3.25	korrigierte Kaonenzählraten	55
4.1	Kinematische Bereiche des Experiments	56
4.2	Transversale Massenspektrum K^+	59
4.3	Transversale Massenspektrum K^-	60
4.4	Rapiditätsverteilungen der inversen Steigungsparameters	61
4.5	Rapiditätsdichteverteilung	61
4.6	Einteilung der Zentralitätsklassen	62
4.7	Transversale Massenspektren in verschiedene Zentralitätsklassen für K^+	63
4.8	Transversale Massenspektren in verschiedene Zentralitätsklassen für K^-	63
4.9	Rapiditätsverteilung des inversen Steigungsparameters in verschiedenen Zentralitätsklassen für K^+ und K^-	64
4.10	Rapiditätsdichteverteilung für verschiedenen Zentralitätsklassen für K^+ und K^-	65
4.11	Differentielles K^-/K^+ -Verhältnis	67
5.1	Vergleich des inversen Steigungsparameter mit den KaoS-Daten	71
5.2	Vergleich des K^-/K^+ -Verhältnisses mit den KaoS-Daten	72
A.1	Auflösung des TOFino-Detektors	76
A.2	Differentielle Massenspektren im TOFino-Bereich	77
A.3	Kinematische Bereiche mit TOFino-Detektor	77
B.1	Maximum des Protonensignals in den MDCs	78
B.2	Künstlich generierte Signale	79
C.1	Zeitliche Massenabhängigkeit	80
C.2	Impulsabhängige Massenverhältnisse	81
D.1	Myonennachweis	82

Tabellenverzeichnis

2.1	Triggerraten der Ar+KCl Strahlzeit	21
3.1	Strahl- und Tragetdaten	24
3.2	Mittlere Anzahl der Partizipanten	27
3.3	Schnittwerte der Spurvariablen	34
3.4	Signal zu Untergrundverhältnis	37
4.1	Ergebnisse für geladene Kaonen in verschiedene Zentralitäten	62
4.2	Ergebnisse für verschiedene Teilchenspezis	66
5.1	Produktionsschwellen in NN-Reaktionen	69

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

*„There are more things in Heaven and Earth ..
Then are dream't of in our Philosophy. “*
Hamlet in William Shakespeares gleichnamigen Drama

1.1 Schwerionenreaktionen

Die Vermessung der kosmischen Hintergrundstrahlung mit den Satelliten Cobe¹ und WMAP² führte zur Erkenntnis, dass nur etwa 4% der Energie des Universums aus normaler Kernmaterie, so genannter baryonischer Materie bestehen. Für uns ist ein Verständnis dieser 4% jedoch essentiell da wir selbst, die Erde, unsere Sonne und alle anderen für uns sichtbaren Himmelskörper aus dieser Form der Materie bestehen.

Atomkerne bestehen aus Protonen und Neutronen, die sich wiederum aus elementaren Quarks und Gluonen zusammensetzen. Diese unterliegen der starken Wechselwirkung, die theoretisch durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Die Eigenart dieser Theorie ist die Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante α . Für hohe Energien ist sie klein und kann mithilfe der Störungsrechnung behandelt werden. Für kleine Energien ist dies nicht der Fall und man ist auf effektive Modelle zur Beschreibung der Interaktionen angewiesen. Ein weiteres Problem der QCD sind die nicht konvergierenden Terme und daraus resultierenden Unendlichkeiten, die durch Renormierungen entfernt werden müssen.

Phänomene wie der Quarkeinschluss (Confinement) und die spontane Kondensatbildung haben bis heute ein genaueres Verständniss der fundamentalen Eigenschaften der baryonischen Materie, wie die Herkunft der Protonen- und Neutronenmasse, verhindert³.

Seit ungefähr 40 Jahren erforscht man deshalb systematisch mit Experimenten das Phasendiagramm der starkwechselwirkenden Materie, siehe Abbildung 1.1. Die Hoffnung besteht dabei darin, weg von der Grundzustandsdichte ρ_0 oder bei sehr hohen Temperaturen $T > 180$ MeV neue Erkenntnisse über die Grenzen hadronischer Existenz und über Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu erhalten und so ein kompletteres Bild über unsere physikalische Existenz zu erlangen. Heutzutage ist Materie unter solch extremen Bedingungen noch im Inneren von Neutronensternen und bei Supernova Explosionen anzutreffen oder muss experimentell mittels Schwerionenreaktionen, bei denen Atomkerne

¹Cosmic Background Explorer

²Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

³Drei leichte Quarks (Up- und Down-Quarks) setzen sich zu einem um etwa das Fünfzigfache schweren Objekt dem Nukleon zusammen.

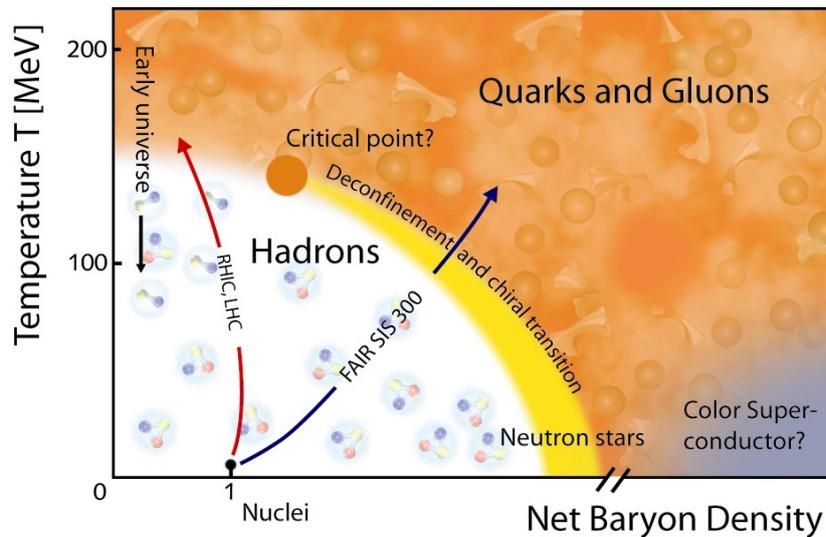


Abbildung 1.1: Phasendiagramm der starkwechselwirkenden Materie, angelehnt an das Phasendiagramm von Wasser. Eingezeichnet ist die Phasengrenze zwischen Hadronengas und dem Quark-Gluonen-Plasma, der Phase des Quarkdeconfinements. Links des kritischen Punktes erwartet man einen kontinuierlichen Phasenübergang, während rechts des kritischen Punktes eine scharfe Phasengrenze vermutet wird.

beschleunigt und zur Kollision gebracht werden, erzeugt werden, siehe Abbildung 1.2.

1.1.1 Physikalische Fragestellungen

In dem mit dem Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt, an dem das Experiment für diese Arbeit durchgeführt wurde, zugänglichen Energiebereich mit Strahlenergien bis 2 AGeV für Schwerionenstrahlen, untersucht man seit längerem die Zustandsgleichung von Kernmaterie (Equation of State, EOS). Hierbei wendet man eine zu der thermodynamische Beschreibung eines Gases analoge Methode auf Kernmaterie an. In der thermodynamischen Beschreibung eines Gases wird durch eine Zustandsgleichung ein Zusammenhang zwischen Druck p , Temperatur T und Dichte ρ hergestellt. Die Anwendung dieses Konzepts auf Kernmaterie ergibt einen Zusammenhang zwischen der Temperatur T , der Dichte ρ und der Energie pro Baryon ϵ/A [Uhl04]. Eine neuere untersuchte Fragestellung, ist die nach der Änderung der Massen von Mesonen in heißer und dichter Materie, wie sie in der Hochdichtephase der Schwerionenreaktion vorherrscht. Verschiedene theoretische Modelle sagen für Kaonen [JSBB97] eine Veränderung der effektiven Massen im Medium, als In-Medium-Effekte bezeichnet, voraus.

1.1.2 Observable

Ähnlich wie bei einer Kollision in unserer makroskopischen Erfahrungswelt wird in einer Schwerionenkollision kinetische Energie in thermische Anregung, Kompressionsenergie und angeregte Zustände der Partizipanten umgewandelt. Dies resultiert in der Produktion neuer Teilchen und einer kollektiven Bewegung der Kernmaterie, als Fluss bezeichnet. Aufgrund der extrem kurzen Reaktionszeit von etwa

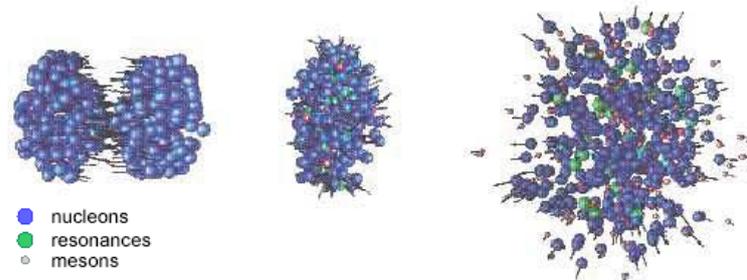


Abbildung 1.2: Simulation einer Schwerionenkollision anhand des Transportmodells QMD [Bas97]. Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Reaktion beginnend mit der ersten Berührung der Kerne, über die Hochdichtephase bis zur Expansionsphase. Simuliert wurde ein zentraler Au+Au-Stoß bei einer Strahlenergie von $E_{proj} = 2 \text{ AGeV}$ im Laborsystem (ruhendes Target).

10^{-22} s ist eine direkte Beobachtung einer solchen Reaktion jedoch nicht möglich. Vielmehr ist man experimentell darauf angewiesen, über das Studium der Reaktionsprodukte, mit Hilfe von Modellen auf den Ablauf der Reaktion zurückzuschließen.

Die möglichen Observablen einer solchen Reaktion lassen sich, wie bereits angedeutet, grob in zwei Gruppen unterteilen:

- Die Impulsverteilung und Multiplizitäten der neu produzierten Teilchen geben Aufschluss über die in der Reaktionszone vorherrschenden Bedingungen. Im SIS-Energiebereich sind dies vor allem die leichten Mesonen (π, K, η, ω), von denen geladene Pionen und Kaonen mit dem HADES-Spektrometer direkt gemessen werden, während das π^0, η und ω über ihren Dielektronenzerfall rekonstruiert werden.
- Anisotropien in den polaren und azimutalen Winkelverteilung lassen ebenfalls Rückschlüsse auf die in der Reaktionszone herrschenden Bedingungen zu, wie etwa attraktive oder repulsive Potentiale zwischen den Partizipanten. Untersuchungen zur azimutalen Winkelverteilung zur Reaktionsebene lassen sich prinzipiell allerdings erst seit Inbetriebnahme des Vorwärts Hodoskops im April 2007 mit dem HADES-Spektrometer durchführen. Eine ausführliche Diskussion zur räumlichen Winkelverteilung von Kaonen findet sich in [Uhl04].

Um ein komplettes Bild einer solchen Reaktion zu erhalten und diese effektiv mit Modellen beschreiben zu können, ist es wichtig, möglichst viele Observable zu messen.

1.2 Kaonenproduktion und In-Medium Potentiale

1.2.1 Teilchenproduktion

Pionen sind die am häufigsten erzeugten Teilchen, da sie mit $140 \text{ MeV}/c^2$ die geringste Masse aller Mesonen besitzen. Um ein Pion in einem resonanten Stoßprozess



zu erzeugen benötigt das Projektilnukleon eine Einschussenergie von mindestens 0.29 AGeV , da auf ein ruhendes Nukleon geschossen wird.

Aufgrund des großen Verzweigungsverhältnis dieser Reaktion, haben die Pionen eine hohe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit der umgebenden baryonischen Materie, so dass Pionen im Verlauf einer Reaktion häufig gestreut und reabsorbiert werden.

Für Kaonen liegt die Produktionsschwelle deutlich höher, da sie ein s-Quark enthalten. Dieser Quark-Flavor kommt in gewöhnlicher baryonischer Materie nicht vor, er muss neu produziert werden. Aufgrund der Strangeness-Erhaltung muss mit dem s-Quark auch sein Antiteilchen, das \bar{s} -Quark, erzeugt werden.

Die Reaktion die in Nukleon-Nukleon Stößen für diesen Prozess die geringste Energie benötigt lautet:



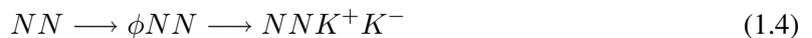
Hierbei wird ein K^+ erzeugt, das ein \bar{s} -Quark enthält und ein Nukleon in ein Hyperon umgewandelt, das das gleichzeitig erzeugte s-Quark enthält. Die Schwerpunktsenergie die für diesen Prozess in einem freien NN-Stoß benötigt wird beträgt 0.6 GeV , was einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.58 \text{ AGeV}$ im Labor entspricht.

Da bei SIS-Energien keine Baryonen bestehend aus Antiquarks produziert werden, gibt es keinen äquivalenten Prozess für die K^- , weshalb ihre Produktionsschwelle ungleich höher liegt. Die energetisch günstigste Reaktion ist die gleichzeitige Erzeugung eines K^+ und K^- :



Die für diesen Kanal erforderliche Energie beträgt 0.987 AGeV im Schwerpunktsystem, und $E_{proj} = 2.5 \text{ AGeV}$ im Laborsystem.

Unwesentlich mehr Energie, nämlich 2.59 AGeV im Laborsystem, wird für die Reaktion



benötigt, in der zwischenzeitlich ein ϕ -Meson mit einer Masse von $1019 \text{ MeV}/c^2$ erzeugt wird. Da die ϕ -Masse nur gering höher liegt als die zweier erzeugter Kaonen wird auch nur unwesentlich mehr Energie für diesen Kanal als zur direkten $K^+ K^-$ Produktion benötigt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Ar+KCl-Reaktionen wurden bei einer Strahlenergie von 1.756 AGeV durchgeführt, knapp über der K^+ Produktionsschwelle aber unterhalb der für K^- in NN Stößen.

Da auch unterhalb der jeweiligen Schwellen Kaonen produziert werden können, muss es zusätzliche Möglichkeiten geben, die benötigte Energie aufzubringen. Gebundene Nukleonen befinden sich aufgrund des Pauli-Prinzips nicht in Ruhe, sondern besetzen unterschiedliche Energieniveaus. Ihre Impulsverteilung wird als Fermi-Impuls bezeichnet. Diese zusätzliche kinetische Energie kann zur

Überschreitung der Produktionsenergie für Kaonen führen.

Wahrscheinlicher sind mehrstufige Prozesse, bei denen Energie in einer Resonanz zwischengespeichert wird, z.B.:

$$NN \longrightarrow N\Delta \quad (1.5)$$

$$\Delta N \longrightarrow NNK^+K^- \quad (1.6)$$

Eine weitere Möglichkeit K^- unterhalb der Schwelle zu produzieren, ist der *Strangeness*-Austauschprozess, in dem ein Pion mit einem in einer anderen Reaktion erzeugten Hyperon wechselwirkt und ein s-Quark austauscht:

$$NN \longrightarrow \pi NN \quad (1.7)$$

$$\pi Y \longrightarrow K^- N \quad (1.8)$$

Als Y wurden hier die beiden Hyperonen Λ und Σ bezeichnet. Eine ausführlichere Diskussion der Teilchenproduktion im untersuchten Energiebereich findet sich in [Uhl04].

1.2.2 *Strangeness-Erhaltung*

In Schwerionenkollisionen werden Teilchen mit *Strange*-Quark Inhalt über die starke Wechselwirkung gebildet. Da die *Strangeness* eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist, hebt sich die Differenz zwischen *Strange*-Quarks $N(s)$ und anti-*Strange*-Quarks $N(\bar{s})$ also auf. Im Mittel über viele Reaktionen kann man dies im SIS-Energiebereich folgendermaßen formulieren:

$$\underbrace{\Sigma^+ + \Sigma^- + \Sigma^0 + \Lambda + K^- + \bar{K}^0}_{N(s)} - \underbrace{(K^+ + K^0)}_{N(\bar{s})} = 0 \quad (1.9)$$

Hierbei kennzeichnen die Symbole die Produktionswahrscheinlichkeiten für die entsprechenden Teilchen. Schwerere Teilchen und Resonanzen mit *strangeness* Inhalt, sowie Teilchen mit mehreren *Strange*-Quarks wie Ω und Ξ wurden aufgrund der geringen Produktionswahrscheinlichkeit bedingt durch ihre hohen NN-Schwelle nicht berücksichtigt [Mea07].

Mit der HADES-Ar+KCl-Strahlzeit bietet sich nun erstmalig⁴ die Möglichkeit im SIS-Energiebereich, nahezu die gesamte *Strange – Balance* in einem Experiment zu vermessen (siehe [Sch08]).

Die Rekonstruktion der K^- -Mesonen und der ϕ -Mesonen ermöglichen, den Anteil der K^- die aus einem ϕ -Zerfall resultieren zu bestimmen. Dies könnte neue Erkenntnisse über den Ablauf des *Strangeness*-Austauschprozess geben, der aufgrund der KaoS-Daten⁵ als dominant angesehen wird, siehe 1.3.1.

1.2.3 Theoretische Voraussagen

Da K^- bei Strahlenergien unterhalb 2.5 AGeV hauptsächlich in mehrstufigen Prozessen erzeugt werden, werden sie im zeitlichen Verlauf einer Reaktion später als die K^+ produziert. Weiter können K^- aufgrund des inversen Prozesses aus Gleichung 1.7 reabsorbiert werden, was zu einer kleinen mittleren freien Weglänge in Kernmaterie bei Grundzustandsdichte führt. K^+ werden hingegen hauptsächlich in der Hochdichtephase der Reaktion erzeugt [CJ03] und besitzen zusätzlich eine größere mittlere freie

⁴*Strange-Balance*-Messungen werden ebenfalls von der FOPI-Kollaboration durchgeführt, allerdings bisher ohne K^- -Identifikation, siehe Abschnitt 1.3.2

⁵Kaon Spektrometer, siehe Abschnitt 1.3.1

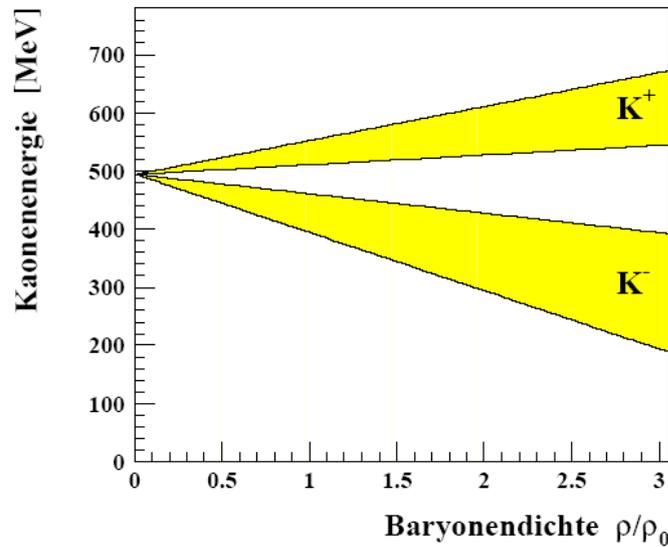


Abbildung 1.3: Effektive Masse von Kaonen und Antikaonen als Funktion der Baryondichte [C.S01]. Der eingefärbte Bereich markiert die Ergebnisse mehrerer theoretischer Rechnungen.

Weglänge in Kernmaterie. Beide Teilchen sind also Sonden für unterschiedliche Phasen der Schwereionreaktion.

Verschiedene Modelle [NK87][JSBB97] sagen außerdem ein repulsives K^+ -Nukleonen Potential voraus, was einer Zunahme der effektiven K^+ Masse im Medium entspricht. Für die K^- hingegen wird ein attraktives Potential erwartet, dies entspricht einer Massenabnahme in dichter Materie, siehe Abbildung 1.3. Dieses Szenario spielt in der Astrophysik eine wichtige Rolle. Innerhalb von Neutronensternen könnte Kaon-Kondensation zu einer Aufweichung der Materie führen, so dass ein solcher Stern schon bei 1.5 Sonnenmassen unter seiner eigenen Gravitation zu einem schwarzen Loch kollabiere. Dieses Szenario könnte erklären, warum bisher noch keine Neutronensterne oberhalb dieser Massengrenze nachgewiesen wurden [ARW01].

1.3 Vorangegangene Experimente am SIS

1.3.1 Das KaoS-Experiment

Das Quadrupol-Dipol-Spektrometer KaoS wurde in den neunziger Jahren an der GSI betrieben. Negative und positive Teilchen konnten separat mit unterschiedlichen Magnetfeldpolaritäten gemessen werden. Die Raumwinkelakzeptanz betrug $\Omega \approx 30 \text{ msr}$. Die Teilchen-Identifikation basierte auf Impuls und Flugzeitmessung. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaues findet sich in [ea93]. Es wurden die Systeme C+C (0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8 und 2.0 AGeV), Ni+Ni (1.1, 1.5 und 1.93 AGeV) und Au+Au (0.6, 0.8, 1.0, 1.135 und 1.5 AGeV) gemessen. Die experimentellen Resultate sollen hier kurz zusammenfassen gefasst werden [ea07]:

- Die Multiplizitäten pro Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen A_{part} , der Kaonen nimmt stärker als linear mit A_{part} zu, während die Multiplizität der Pionen proportional zu

A_{part} ist. Diese Zunahme verhält sich trotz der signifikant unterschiedlichen Produktionsschwellen nahezu gleich für K^+ - und K^- -Mesonen.

- Die inversen Steigungsparameter der transversalen Energieverteilung der Kaonen sind größer in schweren Systemen. In allen Systemen liegen die inversen Steigungsparameter der K^+ -Mesonen um 15-25 MeV höher als die der K^- -Mesonen.
- Die polaren Winkelverteilungen weisen einen Vorwärts- Rückwärtsanstieg auf, der für K^+ -Mesonen ausgeprägter erscheint.

Aus diesen experimentell beobachteten Systematiken lassen sich im Vergleich mit Transportmodellen Schlussfolgerungen über die Eigenschaften heißer und dichter Materie und die Produktionsmechanismen der Kaonen ziehen, die wiederum kurz zusammengefasst werden:

- Die K^+ und K^- -Ausbeuten (*yields*) sind über den *Strangeness*-Austauschkanal gekoppelt. Trotz der signifikant unterschiedlichen Produktionsschwellen, weisen beide Kaonenspezies die gleiche Abhängigkeit von der Zentralität auf. Dies kann erklärt werden, wenn die K^- als dominanten Kanal über den Austausch eines Strange-Mesons mit einem Hyperon produziert werden. Unabhängig davon sagen Transportmodelle den *Strangeness*-Austauschprozess als dominanten Prozess für die K^- -Produktion bei SIS-Energien voraus.
- K^+ und K^- unterliegen unterschiedlichen Ausfrierbedingungen. Transportmodelle sagen als Konsequenz des *Strangeness – Exchange* eine spätere Emissionszeit für K^- im Vergleich zu K^+ voraus, da die K^- -Mesonen im Medium kontinuierlich produziert und reabsorbiert werden. Dies wird in Abbildung 1.4 verdeutlicht.
- Die Zustandsgleichung von Kernmaterie ist weich [C.S01].

1.3.2 Das FOPI-Experiment

Der FOPI-Detektor ist seit den neunziger Jahren an der GSI in Darmstadt installiert. Ursprünglich zur Messung von Fragmenten entworfen wird er nach mehreren Upgrades aufgrund seiner großen räumlichen Akzeptanz auch zur Rekonstruktion von kurzlebigen Teilchen, über ihrer geladenen Zerfallsprodukte verwendet. Im Zuge dessen ist im System Ni+Ni bei 1.93 AGeV die Produktion von Teilchen mit *Strangeness*-Inhalt untersucht und die *Strangeness-Balance* berechnet worden [Mea07]. Erst kürzlich ist der Detektor durch den Einbau eines neuen RPC-Detektors⁶ weiter modernisiert worden, mit dem in Zukunft unter anderem kaonische-Cluster [Col07] nachgewiesen werden sollen.

1.4 Zielsetzung dieser Arbeit

Bisher wurden im SIS-Energiebereich noch keine Kaonenmessungen am System Ar+KCl durchgeführt. Die in dieser Arbeit zu bestimmenden Steigungsparameter und Ausbeuten für Kaonen werden also einen Beitrag zu den von der KaoS-Kollaboration mit den Systemen C+C, Ni+Ni und Au+Au erstellten Anregungsfunktionen liefern. Darüber hinaus sind K^- -Mesonen im SIS-Energiebereich bisher ausschließlich von KaoS gemessen worden, eine unabhängige Messung zur Bestätigung der

⁶Resistive Plate Chamber

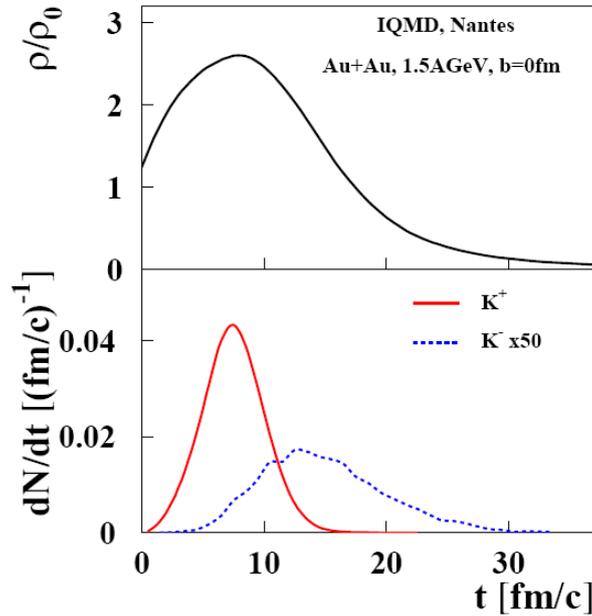


Abbildung 1.4: Ergebnisse einer IQMD-Rechnung zur zeitlichen Entwicklung einer Au+Au Schwerionenreaktion bei einer Strahlenergie von 1.5 AGeV. Das obere Bild zeigt die Dichte ρ normiert auf die Grundzustandsdichte ρ_0 als Funktion der Zeit. Im unteren Bild ist die Rate der emittierten K^+ - und K^- -Mesonen als Funktion der Zeit dargestellt.

Daten steht also noch aus. Zudem handelt es sich neben [Sad05] um die erste Analyse geladener Kaonen mit dem HADES-Spektrometer.

Aufgrund der technischen Voraussetzungen des HADES-Spektrometers sollte in dieser Analyse eine vergleichbar hohe Auflösung und gleichzeitig die große Akzeptanz von FOPI erreicht werden. Nach Installation des Vorwärts-Hodoskops und des für Ende dieses Jahres geplanten RPC-Upgrades⁷ bieten zukünftige HADES-Hadronenprogramme die Möglichkeit, eine bisher unerreichte Zahl von Observablen einer Schwerionenreaktion im SIS-Energiebereich gleichzeitig in einem Experiment messen zu können.

In Verbindung mit [Sch08] bietet sich jetzt schon die Möglichkeit, die *Strange – Balance* in einer bisher im SIS-Energiebereich nicht erreichten Vollständigkeit und Qualität in einem Experiment zu vermessen (siehe 4.6).

Von besonderem Interesse ist im Zuge dessen die gleichzeitige Rekonstruktion der K^- -Mesonen und der ϕ -Mesonen. Dies ermöglicht erstmalig den Anteil der K^- , die aus einem ϕ -Zerfall resultieren zu bestimmen. Daraus resultieren neue Erkenntnisse über den Ablauf des *Strangeness*-Austauschprozess, der aufgrund der KaoS-Daten als dominanter Kanal für die K^- Produktion angesehen wird (siehe Abschnitt 1.3.1). Da das KaoS-Experiment nicht in der Lage war, das ϕ -Mesonen zu rekonstruieren, ist man bisher für Interpretationen auf Transportrechnungen und Messungen der FOPI-Kollaboration⁸ angewiesen.

⁷RPC: :resistive plate chamber. Flugzeitdetektor geplant als Upgrade der inneren Flugzeitwand TOFINO.

⁸Die Daten der FOPI-Kollaboration lassen keine genaue K^- -Identifikation zu, so dass zur Bildung des ϕ zu K^- -Verhältnisses KaoS-Daten verwendet wurden

Kapitel 2

Das HADES-Spektrometer

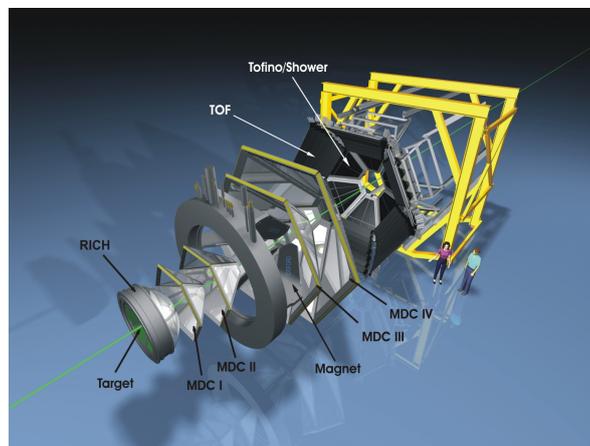


Abbildung 2.1: Die Detektoren und der Magnet des Spektrometers HADES in einer dreidimensionalen Explosionszeichnung.

2.1 Physikalische Zielsetzung und Eigenschaften

Wie schon in Kapitel 1 erwähnt, bieten sich als experimentelle Sonden für die Restauration der chiralen Symmetrie Vektormesonen an, da man zum einen eine Veränderung ihrer Eigenschaften voraussagt und sie zum anderen aufgrund ihrer kurzen Lebenszeit noch im Medium in leptonische Kanäle zerfallen. Dileptonen tragen die Informationen ungestört aus dem Feuerball heraus, da sie als schwachwechselwirkende Teilchen keine weiteren Interaktionen aufgrund der starken Wechselwirkung, mit der sie umgebenden Kernmaterie eingehen. HADES wurde entwickelt um e^+e^- -Paare aus dileptonischen Zerfällen der leichten Vektormesonen (ρ, ω) im Energiebereich von 1-2GeV zu messen.

Im Vergleich zu seinem Vorgänger Experiment DLS am BEVALAC in Berkley, USA, besitzt HADES eine größere Raumwinkelakzeptanz für e^+e^- -Paare (über 30 % bei mittlerer Rapidität [ea96]). Die Detektoren und Ausleseelektronik sind ausgelegt, Ereignisraten von einigen 10^4 zentralen Stößen pro Sekunde mit Multiplizitäten von bis zu 200 geladenen Teilchen pro Stoß zu verarbeiten. Weiter wurde eine Impulsauflösung von 1.5% und eine invariante Massenauflösung von $\Delta m/m = 1\%$ bei invarianten Massen $M_{inv} \leq 1\text{GeV}/c^2$ angestrebt [Ebe04].

Die hohe Akzeptanz und gute Impulsauflösung bedeuten aber auch, dass HADES, neben der Dileptonen-Spektroskopie, hervorragend zur Untersuchung seltener hadronischer Sonden geeignet ist.

2.2 Die Komponenten

Entsprechend der Experimentvorgaben sind mehrere Detektoren des HADES Spektrometers ausschließlich auf die Messung von Elektronen und Positronen spezialisiert.

Da sich diese Arbeit mit einer Hadronen-Analyse befasst, soll hier nicht näher auf diese Kompo-

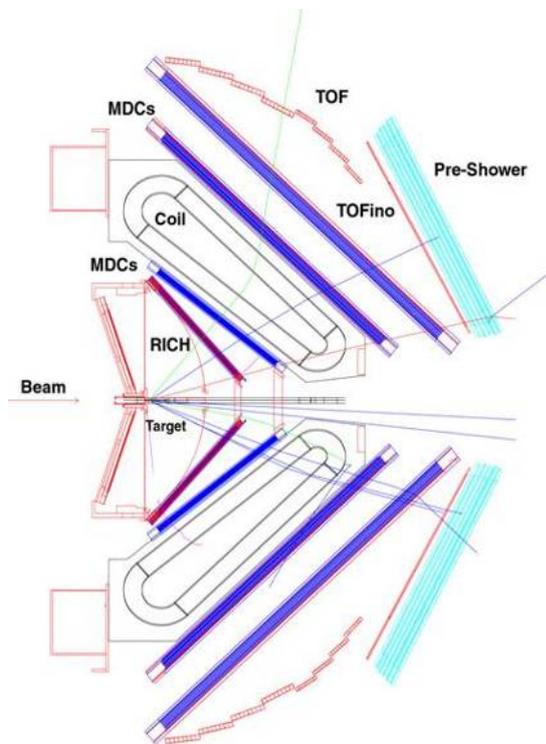


Abbildung 2.2: Die Detektoren und der Magnet des Spektrometers HADES in schematischer Darstellung. Die Vieldrahtdriftkammern (**M**ulti-**w**ire **D**rift **C**hambers **MDC**) dienen zur Spurverfolgung der geladenen Teilchen und sind in 6 Sektoren in jeweils 2 Ebenen vor und hinter dem supraleitenden Magneten **ILSE** (**I**ron**L**ess **S**uperconducting **E**lectromagnet) angebracht. Der ringabbildende Cherenkov Detektor **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov) und der **SHOWER** Detektor sind wesentlich für die Leptonenidentifikation, während **TOF** und **TOFino** (**T**ime **O**f **F**light) die Flugzeit der Teilchen messen.

nenten des Detektors, wie den Ring Imaging Cherenkov (**RICH**) und den **PreSHOWER** Detektor, eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Detektoren findet sich in [Mar05]. Das Spektrometer besitzt ebenfalls ausgezeichnete Fähigkeiten zur Hadronenidentifikation [Sch08]. Im Folgenden werden deshalb die zur Hadronenanalyse verwendeten Komponenten des Spektrometers HADES, sowie dessen Trigger und Datenaufnahmesystem näher beschrieben.

2.2.1 Das Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer, bestehend aus den inneren- und äußeren Vieldrahtdriftkammern (Multiwire Drift Chambers MDC) und dem supraleitenden Magneten ILSE (IronLess Superconducting Electromagnet), dient zur Impuls- und Vertexbestimmung der geladenen Teilchen.

Die Vieldrahtdriftkammern

Die Vieldrahtdriftkammern (MDCs) sind in sechs Sektoren, in jeweils zwei Ebenen vor und hinter dem Magneten angeordnet. In der Strahlzeit im September 2005, bei denen die Daten für diese Arbeit aufgenommen wurden, waren die Sektoren 3 und 6 jeweils nur mit einer Ebene äußerer Driftkammern bestückt. Die Driftkammern dienen hauptsächlich zur Spurverfolgung der geladenen Teilchen vor und nach dem Magnetfeld. Die Spurverfolgung, und die daraus resultierende Impulsbestimmung über die Ablenkung im Magnetfeld, geschieht über mehrere möglichst präzise Ortsmessungen der Teilchentrajektorie. Hierzu ist eine genaue Kenntnis der Position der einzelnen Driftkammern erforderlich. Obwohl die Driftkammern ursprünglich nicht für eine Energieverlustmessung optimiert werden, ist es möglich ihr Auslesesignal so zu kalibrieren, dass man diese zusätzliche Information erhält. Eine detaillierte Diskussion zur Positionsbestimmung der Vieldrahtdriftkammern und Kalibrierung der Ausleselektronik, um eine Energieverlustinformationsauslese zu ermöglichen findet sich in [Sch08]. Die Driftkammersektoren decken, ausgehend von der Targetnullposition, jeweils 60° Azimutwin-

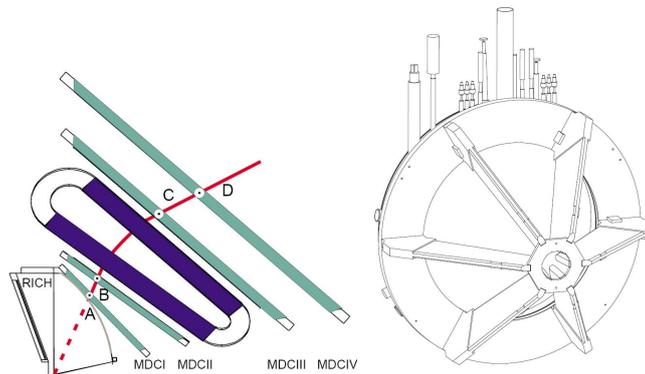


Abbildung 2.3: a) Die Funktionsweise des Magnetspektrometers zur Impulsbestimmung basiert auf der Messung von Spurlinien vor (A,B) und hinter dem Magnetfeld (C,D), mit deren Hilfe z.B. der Ablenkwinkel bestimmt werden kann. b) Der supraleitende Magnet in der Ansicht entgegen der Strahlrichtung. Zwischen den Spulenkästen befinden sich ausserhalb des Hauptfeldes die Vieldrahtdriftkammern.

kelbereich und ca. $18^\circ - 85^\circ$ im Polarwinkelbereich ab, wobei lediglich der Aluminiumrahmen die sensitive Fläche der Detektoren einschränkt. Die Kammern bestehen aus jeweils 6 Ebenen mit Driftzellen, die wiederum aus je 2 Kathodendrahtebenen, 2 Felddrähten und dazwischen einem Signaldraht als Anode bestehen. Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau der Signal- und Potentialdrahtebenen einer HADES Driftkammer. Die Driftkammern wurden für die Strahlzeit vom September 2005 mit einem Gasgemisch bestehend aus *Ar-i-Butan* (84:16) für die MDC Ebene I bzw. *He-i-Butan* (60:40) für die Ebenen II-IV betrieben. Beim Durchflug von geladenen Teilchen wird das Gas ionisiert und aufgrund der elektrischen Potenzialunterschiede zwischen Signal- und Potential/Kathodendrähten werden die produzierten freien Elektronen zu den Signaldrähten und die positiv

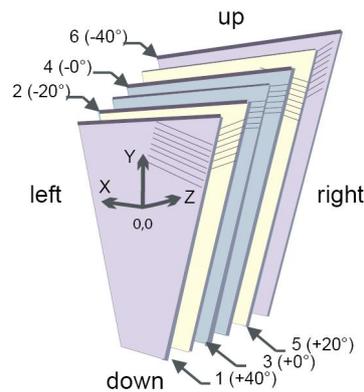


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Driftkammern. Jede Kammer besteht aus 6 Ebenen, mit jeweils unterschiedlicher Ausrichtung zur Strahlachse (Streuwinkel).

geladenen Ionen zu den Kathodendrähten hin beschleunigt. Nahe an den Signaldrähten steigen die elektrischen Feldstärken stark an, es kommt vermehrt zu Stossionisationen zwischen den Elektronen und den Gasatomen. Übersteigt die Ionisationsrate die Rekombinationsrate zwischen Ionen und Elektronen, bildet sich ein Lawineneffekt. Die freigewordenen Elektronen erzeugen einen Puls von ca. 1 ns am Signaldraht, die Ionen driften zu den Kathodendrähten und influenzieren einen vergleichbar starken Puls.

Um eine Dauerentladung der Kammer, begünstigt durch Photoemission, welche in der gleichen Größenordnung auftritt wie die Ionisation, zu verhindern wird ein Moderatorgas (Quencher gas) hinzugefügt. Die Ortsauflösung der inneren MDCs (Ebenen I und II) wurde im November 2001 bestimmt [Mar05] und liegt im Bereich von $60 - 100\mu\text{m}$ in Polarrichtung und zwischen $120 - 200\mu\text{m}$ in azimuthaler Richtung. Aufgrund altersbedingter Effekte musste mittlerweile die maximale Hochspannung für mehrere Ebenen reduziert werden, was zu einer Reduktion der Auflösung und der Effizienz der Driftkammern führt. Eine genaue Beschreibung der Eigenschaften der HADES Driftkammern, deren Kalibration und Auflösung findet sich in [Mar05].

Der Magnet

Der Magnet besteht aus 6 identischen supraleitenden $NbTi$ -Spulen, die mit flüssigem Helium bei 4.6 K gekühlt werden. Bei der maximalen Stromstärke von 3460 A entwickelt sich ein Magnetfeld von 3.7 T innerhalb der Spulenkästen, welches auf 0.8 T in der Mitte zwischen den Sektoren abfällt. Das Feld lenkt die Teilchen in erster Näherung nur in polarer Richtung, jedoch kaum in azimuthaler Richtung ab. Die Impulsbestimmung wird in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, die Ergebnisse der Magnetfeldvermessung finden sich in [Bre99].

2.2.2 Die Flugzeitwände TOF und TOFino und der START/VETO-Detektor

Das System zur Flugzeitmessung besteht aus dem im Strahl befindlichen START-VETO Zähler und einer Flugzeitwand aus Plastik-Szintillatoren. Die Messung des Reaktionsnullpunktes t_0 erfolgt über zwei identische extrem strahlungsharte Diamantstreifendetektoren, die symmetrisch strahlaufrwärts bzw. strahlabwärts um das Target angeordnet sind. (siehe Abbildung 2.5). Das darin erzeugte Signal beim

Durchgang eines geladenen Teilchens hat eine Zeitauflösung von ca. 96 ps und dient als Referenzzeit für die Flugzeitwand, sowie zur Berechnung der Driftzeit in den MDCs. Ereignisse ohne Interaktion der Strahlteilchen mit dem Target werden vom VETO Detektor gemessen und, da dieser in Anti-koinzidenz betrieben wird, mit einer Effizienz pro Detektor von annähernd 98.5% [E. 03] von der Datenaufnahme ausgeschlossen, was die Totzeit des Datenaufnahmesystems reduziert und erlaubt, Reaktionsraten im Target von bis zu $10^5/s$ zu messen.

Die Flugzeitwand ist zweigeteilt, im Polarwinkelbereich von $18^\circ < \Theta < 45^\circ$ befindet sich der TO-

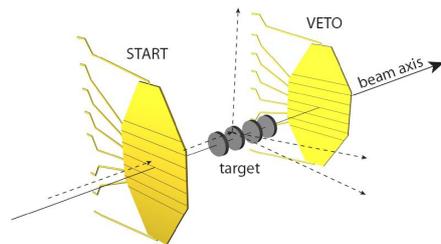


Abbildung 2.5: Reaktionen im Target werden durch die antikoinzidente Messung zwischen den START- und VETO-Detektoren festgestellt.

Fino und von $44^\circ < \Theta < 88^\circ$ der TOF, wobei es einen kleinen Überlappbereich zwischen beiden, gibt. Zusammen mit dem der Elektronenidentifikation dienenden Shower-Detektor bildet die Wand das Multiplizitäts-Elektron-Trigger-Array (META). Aufgabe des META-Arrays ist, neben der Flugzeitmessung und der Elektronenidentifikation, während des Experimentes die Teilchenmultiplizität für den 1st-Level-Trigger (LVL1) zu bestimmen. Die Plastik-Szintillator-Streifen der beiden Detektoren emittieren beim Durchflug geladener Teilchen Licht, welches über Lichtleiter zu Sekundärelektronenvervielfacherröhren (**Photo-Multiplier-Tube**) gelangt; dort wird es in ein elektrisches Signal umgewandelt und verstärkt. Da sowohl Signalhöhen, wie auch -breiten gemessen werden, ist es möglich, neben Flugzeiten auch Energieverluste zu messen, was zur Teilchenidentifikation verwendet wird, siehe 3.7.

Die TOF-Wand besteht aus 384 Plastik-Szintillatoren mit einer Breite von 2 bis 3 cm, die an beiden Enden durch Photomultiplier ausgelesen werden. Mit dem TOF-Detektor wird eine Zeitauflösung von $\Delta t \leq 150\text{ ps}$ und eine Ortsauflösung $\Delta x \approx 2.5\text{ cm}$ in Richtung des Szintillatorstabes erreicht [ea02]. Nicht korrigiert wird bei der Flugzeitmessung der Energieverlust der Teilchen im Spektrometer vor der Flugzeitwand, so dass die aus den gemessenen Flugzeiten bestimmte Geschwindigkeit der Teilchen zu niedrig ist. Dies wirkt sich stärker für Teilchen mit niedrigen Impulsen aus, da ihr Energieverlust größer als für Teilchen höheren Impulses ist. Ein weiterer nicht korrigierter Effekt sind die unterschiedlichen Signallaufzeiten (*walk effect*) im Detektor. Wie der Energieverlust weist auch der *walk effect* eine Impulsabhängigkeit auf, die zusätzlich von der Teilchensorte abhängt. So sind Pionen aufgrund ihrer geringeren Masse schon ab einem Laborimpuls von ungefähr $200\text{ MeV}/c$ minimal ionisierend, während dies für Protonen erst ab einem Laborimpuls von ca. $1000\text{ MeV}/c$ gilt. Beide Effekte wirken sich auf die Massenberechnung aus, siehe 2.4.2. Allerdings ist der (*walk effect*) Effekt gegenüber dem Energieverlust zu vernachlässigen, seine Korrektur verbessert die Zeitauflösung nur um 14 ps [Pri07b].

Der TOFino-Detektor besteht aus 6×4 Szintillatoren mit einseitiger Auslese. Dies beschränkt die Auflösung dieses Detektors, so dass man eine Zeitauflösung von $\Delta t \approx 400\text{ ps}$ bestimmt. Die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit für einen TOFino-Streifen bei LVL1-getriggerten $Ar + KCl$ -Reaktionen

(1.756 AGeV) liegt bei über 65% [Sch08]. Aus diesem Grund wurde beschlossen, den TOFINO Detektor durch RPCs¹ zu ersetzen. Die ersten Tests dieser Detektoren sind abgeschlossen und verliefen vielversprechend, so dass ihre Inbetriebnahme bereits für Ende 2008 vorgesehen ist.

2.3 Das Trigger und Datenaufnahmesystem

Die riesigen Datenmengen, die der HADES-Detektor bei solch einem Experiment produziert, machen eine Vorauswahl nötig. Zur Anreicherung der Daten mit physikalisch relevanten Ereignissen, z.B. Leptonenereignissen, wird ein mehrstufiges Triggersystem eingesetzt. So erreicht man eine Verringerung der Detektor-Totzeit und eine gleichzeitige Reduzierung der aufgezeichneten Datenmenge. Bei Schwerionenreaktionen sind ausserdem bevorzugt zentrale Kollisionen erwünscht, welche sich durch eine höhere Multiplizität auszeichnen. Diese werden durch den bereits erwähnten Level 1 Trigger selektiert, der als Kriterium eine hohe Multiplizität in den META-Detektoren verlangt. Diese setzt sich aus der Summe der TOFINO und TOF Signale zusammen. Dabei handelt es sich allerdings um eine Multiplizität von Auslesesignalen, die noch keine Zuordnung zu Teilchenspuren besitzen. Die benötigte Zeit für die Level 1 Trigger Entscheidung liegt bei unter 100 ns und ist damit um ca. einen Faktor 10 kleiner als die typische Zeit zwischen zwei Reaktionen bei einer Rate von 10⁶/s.

Die zweite Triggerstufe (Level 2 Trigger) sucht mit schnellen Algorithmen nach Leptonenkandi-

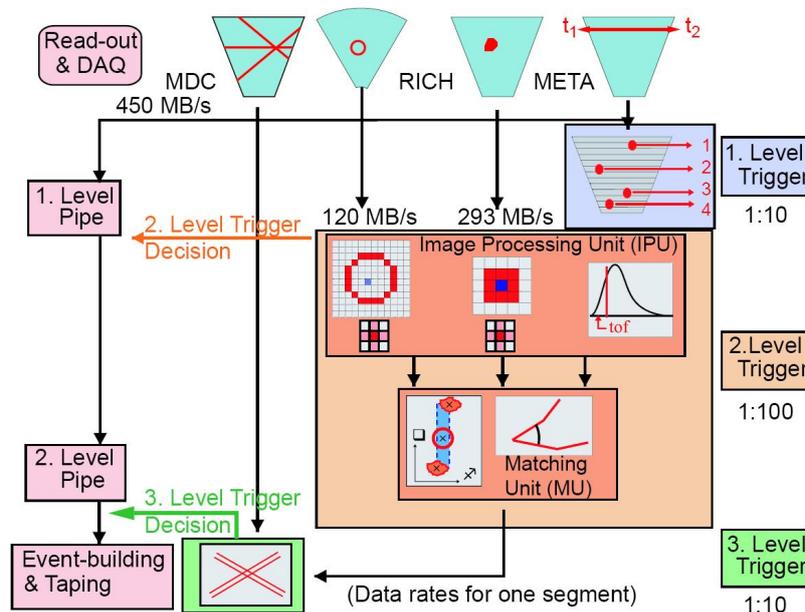


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des dreistufigen Trigger- und Datenaufnahmesystems. Die erste Stufe (Level 1) triggert auf die Multiplizität in den META Detektoren, in der zweiten Stufe (Level 2) werden Leptonenkandidaten gesucht. Die dritte Stufe (Level 3) existiert bisher nur als Softwareemulation.

daten auf Basis der Level 1 Entscheidung. Zunächst werden für e^+/e^- charakteristische Signale

¹Resistive Plate Chamber

im RICH-, SHOWER- und TOF/TOFino-Detektor gesucht, also RICH Ringe, Flugzeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit ($t_{TOF} \approx 7ns$) und Signale im PreSHOWER Detektor. Diese Suche wird mittels elektronischer Bildverarbeitungseinheiten (Image Processing Units - IPUs) zur Mustererkennung durchgeführt. In der *Matching Unit* (MU) werden anschließend diese Signale über die Orts- und Winkelinformationen der Detektoren miteinander korreliert. Die Level 2 Trigger Entscheidung benötigt ca. $10\mu s$ und trifft auf ca. 1% der Level 1 getriggerten Ereignisse zu. Um die Level 2 Triggereffizienz zu bestimmen und zur Normierung der Daten müssen Level 1 getriggerte Reaktionen unabhängig von der Level 2 Entscheidung zusätzlich aufgenommen werden. Die schematische Darstellung des Triggerkonzeptes ist in Abbildung 2.6 aufgezeigt. Typische Werte zu Triggerraten und den daraus resultierenden aufgenommenen Datenmengen für die Strahlzeit vom September 2005 ($Ar + KCl$ bei $1.756 AGeV$) finden sich in Tabelle 2.1.

Level 1 Rate (Spill max.)	≈ 4.2 kHz
Level 2 Rate (Spill max.)	≈ 1.3 kHz
Eventbuilder Rate (Spill max.)	≈ 12 MB/s
Datenrate im Speichermedium	≈ 6.7 MB/s
Reaktionsrate im Speichermedium	≈ 650 Hz

Tabelle 2.1: Typische Trigger- und Datenraten während der Strahlzeit vom September 2005 ($Ar+KCl$ bei $1.756 AGeV$). Die hier aufgeführten Triggerwerte beziehen sich auf das Spillmaximum. Die auf Band geschriebenen Raten sind über einen Zeitraum von ca. 5 Minuten gemittelt.

2.4 Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

2.4.1 Spursegmentierung

Im Gegensatz zu einer *time projection chamber* (TPC) ist eine kontinuierliche Spurverfolgung mit den Vieldrahtdriftkammern nicht möglich, da diese nur einen sehr kleinen Teil der Spur abdecken. Die Informationen der Driftkammern müssen also die Durchflugpunkte und Richtungen geladener Teilchen so genau wieder geben, dass man den restlichen Verlauf der Spur interpolieren kann.

Aus den Messungen jeder einzelnen Driftkammer kann ein Spurpunkt mit hoher Auflösung rekonstruiert werden. Um Fehlinformationen durch falsche Zuordnungen von Signaldrähten aus anderen Spuren und Rauschdrähte zu vermindern, fasst man jedoch die beiden inneren bzw. die beiden äußeren MDCs als Gruppe zusammen (*combined-modus*). Für jede Teilchenspur wird dementsprechend ein Spursegment, bestehend aus Position und Richtung, vor und nach dem Magnetfeld bestimmt. Wobei die Prozedur der Spursegmentanpassung in zwei Schritte, den so genannten *cluster finder* und den *segment fitter* unterteilt wird. Eine detailliertere Beschreibung des Verfahrens findet sich in [Sch08].

2.4.2 Impulsbestimmung

Wie erwähnt, basiert die Impulsbestimmung des HADES Magnetspektrometers auf der Ablenkung von geladenen Teilchen im Magnetfeld. An jedem Punkt im Magnetfeld mit Flussdichte \vec{B} wirkt die Lorentzkraft \vec{F} senkrecht zur Impuls- \vec{p} bzw. Geschwindigkeitsrichtung \vec{v} der Teilchen mit Ladung q , sowie senkrecht zu \vec{B} . Entlang der Trajektorie mit Weg s ergibt sich dementsprechend eine totale Impulsablenkung \vec{p}_{tot} von:

$$\Delta\vec{p}_{tot} = \vec{p}_{out} - \vec{p}_{in} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s}. \quad (2.1)$$

Hierbei sind \vec{p}_{in} und \vec{p}_{out} die Impulsvektoren der eingehenden bzw. ausgehenden Teilchen aus dem Magnetfeld. Da die Gleichung keine explizite Abhängigkeit vom Impuls enthält, ist $\Delta\vec{p}_{tot}$ in 1. Näherung impulsunabhängig. Der Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ zwischen den Vektoren \vec{p}_{in} und \vec{p}_{out} ergibt sich aus

$$\sin\left(\frac{\Delta\Theta}{2}\right) = \frac{|\Delta\vec{p}_{tot}|}{2|\vec{p}|}, \quad (2.2)$$

wobei gilt: $|\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}| = |\vec{p}|$. Abbildung 2.7 verdeutlicht die Situation.

Es wurden drei Verfahren entwickelt, welche auf Grundlage der gemessenen Spursegmente und der

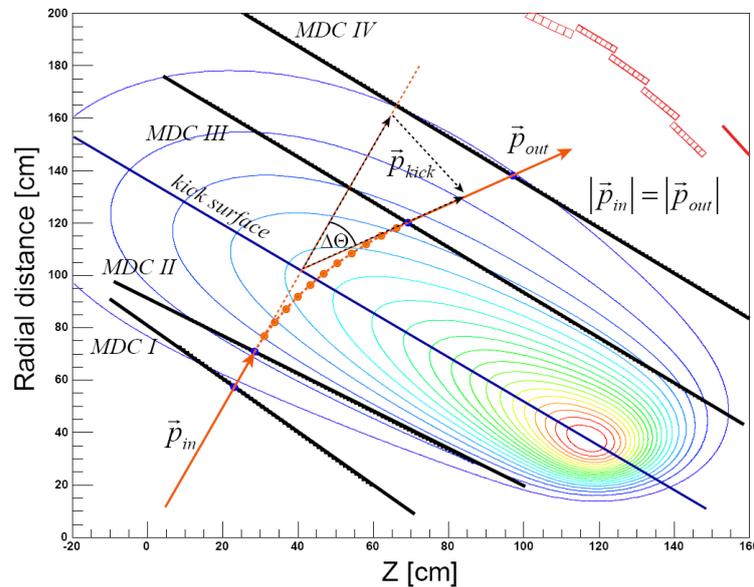


Abbildung 2.7: Ablenkung eines geladenen Teilchens mit eingehendem Impuls \vec{p}_{in} im Magnetfeld (Konturlinien). Anhand des Ablenkwinkels $\Delta\Theta$ und der *kick surface* Position lässt sich der Teilchenimpuls berechnen. Um eine höhere Impulsauflösung zu erreichen, werden die Bewegungsgleichungen an mehreren Stützpunkten (orangene Punkte) entlang einer angenommenen Teilchentrajektorie gelöst (*spline*-Methode), bzw. die Trajektorie wird iterativ durch Lösung der Bewegungsgleichungen mit variablen Schrittlängen im Magnetfeld rekonstruiert (*Runge-Kutta*-Methode).

bekanntenen magnetischen Feldstärke (Magnetfeldkarte) Impulse mit einer theoretischen Auflösung von ca. 1% berechnen können.

Kick surface Impulsbestimmung

Die *Kick surface*-Methode ist die primitivste, aber auch schnellste Methode. Statt von einer kontinuierlichen Richtungsänderung wird von einer einzelnen Änderung (Kick) und einer erfolgenden Ablenkung nur in polarer Richtung ausgegangen. Die Kreuzungspunkte der in das Feld hinein extrapolierten geraden Spursegmente vor \vec{p}_{in} und hinter der Feldregion \vec{p}_{out} lassen sich so parameterisieren,

dass sie alle auf einer virtuellen Ebene, der *kick plane*, liegen. Aus der Position der Teilchenspur auf dieser virtuellen Ebene und der META Ortsinformation lässt sich der Ablenkwinkel $\Delta\Theta$ berechnen. Die Impulsüberträge $\Delta\vec{p}_{tot}$ wurden durch eine GEANT-Simulation tabelliert. Durch Gleichung 2.2 kann der Teilchenimpuls berechnet werden. Dabei ist die Auflösung stark impulsabhängig und wird zusätzlich durch die Ortsauflösung der META-Detektoren beeinflusst.

Spline Impulsbestimmung

Sind mindestens drei Driftkammern in einem Sektor vorhanden, kann die hochauflösende *spline*-Methode durchgeführt werden [Rus06]. Die Methode basiert auf der Lösung der Bewegungsgleichungen, der zuvor bestimmten Teilchentrajektorien. Die Bewegungsgleichungen folgen aus der Lorentzkraft explizit für jede Koordinate folgen. Diese werden durch Anpassung eines quintischen Splines zwischen den geraden Segmenten der inneren bzw. äusseren MDCs approximiert (siehe 2.7). Als Randbedingungen gehen die Positionen der Spurpunkte und deren erste und zweite Ableitungen (Richtungen) in die Gleichungen ein. Die Annahme einer Ablenkung nur in Polarwinkelrichtung ist nicht mehr nötig. Als schnelles und hochauflösendes Verfahren dient der mit Hilfe der Spline Methode bestimmte Impuls als Startwert für die iterative Runge-Kutta Methode.

Runge-Kutta Impulsbestimmung

Da auch im Bereich der MDCs noch ein Magnetfeld herrscht, ist die Annahme von geraden Spursegmenten zwischen den inneren bzw. äusseren Driftkammern nur eingeschränkt korrekt. Abbildung 2.7 zeigt, dass sich Ausläufer des Magnetfeldes bis in den Bereich der Driftkammern erstrecken, was vor allem bei Teilchen mit geringem Impuls zu starken Abweichungen von einer geraden Trajektorie führt. Weiter ist das Spline Verfahren kein realistisches Spurmodell, das Effekte, wie *curlende* Spuren, große Ablenkungen in azimuthaler Richtung nahe den Spulen und den Energieverlust der Teilchen, berücksichtigt.

Um eine realistische Beschreibung der Teilchenspuren zu erhalten werden daher die Bewegungsgleichungen mit den Startwerten des Splineverfahrens numerisch gelöst. Aus der Lösung der Gleichungen am Startpunkt wird der nächste Spurpunkt des Teilchens durch Extrapolation bestimmt. Bei der Wahl der Schrittweite muss ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und Präzision eingegangen werden. Rekursiv wird auf diese Weise die Teilchenspur rekonstruiert und aus dem Vergleich mit gemessenen Spurpunkten ein Qualitätskriterium abgeleitet, anhand dessen eine Optimierungsprozedur den optimalen Impuls ermittelt. Die Zahl der Iterationen ist auf maximal 11 beschränkt, anschließend wird ein χ^2 -Wert ausgegeben, der die Qualität der bestimmten Trajektorie beschreibt.

Auf diese Weise lässt sich die komplette Teilchenspur vom Target bis zum META Detektor berechnen. Wie bereits bei der Flugzeitmessung wird auch für die Impulsbestimmung der Energieverlust der Teilchen bisher nicht berücksichtigt.

Für die Impulsbestimmung in der folgenden Datenanalyse wird ausschließlich auf die hochauflösende Runge-Kutta-Methode zurückgegriffen.

Kapitel 3

Datenanalyse

„To boldly go where no man has gone before.“
Star Trek Intro

3.1 Das Experiment

Im September/Oktober 2005 wurde das Experiment an der Gesellschaft für Schwerionenforschung mit dem HADES Spektrometer durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen Experimentaufbau mit statinärem Target, in dem ein Schwerionenstrahl (Projektil) auf ein ruhendes Ziel (Target) gelenkt wird. Im Laborssystem befindet sich also einer der zur Kollision gebrachten Atomkerne in Ruhe. Ursprünglich war eine dreiwöchige Strahlzeit des Stoßsystems $Ca + Ca$ bei $2.0 AGeV$ vorgesehen. Es stellten sich jedoch Probleme ein, so dass auf das System $Ar + KCl$ bei der maximal möglichen SIS Energie von $1.756 AGeV$ gewechselt werden musste. Als Bedingung für den Level 1 Trigger wurde eine Multiplizität von mindestens 18 Signalen im META-Detektor verlangt, als Bedingung für den Level 2 Trigger mindestens ein Lepton Kandidat im RICH- und den META-Detektoren. Die mittlere Triggerrate für die aufgezeichneten Ereignisse lag bei $3.5 kHz$.

Strahl und Target	
Strahlenergie	$E_{kin} = 1.756 AGeV$
Strahlionen	$^{40}_{18}Ar$
Target	$^{39,098}_{19}K^{35,459}Cl$
Dichte	$\rho = 1.988 g/cm^3$
Dicke	$s = 1.25 mm$
Durchmesser	$d = 3 mm$
Segmentierung	4-fach segmentiert, 9 mm

Tabelle 3.1: Strahl- und Targetdaten

3.2 Datenkalibration

In komplexen Experimenten, wie HADES, in dem Signale aus verschiedenen Einzeldetektoren mit ca. 80000 Kanälen ausgelesen werden, muss eine lange Kette von Datenkalibrationen und Rekonstruktionen durchlaufen werden, bis aus den Rohdaten physikalisch relevante Informationen wie Impuls, Flugzeit oder Energieverlust der Teilchen, gezogen werden können.

Die Datenaufnahme des Experiments (**Data Acquisition - DAQ**) fasst die Daten aller 200000 getriggerten Reaktionen pro Datei in ca. 4600 *hld*-Dateien, von jeweils 2.0 GB zusammen. Diese Rohdatenformate beinhalten die digitalisierten Detektorsignale und besitzen, bezogen auf den Zeitpunkt der Aufnahme, eine eindeutige Kennung. Mit Hilfe der Datenbank Oracle wird eine Verbindung zwischen den Detektor-Daten und den Daten des *slow-control* Systems, welches die Funktionen der Detektoren überwacht, hergestellt und Dateien aus Zeitintervallen, in denen Detektoren Instabilitäten aufwiesen oder komplett ausgefallen waren, ausgeschlossen.

Im nächsten Schritt erfolgt die Kalibrierung der einzelnen Detektoren, wofür eine genaue Kenntnis der Detektorenpositionen nötig ist (siehe [Sch08]). Die Kalibrationen umfasst die folgenden Schritte:

- Kalibration der START/VETO und Flugzeiteichung der TOF/TOFino-Detektoren anhand von Elektronen
- Kalibration der Zeit-Nullpunkte und Steigungs-Parameter für alle Kanäle der Vieldrahtdriftkammern (cal1, [Mar05], [Tei07])
- Bestimmung der Orts-Zeit Relation für die verschiedenen Driftzellen, Hochspannungen und Gasmischungen der MDCs (cal2, [Mar05])
- Energieverlustkalibration der Vieldrahtdriftkammern ([Mar05])
- Positionsbestimmung aller Detektoren relativ zum Magnetfeld ([Sch08])

Anschließend werden die 4600 *hld*-Dateien in *Data Summary Tapes* (DST), die physikalisch relevante Daten wie Impuls und Teilchensporkandidaten enthalten, umgewandelt. Der Impuls wird dabei für jeden Sporkandidaten über die drei Methoden *Kick-track*, *Spline* und *Runge-Kutta*, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, bestimmt.

3.3 Spurselektion

Die Zuweisung der Detektortreffer ist nicht immer eindeutig, so dass sich mehrere Sporkandidaten Treffer in Einzeldetektoren teilen können. Im Vergleich zu den vorangegangenen Strahlzeiten liegt die mittlere Multiplizität der Partizipanten in dem Stoßsystem $Ar+KCl$ um ca. einen Faktor 4 höher als in den vorangegangenen $C+C$ -Experimenten, womit die Wahrscheinlichkeit für Fehlzweisungen ansteigt. Sowohl für die Leptonen- [Lan08], wie für die Hadronenanalyse wird diese Spurselektion separat, nach der DST-Produktion durchgeführt.

Als Qualitätskriterium für die Auswahl der Spuren wird das Produkt der beiden Spurqualitätsvariablen χ_{RK}^2 und χ_{META}^2 verwendet. Dabei berechnet sich das Qualitätsmaß χ_{META}^2 aus der geometrischen Abweichung der Trefferposition im Meta-Detektor zu dem extrapolierten äußeren Spursegment. Die Größe χ_{RK}^2 berechnet sich aus der geometrischen Abweichung der rekonstruierten Teilchenspur von den bestimmten Treffern in den inneren und äußeren Driftkammern (siehe auch Abschnitt 3.7.3). Entsprechend dieses Qualitätsmerkmals werden die Teilchensporkandidaten sortiert und beginnend mit der besten Kombination alle Bestandteile der Teilchenspuren nach einmaliger Verwendung aus der Liste der Kombinationsmöglichkeiten gestrichen. Nach der Sortierung liegen nun eindeutige Teilchenspuren vor, die für die weitere Datenanalyse in Form von N-Tupeln gespeichert werden.

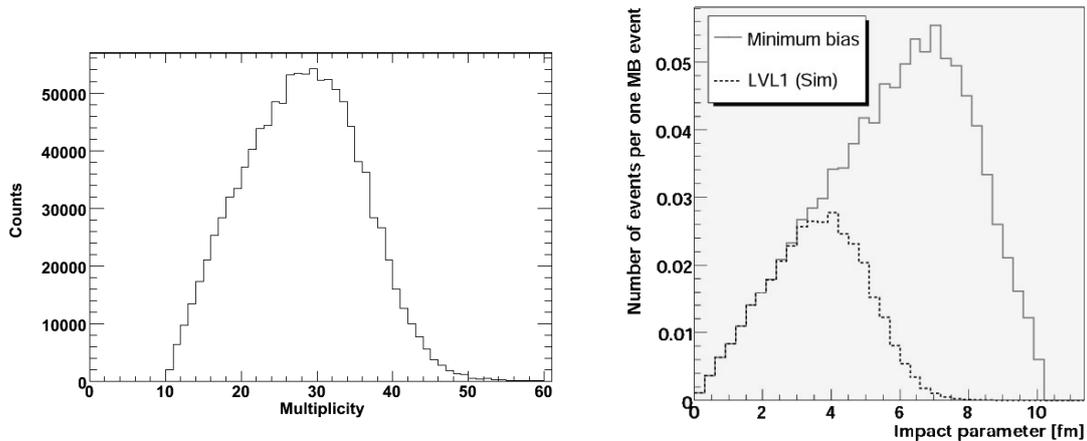


Abbildung 3.1: a) Gemittelte Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen der inneren Driftkammern und der Metadetektoren b) Die Stoßparameterverteilung für Level-1 getriggerte Ereignisse und mit dem Transportmodell UrQMD simulierte Reaktionen

3.4 Zentralitätsauswahl

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung einer Schwerionenreaktion ist die Zentralität. Diese wird über den Stoßparameter b , der den minimalen Abstand der Schwerpunkte zweier kollidierender Teilchen angibt, charakterisiert. Physikalische Größen wie die Teilchenproduktionsrate (*yield*), oder der inverse Steigungsparameter T_B sind von der Zentralität abhängig.

Für die Beobachtung von Medium-Effekten sind zentrale Stöße erwünscht, da an diesen Reaktionen am meisten Partizipanten teilnehmen und damit mögliche Effekte wahrscheinlicher werden als in peripheren Stößen. Ein experimentelles Maß für die Zentralität einer Reaktion sind daher die gemessenen Teilchenmultiplizitäten. Allerdings ist die Anzahl der mittleren Partizipanten, die über die Zentralität der beobachteten Reaktionen bestimmt wird, mit dem existierenden Experimentaufbau nicht unabhängig zu bestimmen. Daher ist man auf Simulationen angewiesen.

Zur Untersuchung der Zentralitätsselektion des verwendeten Triggers werden Ereignisse verwendet, die mit Hilfe des Transportmodells UrQMD¹ [ea98] simuliert wurden. Ohne Verwendung eines Triggers würde man genau diese Ereignisse aufzeichnen. Durch Vergleiche der Multiplizität im META-Detektor in simulierten und experimentellen Ereignissen, sowie Messungen mit und ohne Target zur Korrektur möglichen Detektorrauschens lässt sich der mittlere Stoßparameter der aufgezeichneten Ereignisse und damit der Effekt des Triggers bestimmen. Die Verteilungen der Stoßparameter für aufgezeichnete Reaktionen und simulierte Ereignisse sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Der mittlere Stoßparameter ergibt sich zu 3.5 fm, was den 34% zentralsten Ereignissen entspricht.

Die mittlere Anzahl von Partizipanten wurde nach [JJ81] zu

$$\langle A_{Part} \rangle = \frac{A_P A_T^{2/3} + A_T A_P^{2/3}}{(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2} \quad (3.1)$$

mit der Anzahl der Targetpartizipanten A_T und der Projektielpartizipanten A_P bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion Ar+K größer als der der Reaktion Ar+Cl ist, wurde $\langle A_{Part} \rangle$ im System Ar+KCl näherungsweise durch Mittelung der Werte beider Teilsysteme berechnet. Die Ergebnisse

¹Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics

sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Eine ausführliche Beschreibung der Bestimmung des Stoßparameters und der mittleren Anzahl von Partizipanten in den aufgezeichneten Daten findet sich in [Kri08].

Trotz Verwendung des Triggers wurden in geringer Anzahl leere Ereignisse herausgeschrieben [Pri07a].

Trigger	System	$\langle A_{Part} \rangle$
Minimum Bias	Ar+K	19.7
Minimum Bias	Ar+Cl	18.8
Minimum Bias	Ar+KCl	19.25
Level-1	Ar+KCl	38.5

Tabelle 3.2: Mittlere Anzahl der Partizipanten im System Ar+KCl.

Um diese Ereignisse von der weiteren Analyse auszuschließen wird eine kombinierte Multiplizität von jeweils mindestens 10 Detektortreffern in den inneren Driftkammern und im META-Detektor verlangt. Diese Multiplizitäten entsprechen noch keinen Teilchenspuren, sind aber ausreichend, um leere Ereignisse zu diskriminieren.

3.5 Teilchenidentifikation

Zur Identifikation von geladenen Hadronen mit dem HADES-Detektor stehen 4 Informationen zur Verfügung, die Flugzeit, die Ablenkung im Magnetfeld, aus der der Impuls berechnet wird und der Energieverlust der Teilchen in den Driftkammern bzw. in den Flugzeitwänden. Die Polarität der Teilchen wird dabei über die Richtung der Ablenkung, die die Teilchen beim Durchfliegen des Magnetfeldes erhalten, bestimmt. Im Falle der Ar+KCl-Strahlzeit, war das Magnetfeld so gepolt, dass positive Teilchen zur Strahlachse hin und negative von dieser wegelenkt wurden. Neutrale Teilchen können nur über ihre geladenen Zerfallsprodukte mit Hilfe des invarianten Massenspektrums nachgewiesen werden [Sch08].

3.5.1 Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung

Die Rekonstruktion des Teilchenimpulses bezieht sich für die weiteren Analyseschritte auf die hochauflösende Runge-Kutta Methode. Dieses Verfahren ermittelt zusätzlich zu dem Impuls p auch die zurückgelegte Flugstrecke s des Teilchens. Die Polarität des Teilchens wird durch das *Spline*-Verfahren ermittelt. Die Flugzeit t ergibt sich aus der Differenzzeit des START Detektor Signals und der TOF- und TOFino/SHOWER-Detektor Signale. Aus Kenntnis dieser Größen lässt sich nach:

$$m = \frac{p}{\gamma \cdot \beta \cdot c}, \quad (3.2)$$

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.3)$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (3.4)$$

$$v = \frac{s}{t}. \quad (3.5)$$

die Masse der jeweiligen Teilchen berechnen. Trägt man β gegen den Impuls auf und wendet einen graphischen Schnitt zur Teilchenidentifikation an, entspricht dies also einem impulsabhängigen Massenschnitt. Für extrem schnelle Teilchen mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit c ist

es möglich, dass Messungenauigkeiten zu gemessenen Geschwindigkeiten größer als die Lichtgeschwindigkeit führen. In diesem Fall wird β größer 1. Um die daraus resultierenden imaginären Massen zu vermeiden, wird die quadratische Masse m^2 verwendet:

$$m^2 = \frac{p^2}{\gamma^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2} \quad (3.6)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Flugzeitauflösung (siehe Abschnitt 2.2.2) muss zwischen TOF und TOFinno Detektor unterschieden werden. Da in der weiteren Kaonenanalyse nur der Bereich der hochauflösenden TOF-Flugzeitwand verwendet wird, zeigt Abbildung 3.2 die über alle Sektoren gemittelte Korrelation zwischen bestimmter Flugzeit und Impuls für diesen Spektrometerbereich.

Wie in den Abschnitten 2.2.2 und 2.4.2 erwähnt, wird weder für die Impulsbestimmung noch für

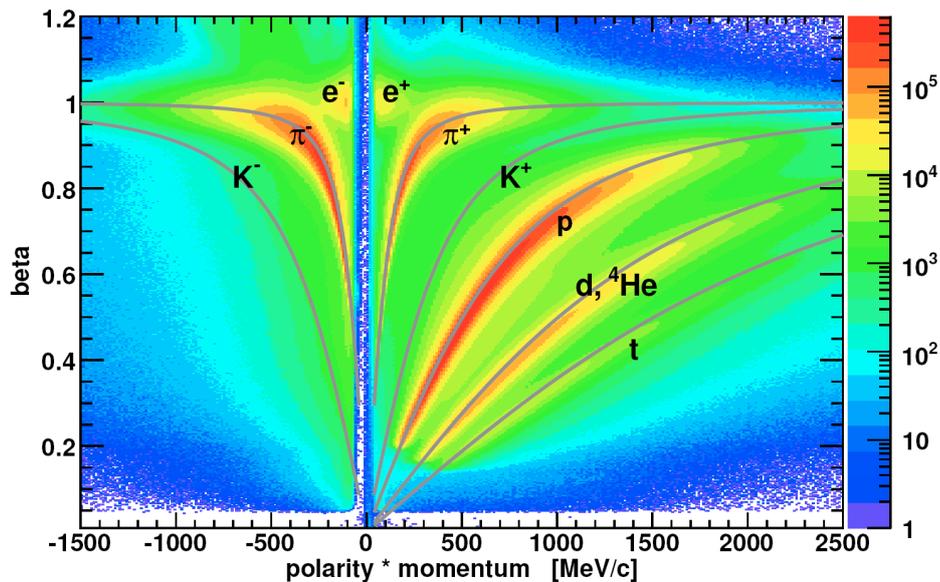


Abbildung 3.2: Darstellung der Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Flugzeitmessung.

die Flugzeitmessung der Teilchen eine Korrektur des Energieverlustes vorgenommen. Zusätzlich fehlt noch eine Korrektur des *walk effect* für die Flugzeitmessung. Da alle diese Effekte in die Berechnung der Masse eingehen, siehe Formel 3.6, und eine Impulsabhängigkeit aufweisen, führt dies zu einer impulsabhängigen Teilchenmasse. Die gemessene Protonenmasse im Bereich des TOF-Detektors gemittelt über alle 6 Sektoren für Laborimpulse unter 300 MeV/c liegt $872 \text{ MeV}/c^2$ bei und für Laborimpulse größer 1000 MeV/c bei $932 \text{ MeV}/c^2$ bei vernachlässigbaren Fehlern. Die Abweichungen sind im Bereich des TOFinno-Detektors noch ausgeprägter. Versuche einer nachträglichen Kalibrierung werden in Anhang C diskutiert, sind allerdings aufgrund der Überlagerung der einzelnen Effekte nicht trivial. Für die spätere Kaonenidentifikation stellt dies jedoch kein Problem dar, da diese in differentiellen Massenspektren erfolgt (siehe 3.7).

3.5.2 Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Energieverlustmessung der Driftkammern

Obwohl die Driftkammern nicht für eine Energieverlustmessung vorgesehen waren, ist es möglich ihr Auslesesignal so zu kalibrieren, dass man diese zusätzliche Information erhält. Diese wird auf Einheiten der Bethe-Bloch-Formel 3.7, die den Energieverlust von relativistischen Teilchen in Materie beschreibt, siehe Abbildung 3.3, normiert.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.7)$$

z - die Ladung des einfallenden Teilchens

Z, A - die Kernladungs- und Massenzahl des Gases

m_e - die Elektronenmasse

r_e - der klassische Elektronenradius (3.8)

N_A - Avogadro-Zahl

I - eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante

δ - Dichtekorrekturterm

Wobei T_{max} die maximale kinetische Energie ist, die auf ein freies Elektron in einem einfachen Stoß übertragen werden kann:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (3.9)$$

M - Masse des stoßenden Teilchens

Dies ermöglicht einen schnellen Vergleich mit theoretisch berechneten Energieverlustkurven für verschiedene Teilchen. Eine detaillierte Beschreibung der Kalibrierung der Ausleseelektronik findet sich in [Sch08]. In Abbildung 3.4 sind die theoretischen Kurven für Pionen, Kaonen und für Protonen eingezeichnet. Für die Identifikation von Pionen und Protonen im Laborimpulsbereich von 0 bis ca. 800 MeV/c ist man nicht auf diese theoretischen Kurven angewiesen, da die Verteilungen beider Teilchen deutlich sichtbar sind. Die Verteilung der Kaonen lässt sich jedoch nicht erkennen, so dass man auf deren theoretischen Verlauf angewiesen ist. In der Analyse werden zur Teilchenidentifikationen graphische Schnitte in den Energieverlusterteilungen angewendet, siehe Abschnitt 3.7.5.

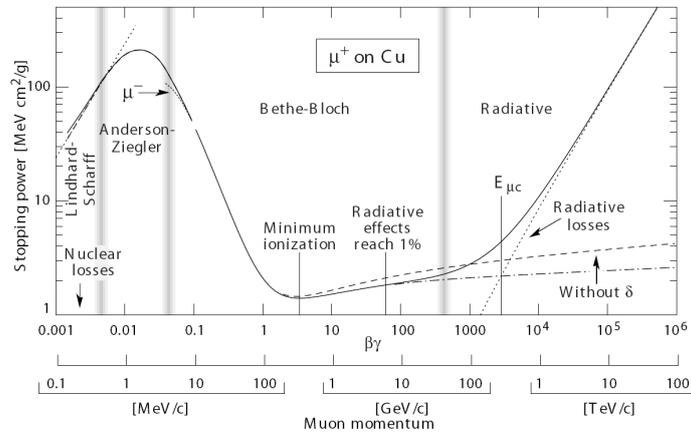


Abbildung 3.3: Der Energieverlust pro Flächenbelegung von Myonen in Kupfer wird hier in einem Impulsbereich von 9 Größenordnungen dargestellt. Zu sehen sind der Energieverlust durch Ionisation mit und ohne Dichtekorrekterterm und die kritische Energie, an der der Beitrag zum Energieverlust durch Strahlungsprozesse dem Beitrag durch Ionisation entspricht [Hag02].

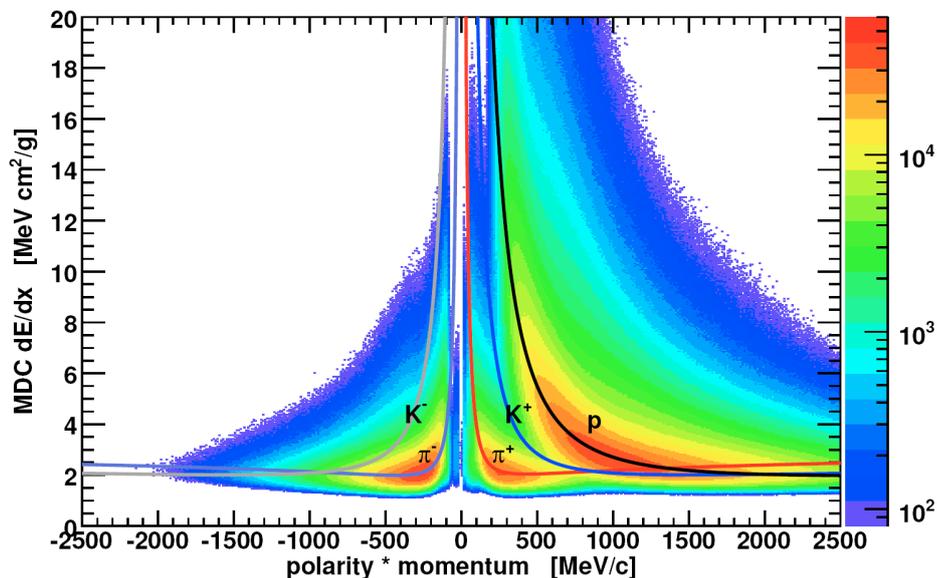


Abbildung 3.4: Der kalibrierte Energieverlust der Vieldrahtdriftkammern als Funktion des Laborimpulses. Die eingezeichneten Kurven wurden mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung berechnet und entsprechend [Sch08] offset korrigiert.

3.5.3 Teilchenidentifikation mittels Impuls- und Energieverlustmessung der Flugzeitwand TOF

Genau wie die MDCs liefern die beiden Flugzeitwände eine Energieverlustinformation. Diese ist unabhängig von denen der MDCs, so dass man über 2 unabhängige Methoden zur Energieverlustmessung verfügt. Aufgrund der im Vergleich zu den MDCs höheren Auflösung der TOF-Flugzeitwand, besitzt auch die aus ihr gewonnene dE/dx -Information eine höhere Auflösung.

Da die dE/dx -Information des TOF-Detektors nicht auf die Einheiten der Bethe-Bloch-Funktion normiert sind, müssen die theoretischen dE/dx -Kurven für die einzelnen Teilchen, an die sichtbaren Verteilungen für Pionen und Protonen angepasst werden [Sch08]. Auch die TOFino-Flugzeitwand liefert eine Energieverlust-Information. Da dieser Bereich des Detektors für die Analyse geladener Kaonen nicht verwendet wird, soll hier jedoch nicht näher darauf eingegangen werden.

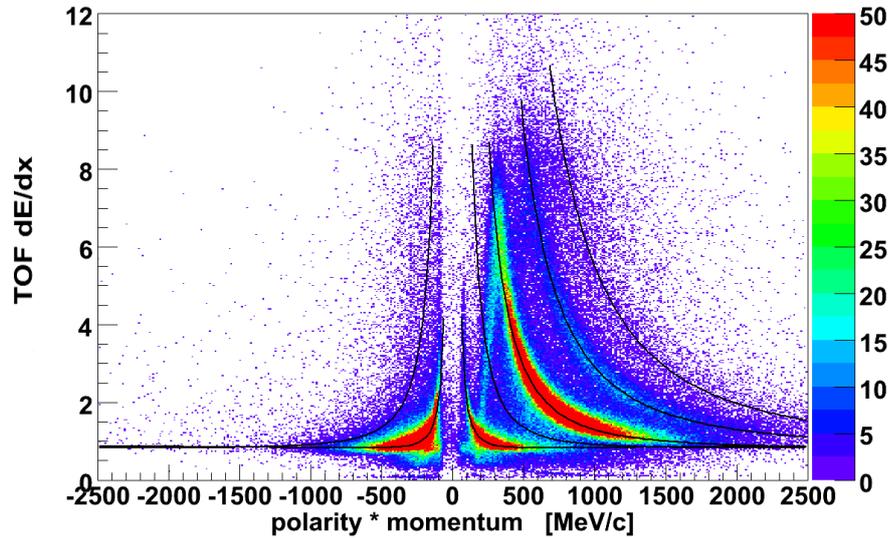


Abbildung 3.5: Der Energieverlust der TOF-Flugzeitwand als Funktion des Laborimpulses. Die eingezeichneten Kurven wurden mit Hilfe der Bethe-Bloch Gleichung, an die sichtbaren Verteilungen der Pionen und Protonen angepasst.

3.6 Akzeptanz für geladene Kaonen

In Abbildung 3.6 sind die, anhand einer GEANT-Simulation (siehe Abschnitt 3.8.4) ermittelten Akzeptanzbereiche für K^+ und K^- als Funktion der Rapidität y und der transversalen Masse $m_t - m_0$ dargestellt.

Die transversale Masse ist definiert als:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (3.10)$$

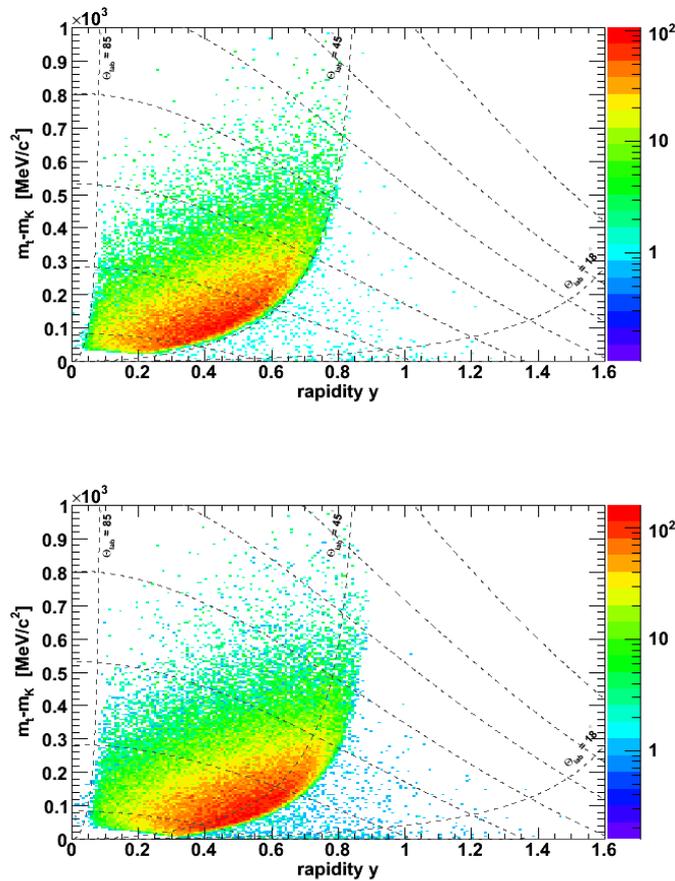


Abbildung 3.6: Die abgedeckte Akzeptanz im TOF-Bereich anhand einer GEANT-Simulation bestimmt, für K^+ (obere Abbildung) und K^- (untere Abbildung) als Funktion der Rapidität y und der transversalen Masse m_t . Der Laborimpuls p_{lab} und die Laborwinkel Θ sind als gestrichelte Linien eingezeichnet.

Die Größe p_t bezeichnet den Transversalimpuls und m_0 der Ruhemasse.

Die Rapidität ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit und ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + (p_{\parallel} \cdot c)}{E - (p_{\parallel} \cdot c)} \right) \quad (3.11)$$

mit der Gesamtenergie E und der zum Strahl longitudinalen Impulskomponente p_{\parallel} . Bis auf eine Verschiebung des Ursprungs ist die Größe Lorentz-invariant.

Eine wichtige Größe ist die Schwerpunktsrapidität y_{cm} . Für symmetrische Systeme ² gilt:

$$\frac{y_{Beam}}{2} = y_{cm} \quad (3.12)$$

Teilchen, die mit Schwerpunktsrapidität emittiert werden, besitzen im Schwerpunktsystem keine longitudinale Geschwindigkeitskomponente. Die Schwerpunktsrapidität für die gewählte Strahlenergie von

²Aufgrund der fast perfekten Symmetrie des Stoßsystems Ar+KCl scheint diese Annahme gerechtfertigt.

1.756 AGeV beträgt $y_{cm}=0.858$. Zur weiteren Analyse wird der Phasenraum in 20 jeweils $25 \text{ MeV}/c^2$ große $m_t - m_0$ Bereiche und 8 Rapiditätsbereiche von jeweils 0.1 y unterteilt.

3.7 Identifikation geladener Kaonen

Da K^+ -Mesonen in Schwerionenreaktionen in etwa 2-3 Größenordnungen weniger häufig als Pionen- und Protonen auftreten und die Kaonenmasse zudem mit $493 \text{ MeV}/c^2$ zwischen der der Pionen- und Protonen-Masse liegt, wird das K^+ -Signal im Massenspektrum ohne die Anwendung zusätzlicher Auswahlkriterien nahezu vollständig überlagert. Als zusätzliche Auswahlkriterien werden neben Schnitten auf die bereits beschriebenen Energieverlustverteilungen der Driftkammern und Flugzeitwand, Schnitte auf die Verteilungen der Spurqualitätsvariablen zur verbesserten Spurauswahl angewendet.

3.7.1 Verlauf des Untergrundes

Die Position des Kaonensignals zwischen dem Pionen und Protonensignal erschwert eine realistische Beschreibung des Untergrundes, da dieser zu beiden Seiten des Signals ansteigt. Da es sich hierbei um die nicht gaußförmigverteilten Ausläufer der Pionen- und Protonen-Verteilungen handelt, ist auch eine theoretische Voraussage problematisch. Der beiderseitige Anstieg an den Flanken des K^+ -Signals destabilisiert zudem die Untergundanpassung, so dass diese stark von dem ausgewählten Bereich der Anpassung abhängen. Der Verlauf des Untergrundes unter dem K^+ -Signal kann also aufgrund seiner Form nur schlecht interpoliert werden. Ein weiteres auftretendes Problem sind Artefakte der Energieverlustschnitte, die als falsche Kaonensignale interpretiert werden können. Ohne eine verfeinerte Spurauswahl treten sie in der gleichen Stärke wie das Kaonensignal auf (siehe Anhang B).

3.7.2 Analysestrategie

Aufgrund der zahlreichen Probleme, die eine Beschreibung des Untergrundes erschweren, wurde versucht, durch die erwähnten Schnitte den Untergrund so weit zu reduzieren, dass der aus der Untergundanpassung resultierende Fehler nur einen möglichst geringen Einfluss auf die zu bestimmenden Zählraten der Kaonen hat. Im Folgenden werden die verschiedenen Auswahlkriterien und ihre Einstellung näher beschrieben. Die Optimierung erfolgt dabei immer auf die maximal mögliche Reduktion des Untergrundes ohne an Signifikanz des Signals zu verlieren.

3.7.3 Verbesserte Spurauswahl

Eine erneute, feinere Spurauswahl wird nötig, um die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen nicht gaußförmig verteilten Ausläufer und Überlagerungen bzw. Mischungen aus Pionen- und Protonensignalen zu reduzieren.

Am Ende der Spurrekonstruktion bzw. Impulsbestimmung werden Qualitätsparameter in Form von χ^2 -Werte ausgegeben, die die Güte der bestimmten Trajektorie beschreiben. Die Spurqualität wird durch 4 Qualitätsparameter beschrieben. Die Größen $\chi_{InnerSeq}^2$ und $\chi_{OuterSeq}^2$ sind ein Maß für die

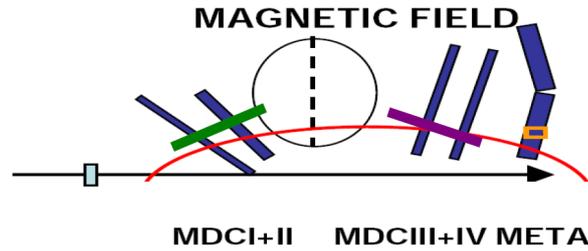


Abbildung 3.7: Detektorquerschnitt zur Verdeutlichung der Spurqualitätsvariablen. Die einzelnen Detektorbereiche, in denen die Spuranpassung durch die einzelnen Variablen beschrieben werden sind eingezeichnet: $\chi^2_{InnerSeq}$: grün, $\chi^2_{OuterSeq}$: magenta, χ^2_{RK} und $\chi^2_{MetaMatch}$: rot.

Abweichung der gemessenen Driftzeiten der inneren bzw. äußeren Driftkammern von den, aus gerade extrapolierten Spursegmenten berechneten Driftzeiten. Die Abweichung der extrapolierten Teilchenspur von den Aufttrittspunkten in den Driftkammern vor und nach dem Magnetfeld wird durch die Spurqualitätsvariable, χ^2_{RK} beschrieben. Die Abweichung der extrapolierten Spur von den Aufttrittspunkten im META-Detektor schließlich wird durch $\chi^2_{MetaMatch}$ (RungeKutta) beschrieben (siehe [Sch08]).

Als erstes werden Spuren aussortiert deren Äußeresegmentanpassung nicht konvergiert, was stark mit dem Wert für χ^2_{RK} , und darüber mit der Bestimmung des Impulses korreliert. Um diese Korrelationen zu vermeiden, wird diese Abfrage gesondert vor der weiteren Spurauswahl behandelt.

Die Einstellung der Schnitte in die Verteilungen der Spurqualitätsvariablen erfolgt für jede Variable gesondert. Dabei wird zunächst ein Massenspektrum mit geringer Statistik gefüllt und die Schnittposition auf die maximal mögliche Reduktion des Untergrundes, ohne an Signifikanz des K^+ -Signals zu verlieren, eingestellt. Mit Signifikanz wird die Ausprägung des Signals über dem Untergrund bezeichnet.

$$S = \frac{N_{Signal}}{\sqrt{N_{Background}}} \quad (3.13)$$

Anschließend werden die Einstellungen mit erhöhter Statistik überprüft.

Tabelle 3.3 zeigt die Werte für die einzelnen Spurqualitätschnitte, sowie den Anteil des Gesamtensembles an Spuren der durch diesen Schnitt entfernt wird. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilungen der einzelnen Spurqualitätsparameter. Der markierte Bereich entspricht der verfeinerten Spurauswahl.

Eine separate Einstellung der Spurqualitätschnitte, optimiert anhand des K^- -Signals, ist aufgrund fehlender Signifikanz des Signals nicht möglich, so dass zur Identifikation negativ geladener Kaonen die gleichen Schnitte angewendet werden.

Spurvariablen Schnitte		
Spurvariable	Schnittwert	Entfernter Anteil
$\chi^2_{InnerSeq}$	< 10	0.17
$\chi^2_{OuterSeq}$	< 20	0.08
χ^2_{RK}	< 25	0.24
$\chi^2_{MetaMatch}$	< 3	0.03

Tabelle 3.3: Schnittwerte der Spurqualitätsvariablen

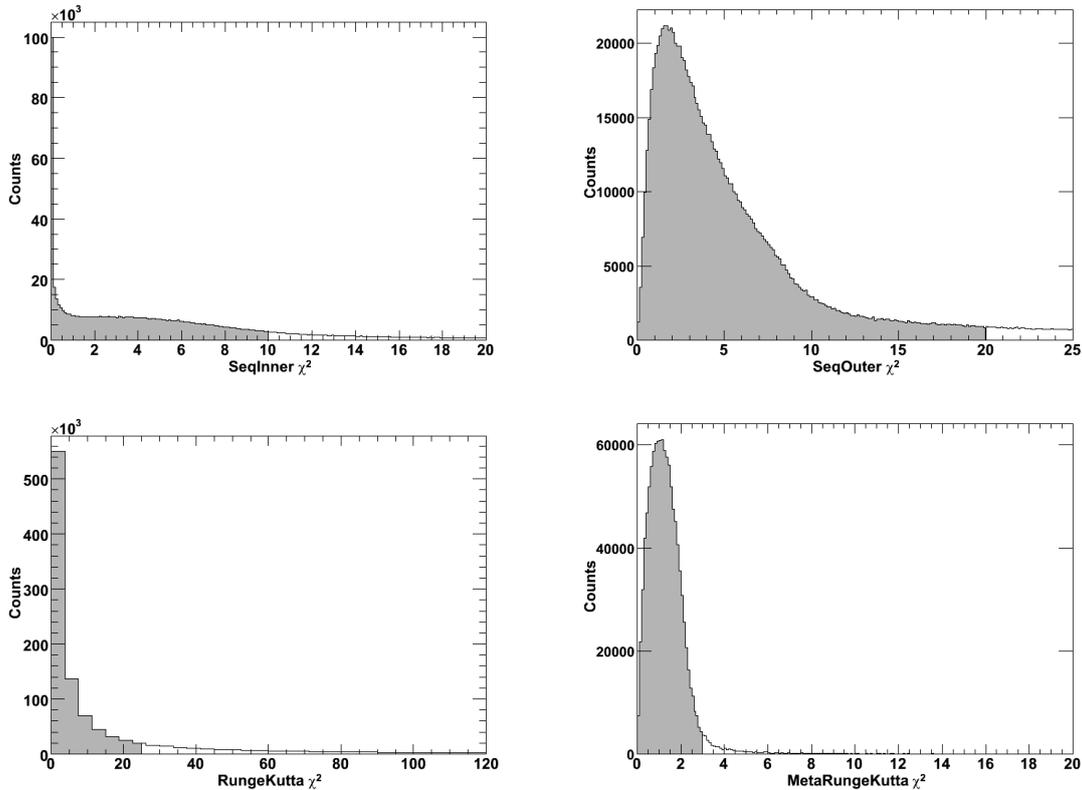


Abbildung 3.8: Verteilung der einzelnen Spurqualitätsvariablen. Der graumelierte Bereich entspricht dem ausgewählten Teil. Die Ausläufer der Verteilungen sind nicht komplett abgebildet.

3.7.4 Sektorenauswahl

Zur Zeit der Experimentdurchführung, waren 2 der 6 Sektoren des HADES-Spektrometers jeweils mit nur einer äußeren Driftkammer bestückt. In diesen Sektoren ergibt sich eine geringere Impulsauflösung und daraus resultierend eine geringere Massenauflösung. Dies wirkt sich stärker für schwerere Teilchen aus. Speziell die linke Flanke des Protonensignals ist dort stärker ausgeprägt und überlagert teilweise das K^+ -Signal. Die mit der Beschränkung auf 4 Sektoren einhergehende Verbesserung des Signals ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Da für die Analyse ausreichend Statistik vorhanden ist und kein Verlust an Phasenraum mit einhergeht, wurden die Sektoren mit nur einer äußeren Driftkammer von der weiteren Analyse ausgenommen.

3.7.5 Schnitte in den Energieverlustverteilungen

In die beschriebenen Energieverlustverteilungen der Driftkammern und der Flugzeitwände lassen sich zur Kaonenidentifikation graphische Schnitte anbringen. Diese werden an den eingezeichneten theoretischen Energieverlustkurven für Kaonen ausgerichtet. Da die Verteilungen eine starke Impulsabhängigkeit aufweisen, erfolgt die Optimierung ebenfalls impulsabhängig. Das Massenspektrum wird in 50 MeV/c große Impulsintervalle aufgeteilt und die Schnitte anschließend auf die maximal mögliche Reduktion des Untergrundes, ohne an Signifikanz des K^+ -Signals zu verlieren, eingestellt. Zur K^- -Identifikation wurde zunächst versucht die Schnitte weiter zu öffnen, da bei Strahlenergien

von $E_{proj} = 1.76$ AGeV keine Antiprotonen auftreten und sie somit nicht das K^- -Signal überlagern können. Eine signifikante Verbesserung konnte jedoch nicht erzielt werden, so dass die Schnitte für die K^+ -Identifikation gespiegelt und zur K^- -Identifikation verwendet wurden. Abbildung 3.9 zeigt die Energieverlustverteilungen und graphischen Schnitte zur Kaonenidentifikation.

Die Optimierung der Energieverlustschnitte muss nach der verfeinerten Spurauswahl erfolgen, um mögliche Fehlidentifikationen von vermischten Pionen- und Protonensignalen als K^+ -Signal zu verhindern.

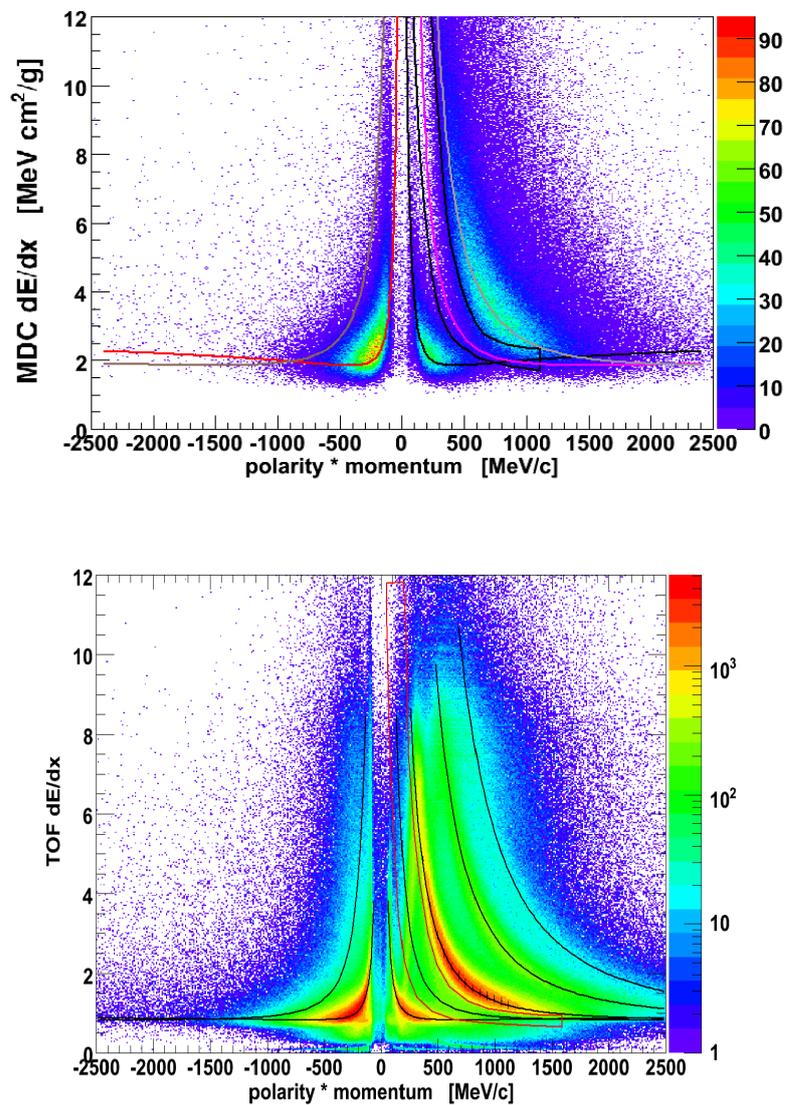


Abbildung 3.9: a) Die Verteilungen der beiden Energieverlustinformationen, mit eingezeichneten theoretisch berechneten Energieverlustkurven für Pionen, Protonen und Kaonen. Ebenfalls eingezeichnet ist der aus dem jeweiligen Ensemble zur K^+ -Identifikation ausgewählte Bereich.

3.7.6 Wirkung der Schnitte

Die Wirkung der Auswahlkriterien und Schnitte bzw. ihre Impulsabhängigkeit ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Zunächst ist das Massenspektrum im TOF-Detektor ohne jegliche Auswahlbedingung gezeichnet, ein K^+ -Signal lässt sich nur erahnen. Nach der verfeinerten Spurauswahl ist ein deutliches K^+ -Signal zu erkennen, welches nach der Beschränkung auf die 4 Kammer-Sektoren an Signifikanz gewinnt. Vor allem die Flanke des Protonensignals wird durch dieses Auswahlkriterium reduziert. Nach zusätzlicher Anwendung beider dE/dx - Schnitte ist neben dem K^+ -Signal auch ein signifikantes K^- -Signal zu erkennen. Die Verbesserung des Signal zu Untergrundverhältnisses ist in Tabelle 3.4 gezeigt.

Die Abhängigkeit der Teilchenidentifikation von dem Impuls ist im rechten Teil der Grafik 3.10 dargestellt. Im niedrigen Laborimpulsbereich sind die K^+ und K^- deutlich von den Pionen separiert. Im Bereich höherer Impulse wird das Kaonensignal zunehmend von dem der Pionen und Protonen überlagert, da sich die Massenauflösung verschlechtert.

Schnitte	Sektoren	Signal zu Untergrund K^+	Signal zu Untergrund K^-
keine	alle	0.1	
keine	4 Kammer	0.6	
ver. Spurauswahl	4 Kammer	1.2	
alle	4 Kammer	7.6	1.3

Tabelle 3.4: Integrales Signal- zu Untergrundverhältnis nach verschiedenen Selektionskriterien im Bereich des TOF-Detektors

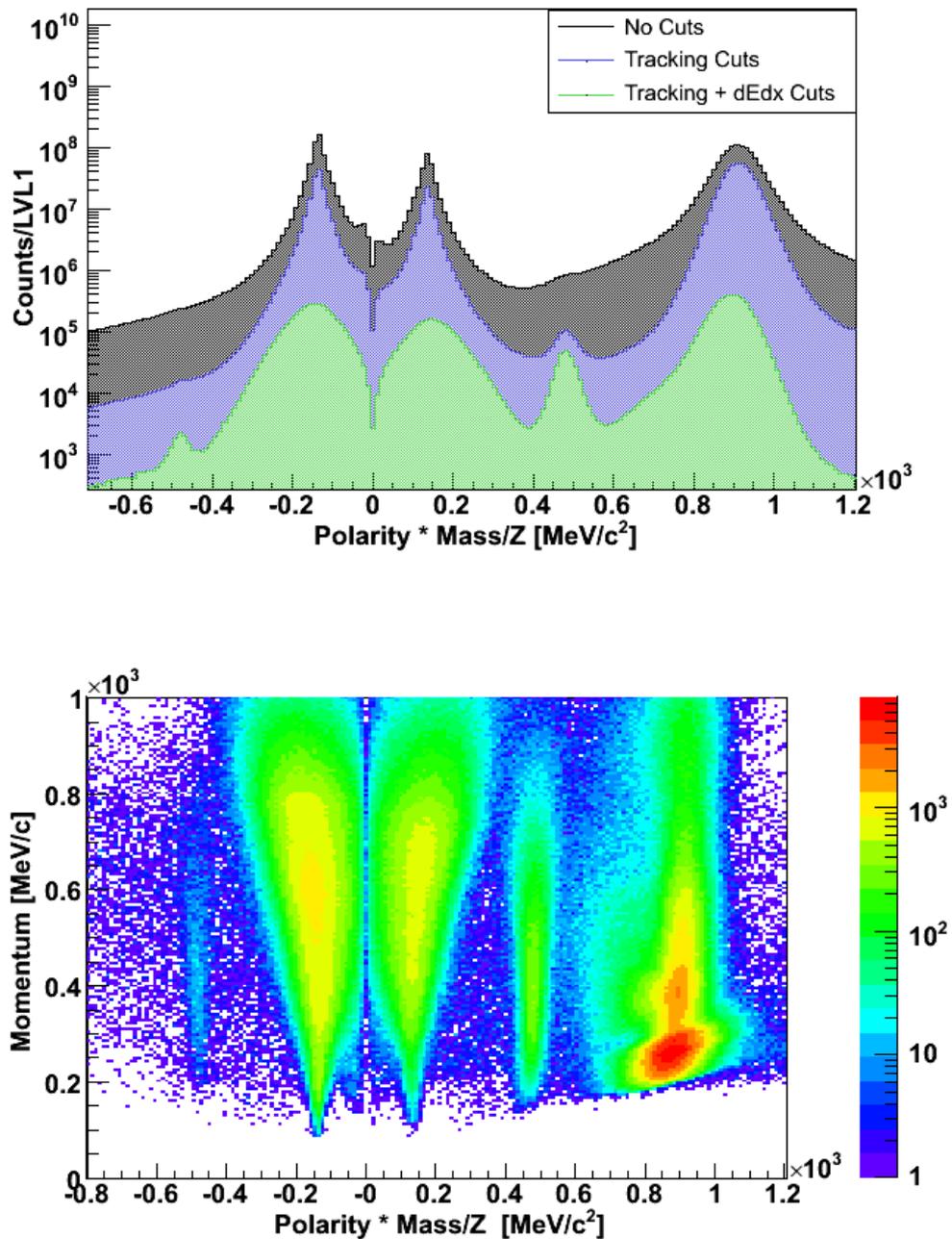


Abbildung 3.10: a) Zur Illustration der Wirkung der Auswahlkriterien ist das Massenspektrum im TOF-Detektor zunächst ohne jegliche Bedingung gezeichnet, nach der verfeinerten Spurauswahl, nach der Spurauswahl und Beschränkung auf die 4 Kammer-Sektoren und nach zusätzlicher Anwendung beider dE/dx - Schnitte. b) Die Impulsabhängigkeit der Teilchenidentifikation ist in der unteren Graphik gut zu erkennen. Im niedrigen Laborimpulsbereich ist das Kaonen-Signal deutlich von dem der Pionen separiert. Mit steigendem Impuls wird diese Separation zunehmend schlechter. Alle Auswahlkriterien sind angewendet.

3.7.7 Bestimmung der Kaonen-Zählrate

Trotz Anwendung der in den vorigen Abschnitten erläuterten Auswahlkriterien und Schnitte zur Kaonenidentifikation, bleibt im Bereich der Kaonenmasse ein Restuntergrund vorhanden, so dass ein Untergrundabzug erfolgen muss.

Zur Bestimmung der differentiellen Kaonenzählrate wird für jede der 160 unterteilten Phasenraumzellen das jeweilige Massenspektrum geplottet. Der Verlauf des Restuntergrundes unter dem Kaonensignal wird durch gleichzeitige Anpassung einer Polynomfunktion an den Verlauf des Untergrundes und einer Gaußfunktion an das Kaonensignal angepasst. Der Untergrundverlauf des K^- -Signals, siehe Abbildung 3.13, wird im gesamten Rapiditätsbereich, der des K^+ -Signals bis $0.2 y$, durch lineare Untergrundanpassung gut beschrieben. Für höhere Rapiditäten wird eine quadratische Untergrundanpassung für das K^+ -Signal nötig, siehe Grafik 3.14. Mit steigendem Laborimpuls wird eine realistische Untergrundanpassung zunehmend schwieriger (siehe Abbildung 3.12).

Die Kaonenzählrate ergibt sich als Zählrate oberhalb der Untergrundfunktion in einem 3σ Fenster um den Schwerpunkt der angepassten Gaußfunktion. In Abbildung 3.14 ist die Kaonenzählrate und das Signal zu Untergrundverhältnis als Funktion der Rapidität y und der transversalen Masse $m_t - m_0$ dargestellt. Aufgrund der impulsabhängigen Massenauflösung des Spektrometers lassen sich Kaonen nicht im gesamten Akzeptanzbereich nachweisen, da ihr Signal zu höheren Laborimpulsen zunehmend von denen der Pionen und Protonen überlagert wird.

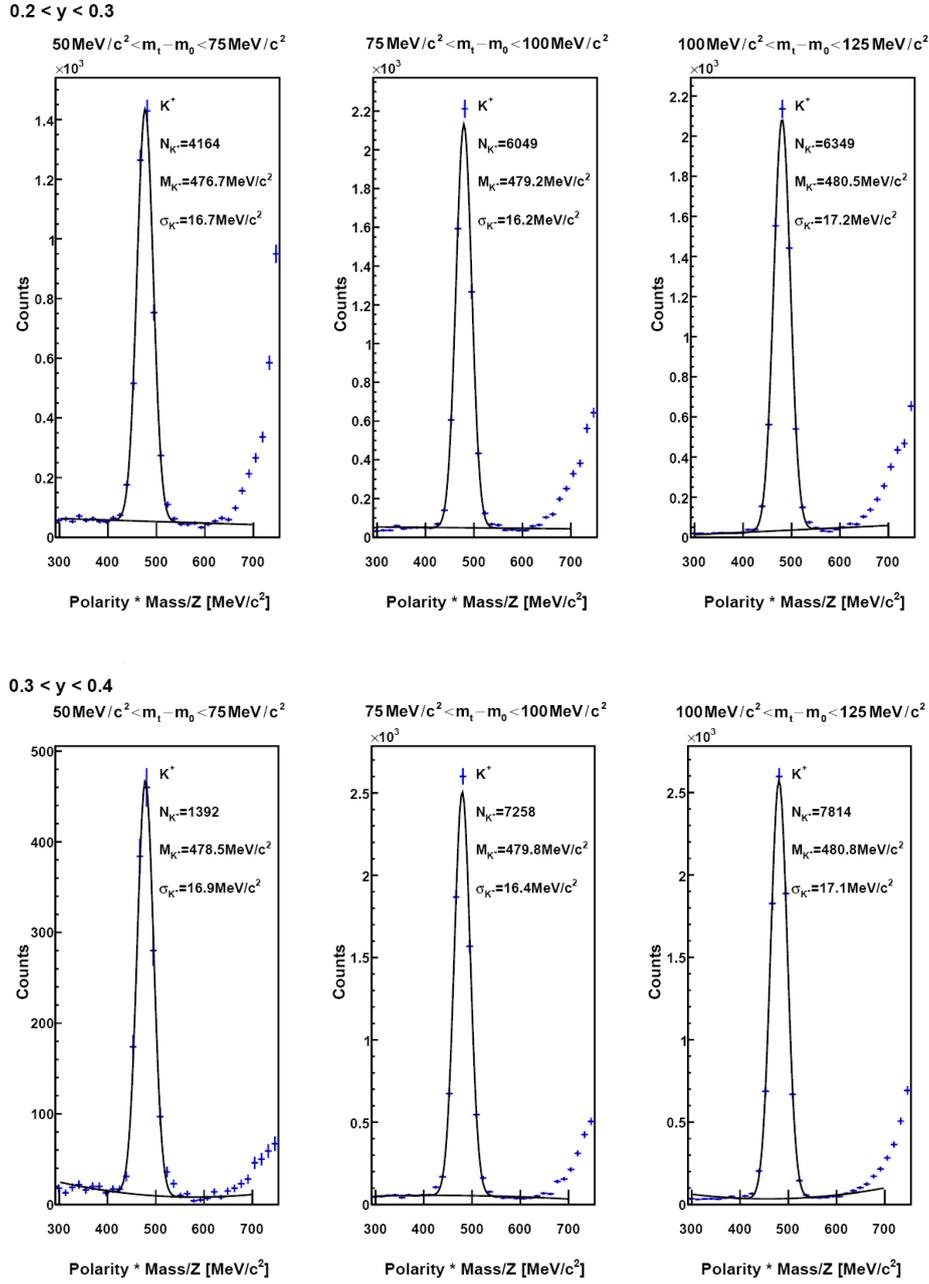


Abbildung 3.11: a) Der obere Teil der Abbildung zeigt die lineare Untergrundanpassung an das K^+ -Signal im Rapiditätsbereich $0.2 \leq y \leq 0.3$ und dem $m_t - m_0$ -Bereich von $25 \text{ MeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 125 \text{ MeV}/c^2$. b) In der unteren Abbildung ist die quadratische Untergrundanpassung an das K^+ -Signal im Rapiditätsbereich $0.3 \leq y \leq 0.4$ und dem gleichen $m_t - m_0$ -Bereich gezeigt.

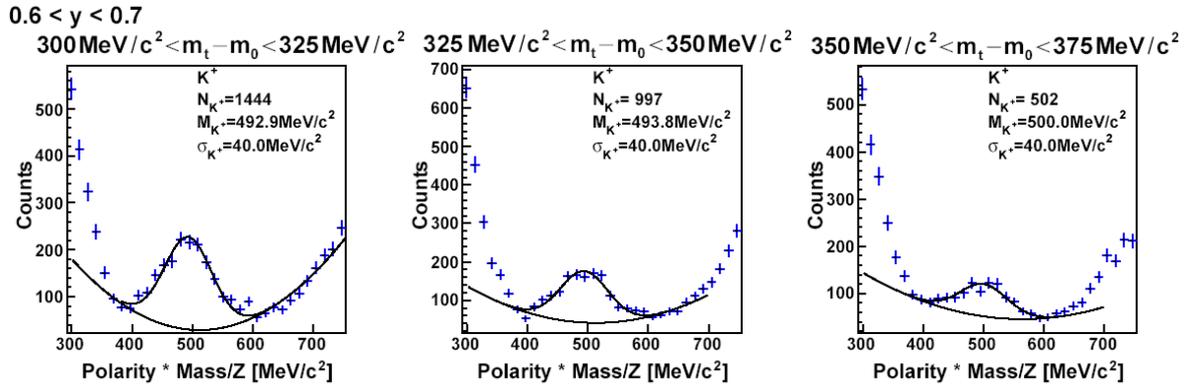


Abbildung 3.12: Die Abbildung zeigt die Untergrundanpassung an das K^+ -Signal im Rapiditätsbereich $0.5 \leq y \leq 0.6$ und dem $m_t - m_0$ -Bereich von $300 \text{ MeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 375 \text{ MeV}/c^2$. In den höheren Impulsbereichen ist eine realistische Untergrundanpassung wesentlich schwieriger.

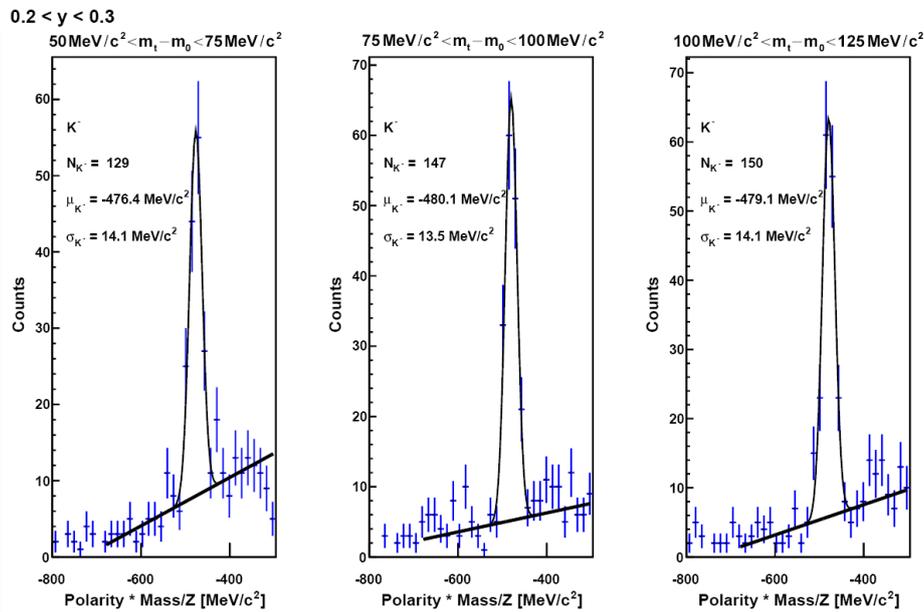


Abbildung 3.13: In der Abbildung ist die lineare Untergrundanpassung an das K^- -Signal im Rapiditätsbereich $0.2 \leq y \leq 0.3$ und $m_t - m_0$ -Bereich von $25 \text{ MeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 125 \text{ MeV}/c^2$ dargestellt.

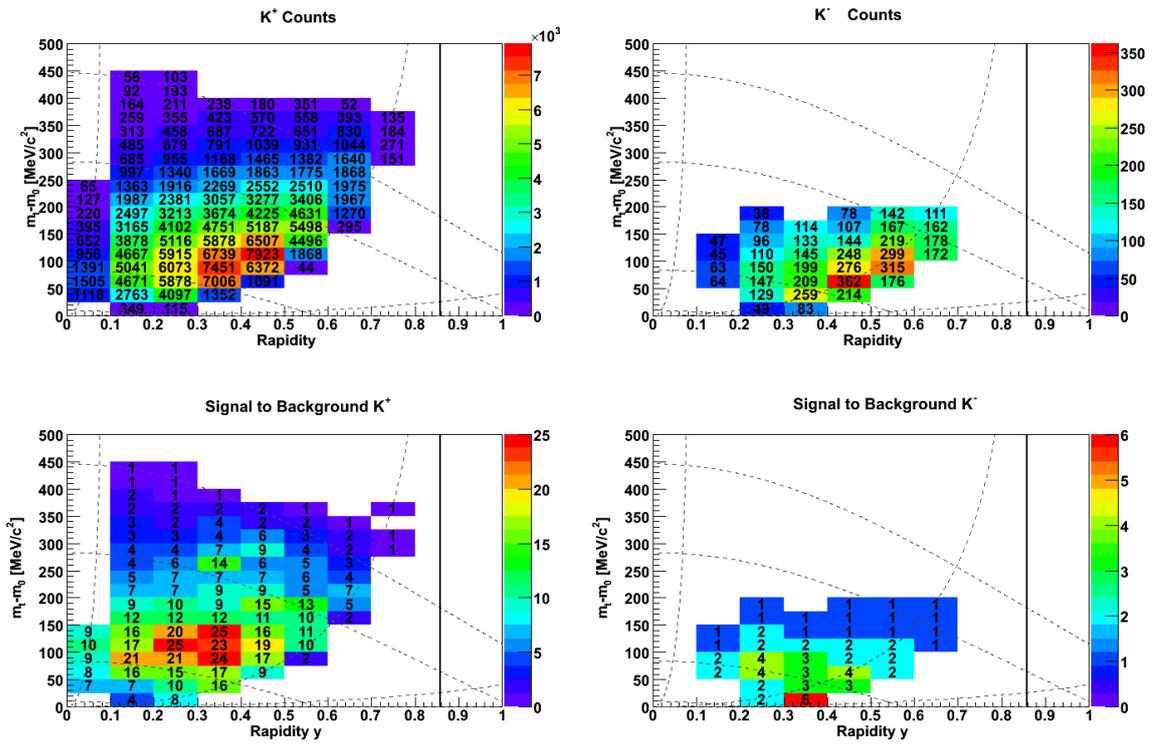


Abbildung 3.14: a) Der obere Teil der Abbildung zeigt die unkorrigierten Zählraten der Kaonen. Die eingezeichneten gestrichelten Linien entsprechen konstanten Laborimpulsen und Winkeln, die durchgezogene Linie der Schwerpunktsrapidität b) Im unteren Teil ist das zugehörige Signal zu Untergrundverhältnis, welches eine wichtige Größe zur Abschätzung der systematischen Fehler der Zählratenbestimmung ist, dargestellt.

3.8 Effizienzbestimmung und Korrektur der Kaonenzählraten

Um physikalisch relevante Ergebnisse zu erhalten, müssen die Zählraten mit den Effizienzen der angewendeten Auswahlkriterien und Schnitte korrigiert werden. Diese Effizienzen werden, wenn möglich, direkt aus den Daten bestimmt. Ist dies nicht möglich, müssen sie anhand von Simulationen evaluiert werden.

3.8.1 Effizienzbestimmung der verbesserten Spurauswahl

In dieser Arbeit wird die Effizienz einer Auswahl oder eines Schnittes definiert als:

$$\epsilon_{Schnitt} = \frac{N_{mitSchnitt}}{N_{ohneSchnitt}} \quad (3.14)$$

Dabei ist $N_{mitSchnitt}$ die Zählrate mit Anwendung des Schnittes und $N_{ohneSchnitt}$ die Zählrate ohne dessen Anwendung.

Aufgrund der, ohne Anwendung einer verbesserten Spurauswahl, zu geringen Signifikanz des Kaonensignals, lässt sich diese Methode nur in einem kleinen Bereich des Phasenraumes direkt auf das Kaonensignal anwenden.

Die Qualität und darüber die Effizienz der Spurrekonstruktion in einem definierten Impulsbereich hängt in erster Näherung nur von der Masse bzw. des Ionisierungsvermögens in den Driftkammern ab. Aufgrund dessen werden die Effizienzen der 4 verfeinerten Spurauswahlkriterien, $\chi_{InnerSeq}^2$, $\chi_{OuterSeq}^2$, χ_{RK}^2 , $\chi_{MetaMatch}^2$, für das Pionen- und Protonensignal bestimmt und deren Mittelwert zur Korrektur für K^+ gebildet. Die für Pionen und Protonen bestimmten Effizienzen sind in Abbildung 3.15 und der gebildete Mittelwert in Abbildung 3.18 dargestellt.

Zur Bestätigung dieser Annahme wird in dem kleinen Phasenraumbereich, in dem eine Bestimmung der Effizienz der verfeinerten Spurauswahl direkt aus dem Kaonensignal möglich ist, mit der zuvor bestimmten Effizienz anhand des Pionen- und Protonensignal verglichen (siehe Abbildung 3.16).

Die Effizienz der Abfrage $\chi_{OuterSeq}^2$ von größer 0 wird gesondert vor der Bestimmung der anderen Auswahlen bestimmt, da sie mit dem Wert für χ_{RK}^2 korreliert ist, siehe Abschnitt 3.7.3.

Sind die Effizienzen der verschiedenen Abfragen unabhängig von einander, so gilt:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \quad (3.15)$$

Dass diese Annahme im Falle der Effizienzen der 4 Spurqualitätsvariablen gerechtfertigt ist, wird in Abbildung 3.17 gezeigt. Für negativ geladene Kaonen lässt sich kein Mittelwert aus Pionen und Antiprotonen bilden, da letztere im SIS-Energiebereich nicht produziert werden. Stattdessen wird die Effizienz für negative π^- um den aus den für Teilchen positiver Polarität ermittelten Faktor auf den erwarteten Mittelwert hochskaliert.

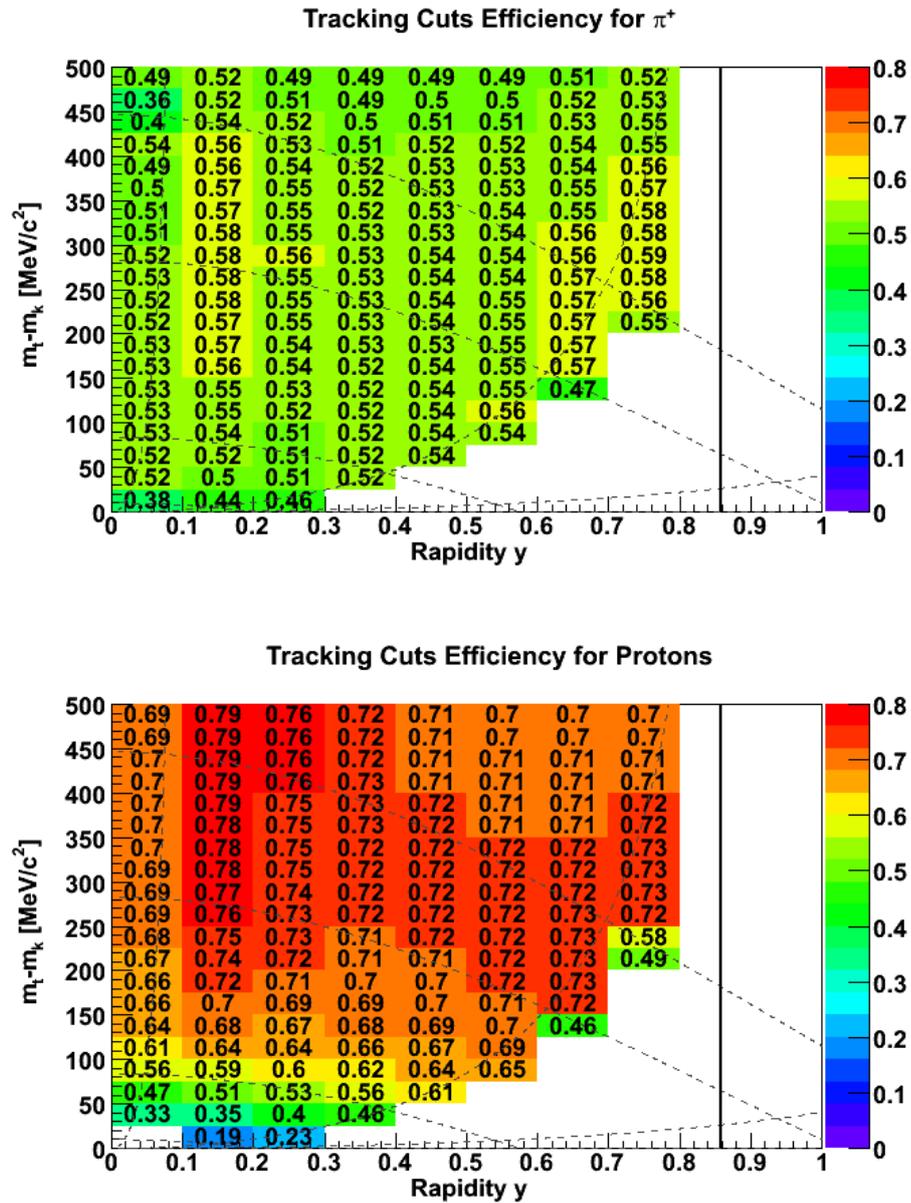


Abbildung 3.15: Dargestellt sind die Spurauswahleffizienzen für Pionen und Protonen im gemessenen Phasenraum des TOF-Detektors. Die eingezeichneten, von links nach rechts abfallenden, gestrichelten schwarzen Linien entsprechen einem konstantem Laborimpuls, die beiden von links nach rechts ansteigend Linien den beiden Laborwinkeln von 45° und 85° am Rande der Akzeptanz des TOF-Detektors und die durchgezogene schwarze Linie der Schwerpunktsrapazität.

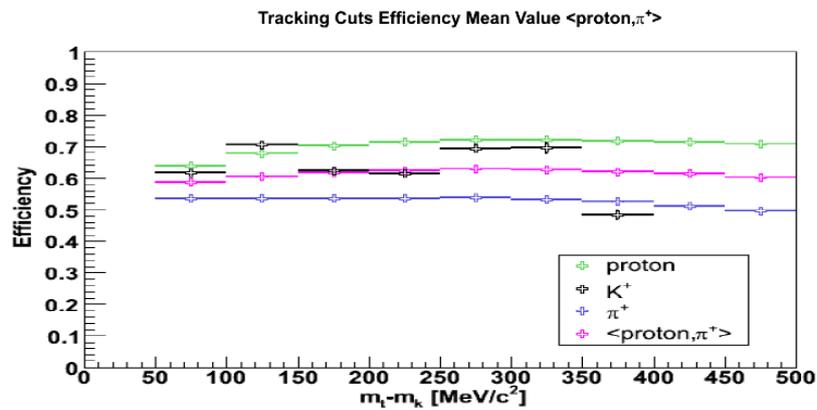


Abbildung 3.16: Vergleich der kombinierten verfeinerten Spurauswahleffizienz für Pionen, Protonen und Kaonen im Rapiditätsbereich $0.3 \leq y \leq 0.4$.

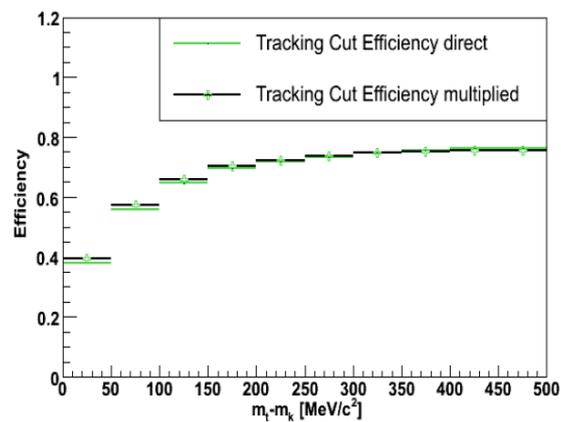


Abbildung 3.17: Die verfeinerten Spurauswahleffizienzen für alle 4 Spurqualitätsvariablen kombiniert bestimmt, im Vergleich zu den einzeln bestimmten Effizienzen die anschließend multipliziert wurden.

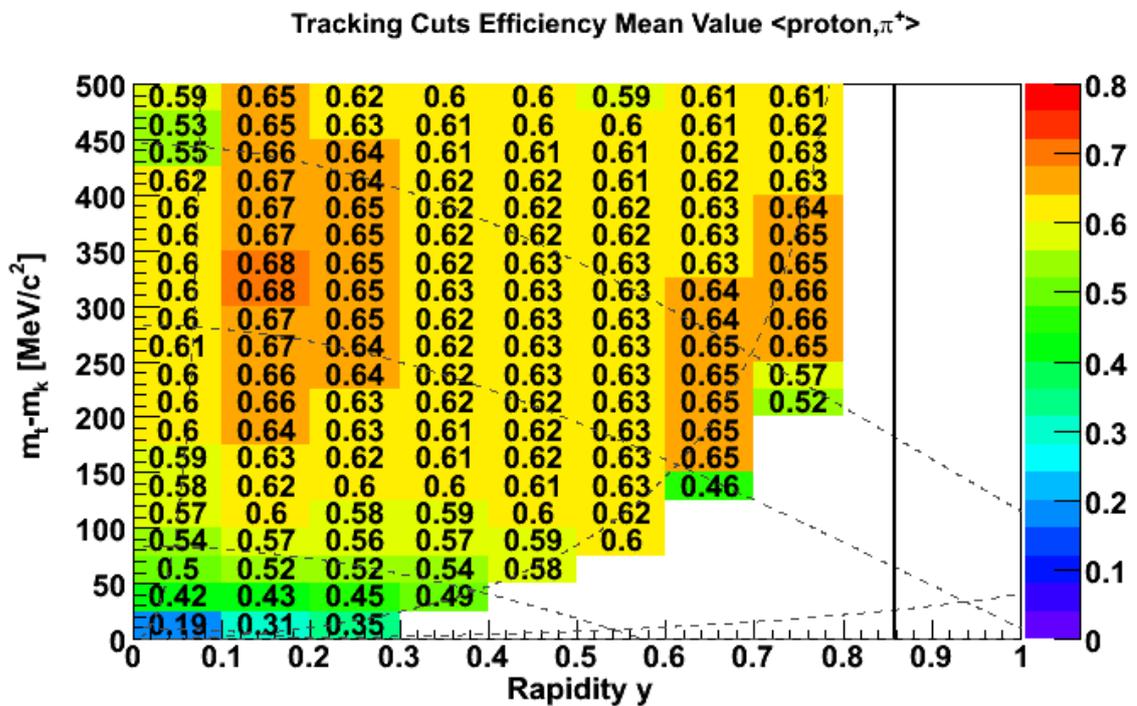


Abbildung 3.18: Dargestellt ist der Mittelwert der Spurauswahleffizienzen für Pionen und Protonen. Die eingezeichneten, von links nach rechts abfallenden, gestrichelten schwarzen Linien entsprechen einem konstantem Laborimpuls, die beiden von links nach rechts ansteigenden Linien den beiden Laborwinkeln von 45° und 85° am Rande der Akzeptanz des TOF-Detektors und die durchgezogene schwarze Linie der Schwerpunktsrapidity.

3.8.2 Effizienzbestimmung der Schnitte in den Energieverlustverteilungen

Die Schnitte in den Energieverlustverteilungen sind teilchenspezifisch, so dass die zugehörigen Effizienzen anhand des Kaonensignals bestimmt werden müssen. Wie in den Abschnitten 3.5.2 und 3.5.3 erwähnt, sind die beiden Energieverlustmessungen unabhängig von einander. Für die Effizienz der Schnitte in diesen Verteilungen gilt damit:

$$\epsilon_{dEdx} = \epsilon_{dEdxMDC} \cdot \epsilon_{dEdxTOF} \dots \quad (3.16)$$

Zur Bestimmung der Effizienz beider Energieverlustschnitte wird die Effizienz der einzelnen Schnitte folgendermaßen bestimmt

$$\epsilon_{dEdxTOF} = \frac{N_{Spurauswahl+dEdxTOFMDC}}{N_{Spurauswahl+dEdxMDC}} \quad (3.17)$$

$$\epsilon_{dEdxMDC} = \frac{N_{Spurauswahl+dEdxTOFMDC}}{N_{Spurauswahl+dEdxTOF}} \quad (3.18)$$

und anschließend multipliziert. Die Zählraten der Kaonen werden nach der in Abschnitt 3.7.7 beschriebenen Methode bestimmt. Allerdings wird der Untergrund in allen Phasenraumzellen mit einem Polynom 1. Ordnung bestimmt, da diese Methode am stabilsten ist und die Fehler der Zählraten bei der Effizienzberechnung herausfallen.

Aufgrund der zu geringen Prominenz des K^- -Signals nach Anwendung nur eines Energieverlustschnittes, ist diese Methode für negativ geladene Kaonen nicht anwendbar. Der Energieverlust in den Driftkammern und der Flugzeitwand ist allerdings in 1. Näherung nicht abhängig von der Teilchenpolarität sondern hängt nur von der Geschwindigkeit des Teilchens ab. Da sich die graphischen Schnitte zur K^- -Identifikation sich nur durch eine Spiegelung von denen zur K^+ -Identifikation unterscheiden, ist es möglich auch die negativ geladenen Kaonen mit den bestimmten Effizienzen zu korrigieren.

Die so bestimmte Effizienz des TOFdE/dx-Schnittes verläuft nahezu konstant in den ersten 5 Rapiditätsbereichen, siehe Abbildung 3.19. Zur Korrektur von Außereißern werden die Verteilungen linear angepasst und diese auf den Wert des angepassten Polynoms gesetzt. In den beiden letzten Rapiditätsbereichen scheinen die Effizienzen mit höheren $m_t - m_0$ -Werten zu zunehmen. Dieses Verhalten ist aufgrund der zu höheren Impulsen zulaufenden Form des graphischen Schnittes (siehe Abbildung 3.9) und der sich verschlechternden Massenauflösung nicht nachzuvollziehen. Vielmehr sollten die Effizienzen des Schnittes nur vom Laborimpuls p_{lab} abhängen, sich also konstant entlang Kurven konstanten Impulses im $m_t - y$ -Raum verhalten, siehe Abbildung 3.20. Die ansteigenden Effizienzen werden daher korrigiert, in dem sie auf den Mittelwert der bestimmten Effizienzen der Phasenraumzellen äquivalenten Laborimpulses in den ersten 5 Rapiditätsbereichen gesetzt werden. Eine Erklärung für die Probleme der Effizienzbestimmungen im Bereich hoher Laborimpulse und Rapiditätsbereiche liegt in der Abhängigkeit der Untergrundanpassung an den Verlauf der Pionen- und Protonensignale. Diese verbreitern sich zu höheren Impulsen aufgrund der schlechteren Massenauflösung. Zusätzlich erhöht sich die Anzahl der Protonen in höheren Rapiditätsbereichen. Die Form des Protonensignals beeinflusst nun maßgeblich die Untergrundanpassung und damit die Kaonenzählrate in diesen Bereichen. Nach Anwendung beider Schnitte ist dieses Problem nicht so prominent, da der Untergrund stark reduziert wurde.

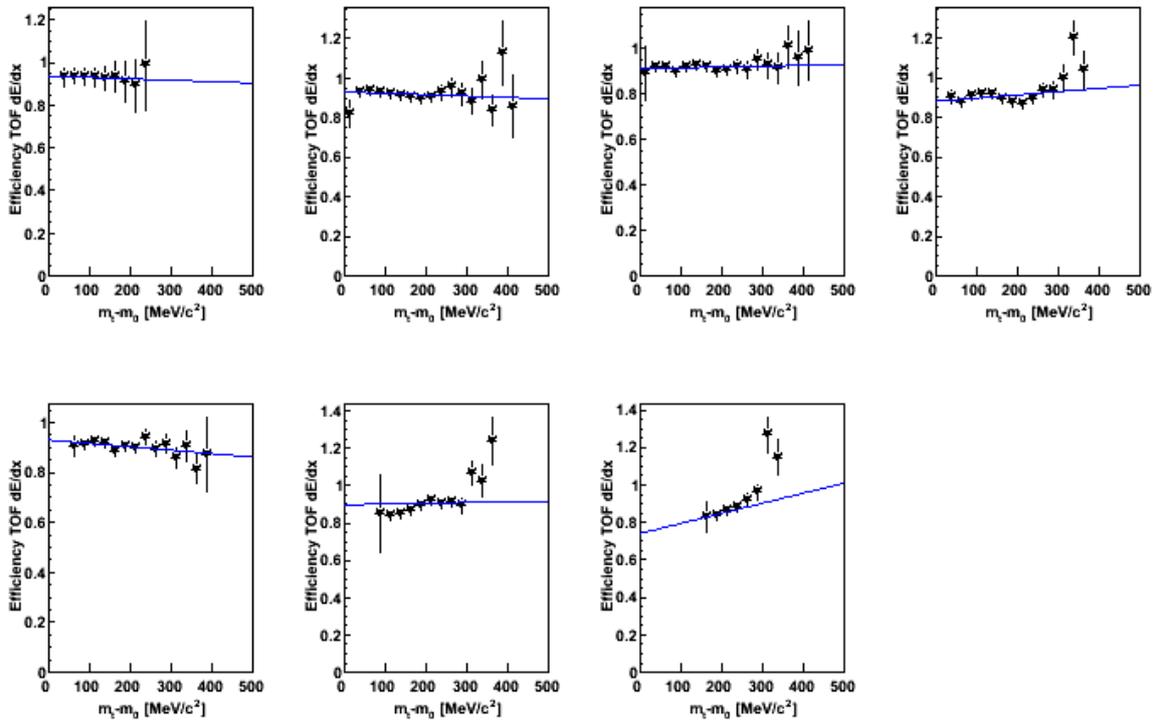


Abbildung 3.19: Effizienzen des TOF dE/dx -Schnittes in den einzelnen Rapiditätsbereichen. Die Rapidität nimmt von links nach rechts zu. Die Effizienz verläuft sich nahezu konstant in den ersten 5 Rapiditätsbereichen. Zur Korrektur von Ausreißern werden die Verteilungen linear angepasst und diese auf den Wert des angepassten Polynoms, gesetzt. In den beiden letzten Rapiditätsbereichen scheinen die Effizienzen mit höheren $m_t - m_0$ -Werten zu zunehmen und im Falle der TOF dE/dx -Effizienz teilweise Werte größer 1 anzunehmen, was auf Probleme der Effizienzbestimmung hindeutet.

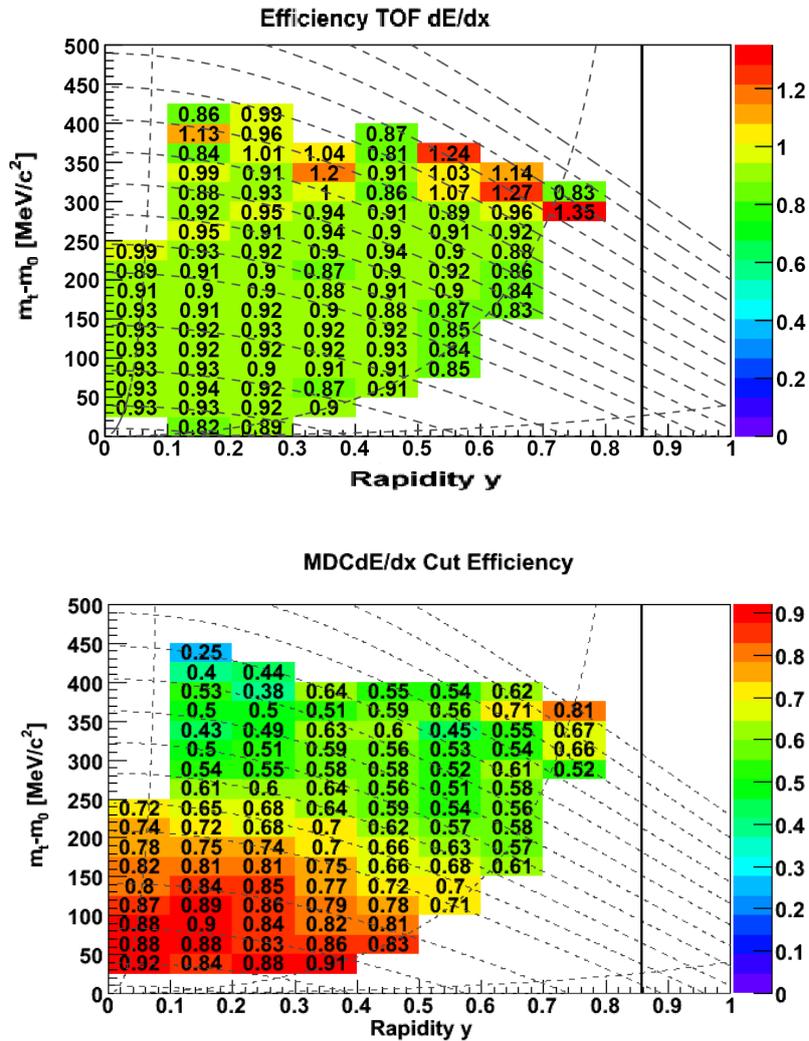


Abbildung 3.20: Unkorrigierte Effizienzen der dEdx-Schnitte in den einzelnen Phasenraumzellen. Die eingezeichneten, von links nach rechts abfallenden, gestrichelten schwarzen Linien entsprechen einem konstantem Laborimpuls, die beiden von links nach rechts ansteigenden Linien den beiden Laborwinkeln von 45° und 85° am Rande der Akzeptanz des TOF-Detektors und die durchgezogene schwarze Linie der Schwerpunktsrapidität.

Die bestimmten Effizienzen des MDCdE/dx-Schnittes fallen in allen Rapiditätsbereichen bis zu einem entsprechenden Laborimpuls $p_{lab} \approx 650$ MeV/c ab, siehe Abbildung 3.21. Dies ist aufgrund

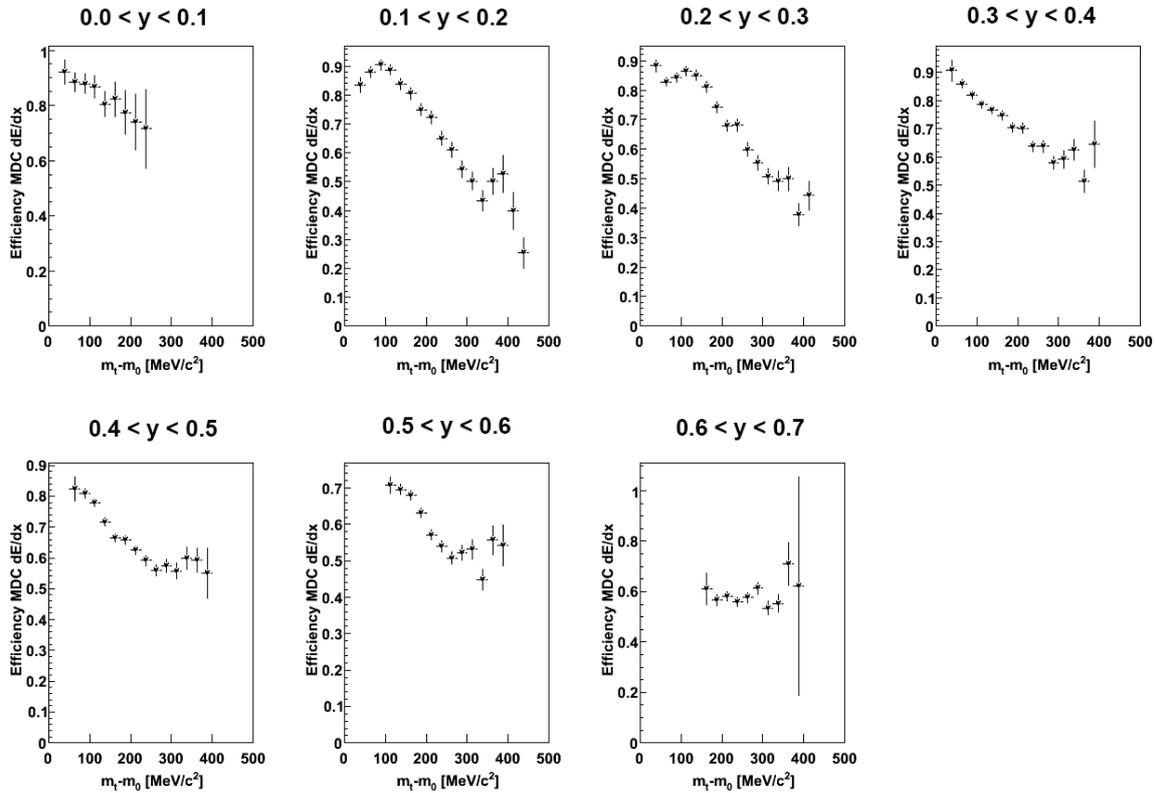


Abbildung 3.21: Effizienzen des MDCdE/dx-Schnittes in den einzelnen Rapiditätsbereichen. Die Rapidity nimmt von links nach rechts zu. Die bestimmten Effizienzen des MDCdE/dx-Schnittes fallen in allen Rapiditätsbereichen ab bis zu einem entsprechenden Laborimpuls $p_{lab} \approx 650$ MeV/c.

der Form des graphischen Schnittes verständlich, da sich dieser zunächst verengt und ab dem Impuls von $p_{lab} \approx 650$ MeV/c eine konstante Breite aufweist. Das Maximum der Kaonenverteilung ist dort bereits überschritten, so dass die Effizienz des Schnittes nun in 1.Näherung konstant sein sollte. Wie zuvor bei den Effizienzen des TOFdE/dx-Schnittes treten bei höheren Impulsen starke Schwankungen in der bestimmten Effizienz auf, was wiederum durch die Abhängigkeit der Untergundanpassung an die Flanken des Protonensignals erklärt werden kann. Diese Schwankungen werden korrigiert in dem wieder Mittelwerte über die bestimmten Effizienzen aller Phasenraumzellen die einem Impuls größer $p_{lab} \approx 650$ MeV/c entsprechen berechnet und auf diesen Wert gesetzt werden.

Die korrigierten Werte für beide Schnitte in den Energieverlustverteilungen sind in Abbildung 3.22 dargestellt.

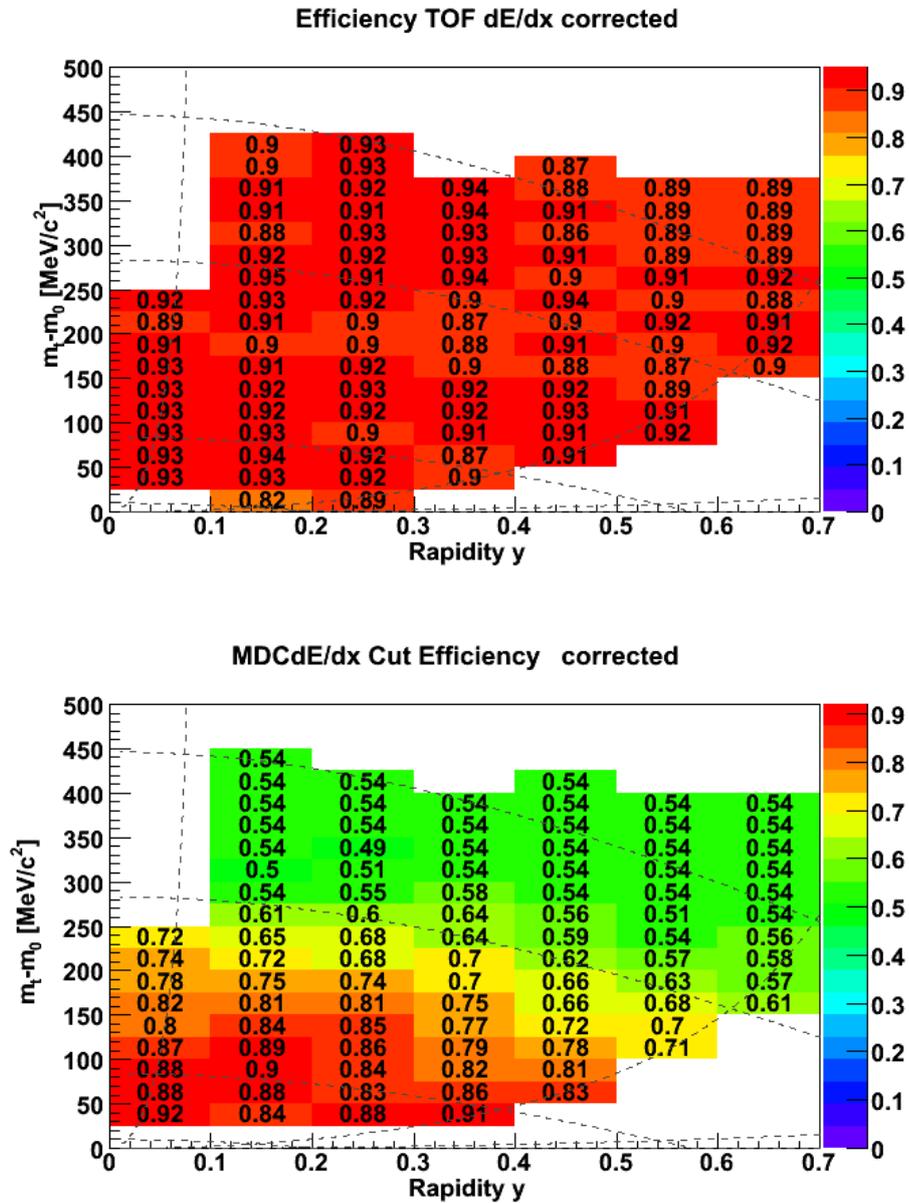


Abbildung 3.22: Die korrigierten Effizienzen der dEdx-Schnitte in den einzelnen Phasenraumzellen. Die eingezeichneten, von links nach rechts abfallenden, gestrichelten schwarzen Linien entsprechen einem konstantem Laborimpuls, die beiden von links nach rechts ansteigenden Linien den beiden Laborwinkeln von 45° und 85° am Rande der Akzeptanz des TOF-Detektors und die durchgezogene schwarze Linie der Schwerpunktsrapidität.

3.8.3 Effizienzbestimmung der Detektor- und Spurrekonstruktion

Im Gegensatz zur Effizienz der verfeinerten Spurauswahl und der Schnitte in den Energieverlustverteilungen, lässt sich die Spurrekonstruktionseffizienz nur anhand von Simulationen bestimmen. Abbildung 3.23 zeigt den Fluss der Simulationsdaten zur Spurrekonstruktions- und Akzeptanzkorrektur. Die Effizienzen der Flugzeitwand TOF wird konstant für alle Szintillatoren auf 1 gesetzt und hängt damit in der Simulation nur davon ab, ob ein Teilchen Energie innerhalb des Detektorvolumens verloren hat. Die Bestimmung der Detektoreffizienzen für die MDCs erfolgt unter Verwendung der Strahldaten. Hierbei werden rekonstruierte Teilchenspuren in den Driftkammern vorausgesetzt. Diese dienen als Referenz zur Überprüfung, ob korrelierte Treffer in den entsprechenden Drahtebenen der Kammern vorhanden sind. Die Effizienzen der MDC Drahtebenen und Driftzellen werden für jeden Driftkammertyp bestimmt und bei Bedarf speziell für einzelne MDCs angepasst. Zusätzlich werden alle bekannten Ausfälle von Hardware sowie die Schwelleneinstellungen der Diskriminatoren und die verwendeten Schnitte bei den Driftzeiten bei der Digitalisierung berücksichtigt. Die Detektoreffizienzen beeinflussen unmittelbar die Spurrekonstruktionseffizienz.

Neben einer genauen Simulation der Detektoreigenschaften spielt für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen die Nachbildung eines realistischen Untergrundes eine wesentliche Rolle. Dieser besteht sowohl aus den Signalen der Teilchenspuren als auch aus Detektorrauschen, welches sich nur ungenau simulieren lässt. Aus diesem Grund werden zur Effizienzbestimmung simulierte Teilchenspuren in reale Events eingebettet, was eine nahezu optimale Wiedergabe des Untergrundes ermöglicht. Simulierte und reale Teilchenspuren werden dabei exakt gleich behandelt und der Spurrekonstruktion unterzogen. Jede rekonstruierte Spur mit einem simulierten Anteil wird als wiedergefundene simulierte Spur gewertet. Aus dem Verhältnis aus rekonstruierten Teilchenspuren zu emittierten Spuren, wird die Rekonstruktionseffizienz pro Phasenraumzelle (m_t, y) berechnet.

3.8.4 Akzeptanzkorrektur

Geladene Teilchen können nur im Bereich der aktiven Detektoren nachgewiesen werden. Die Akzeptanz eines Detektors ist neben intrinsischen Detektoreigenschaften wie Geometrie oder der Stärke des Magnetfeldes, abhängig vom Ort und Ablauf der Reaktion. So ändert sich die Akzeptanz, wenn z.B. die Targetposition verschoben wird oder die Strahlenergie verändert wird. Um die Gesamtanzahl der produzierten Teilchen zu ermitteln und Verzerrungen aufgrund unterschiedlicher Akzeptanzen in verschiedenen Detektorbereichen zu korrigieren, ist es nötig eine Akzeptanzkorrektur durchzuführen.

Für Teilchen, die direkt im Spektrometer nachgewiesen werden können, wird die Akzeptanz A üblicherweise als Funktion des Polarwinkels Θ , des Azimutwinkels ϕ , sowie des Laborimpulses p_{lab} angegeben. Aufgrund der limitierten experimentellen Statistik, wird die Korrektur direkt in den kinematischen Variablen Rapidität y und transversaler Masse $m_t - m_0$ durchgeführt. Hierbei wird über den Azimutwinkel ϕ integriert. Die Korrekturberechnungen müssen aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanzen (siehe 3.6) für jede Teilchensorte und Teilchenpolarität separat durchgeführt werden.

Mit Hilfe des Simulationspakets GEANT wird eine weiße (gleichförmige) Impulsverteilung von Kaonen direkt in die Akzeptanz emittiert. Die Trajektorien und Energieverluste der generierten Teilchen werden entsprechend ihrer Impulse und Teilchensorte mit GEANT in einer realistischen Simulation der Detektoren berechnet. Dabei ist entscheidend, dass die gleiche Geometrie und Ausrichtung der Detektoren wie bei der Datenaufnahme verwendet wird. Unterschiede ergeben sich durch die bisher unbekanntenen Abweichungen zu den Sollpositionen innerhalb der Drahtebenen.

Um den Akzeptanzwert für eine Phasenraumzelle (m_t, y) zu bestimmen, wird für diese Zelle das Verhältnis aus den Teilchenspuren innerhalb der HADES Akzeptanz zu der Zahl der emittierten Teil-

chen, ermittelt. Ein Teilchen ist dann akzeptiert, wenn dessen Trajektorie alle Drahtebenen der MDCs kreuzt, sowie den Flugzeitdetektor TOF trifft. Hierbei müssen 24 Drahtebenen für die Sektoren mit 4 Driftkammern (1,2,4,5) gekreuzt werden. Der Zerfall der Kaonen innerhalb des Detektors geht anhand der bekannten Zerfallsraten mit in die Simulation ein und wird korrigiert.

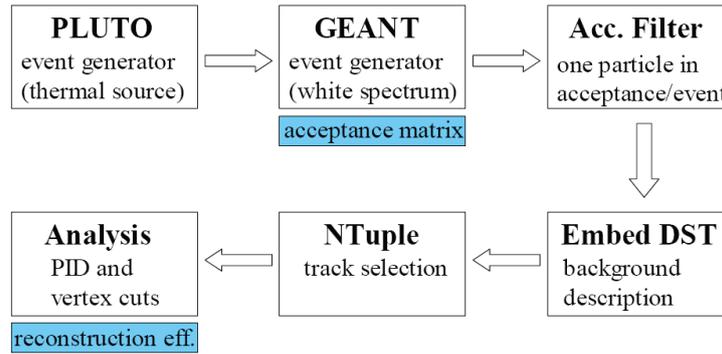


Abbildung 3.23: Flussdiagramm der Simulationsdaten zur Bestimmung der Akzeptanz- und Spurrekonstruktionskorrekturen.

3.8.5 Fehlerbetrachtung

Der Fehler der korrigierten Kaonenzählrate setzt sich aus den statistischen und systematischen Fehlern der Zählrate selbst und der angewendeten Korrekturen zusammen.

Die Kaonenzählrate ergibt sich mit den Zählraten N als,

$$N_{Signal} = N_{Total} - N_{Untergrund} \quad (3.19)$$

und damit der Absolutfehler der Zählrate zu:

$$\sqrt{\Delta N_{Signal}} = \sqrt{\Delta N_{Total} + \Delta N_{Untergrund}} \quad (3.20)$$

ΔN_{Total} entspricht dem statistischen Fehler der Zählrate, während $\Delta N_{Untergrund}$ den systematischen Fehler der Untergrundanpassung bezeichnet und durch Variation der Anpassung abgeschätzt werden muss. Variiert wird der Grad des Untergrundpolynoms. Die Differenz der Kaonenzählrate bestimmt mit linearer und quadratischer Untergrundanpassung für K^+ -Mesonen bzw. linearer und kubischer Untergrundanpassung für K^- -Mesonen liefert die Abschätzung des systematischen Fehlers. Dieser Fehler wird für jede Phasenraumzelle einzeln bestimmt.

Der systematische Fehler der Effizienzen der Energieverlustschnitte ergibt sich aus Vergleich der wieder mit linearem und quadratischen Untergrundanpassungen bestimmten Effizienzen zu 2%. Die Fehler der nachträglich korrigierten Phasenraumzellen ergeben sich aus der Standardabweichung des zur Korrektur verwendeten Mittelwertes.

Aus den Schwankungen im gesamten Phasenraum lässt sich der Fehler der Effizienzbestimmung der verfeinerten Spurauswahl auf $\approx 2\%$ ermitteln.

Die systematischen Fehler der Akzeptanz, Detektor und Spurrekonstruktion lassen sich nur schwer abschätzen. Problematisch bei konstanter Fehlerabschätzung über den gesamten Phasenraum ist, dass

etwa Probleme am Rande der Akzeptanz nicht realistisch erfasst werden. Weiter fallen die zuvor ermittelten Fehler in problematischen Phasenraumbereichen aufgrund limitierter Statistik oder schwieriger Untergrundinterpolation nicht mehr so stark ins Gewicht, da alle Fehler im gesamten Phasenraum um einen konstanten Wert vergrößert werden.

3.8.6 Korrigierte Kaonenzählraten

Abbildung 3.24 und 3.25 zeigen die einzelnen Zählraten für K^+ und K^- in den verschiedenen Rapiditätsbereichen nach Anwendung der beschriebenen Korrekturen.

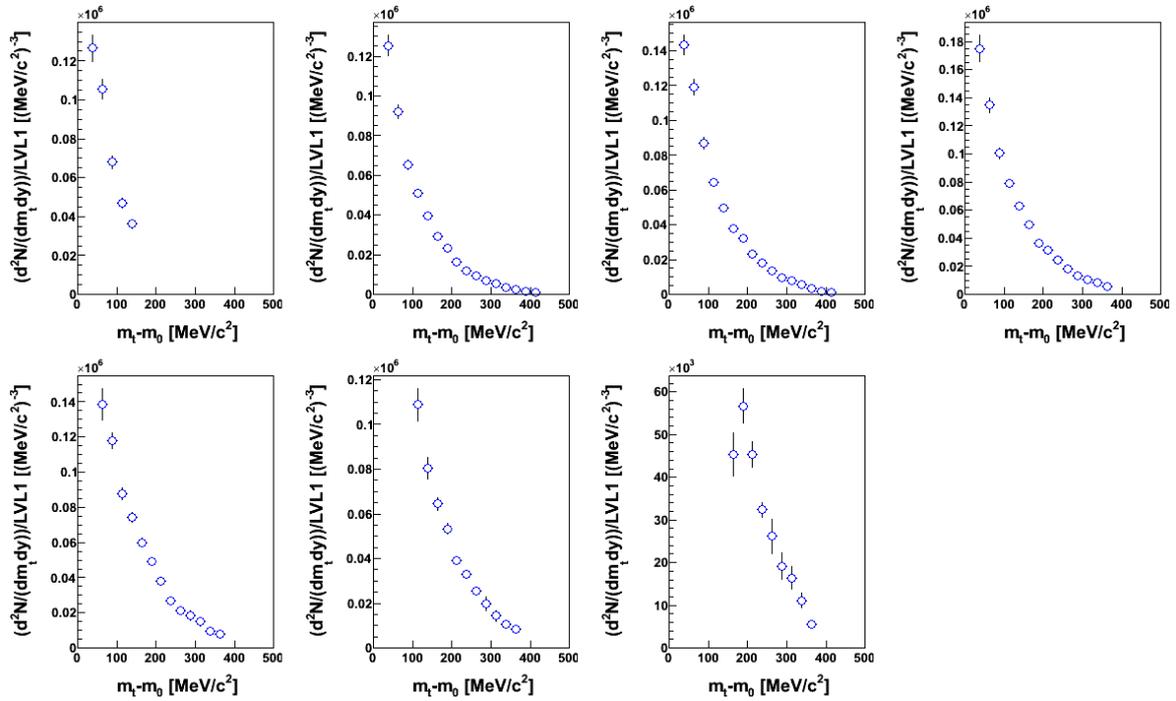


Abbildung 3.24: Die einzelnen Zählraten für K^+ nach Anwendung der beschriebenen Korrekturen in den gemessenen Rapiditätsbereichen.

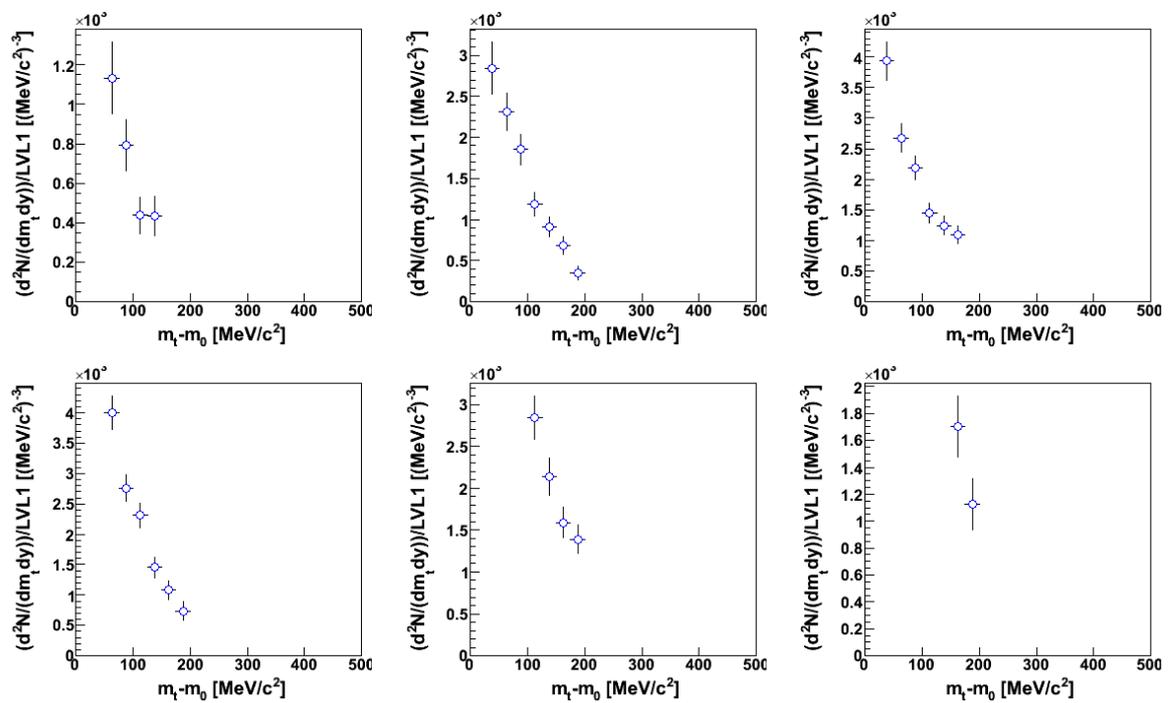


Abbildung 3.25: Die einzelnen Zählraten für K^- nach Anwendung der beschriebenen Korrekturen in den gemessenen Rapiditätsbereichen.

Kapitel 4

Ergebnisse

„We knocked the bastard off!“

Sir Edmund Hillary nach der Erstbesteigung des Mount Everest

4.1 Kinematische Bereiche der Kaonenanalyse

Abbildung 4.1 zeigt die kinematischen Bereiche in denen die Zählraten der K^+ - und K^- -Mesonen bestimmt und korrigiert werden können. Der gezeigte Bereich entspricht nicht dem gesamten Akzeptanzbereich des TOF-Detektors (vergleiche Abbildung 3.6), in einigen Phasenraumzellen ist eine Bestimmung der Kaonenzählrate oder Effizienzbestimmung nicht möglich. Da die Massenauflösung impulsabhängig ist, überlagert das Pionen- und Protonensignal ab einem bestimmten Impulsbereich das Kaonensignal zu stark für eine sinnvolle Untergrundanpassung. Weitere Probleme entstehen in den Phasenraumzellen, die am Rande der Akzeptanz liegen. In diesen Bereichen werden die Fehler der Akzeptanzkorrektur am größten. Der Bereich, in denen K^- -Mesonen vollständig rekonstruiert werden konnten, ist wesentlich kleiner als der Bereich der K^+ -Mesonen, da das K^- -Signal wesentlich schwächer ist. Zudem ist der zu Verfügung stehende Phasenraum, in den K^- -Mesonen emittiert werden können, aufgrund der im Vergleich zu den K^+ -Mesonen unterschiedlichen Produktionsarten kleiner, siehe Abschnitt 4.4.1.

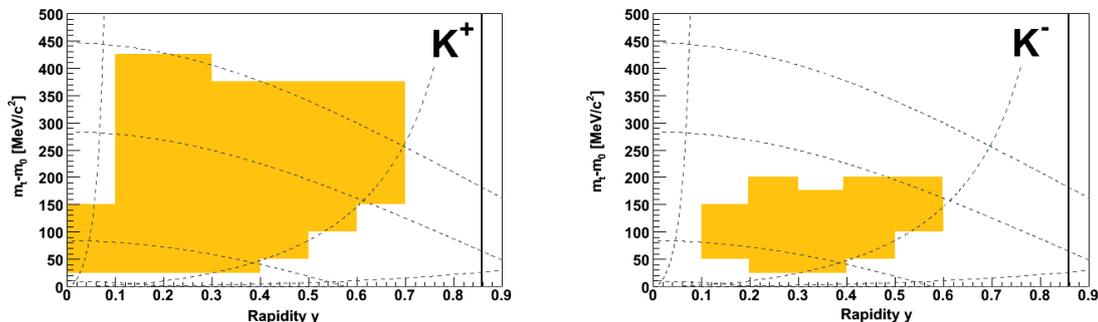


Abbildung 4.1: Kinematische Bereiche des Experiments für K^+ - und K^- -Mesonen im TOF-Bereich.

4.2 Transversale Massenspektren der Kaonen

Abbildung 4.2 zeigt die transversalen Massenspektren $m_t - m_0$ der Effizienz und Akzeptanz korrigierten K^+ -Zählraten. Der Rapiditätsbereich $0.0 \leq y \leq 0.7$, oder in Abschnitten der Schwerpunktsrapidität y_{cm} ausgedrückt $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$, wird durch die Spektren abgedeckt. In Abbildung 4.3 sind die transversen Massenspektren der K^- -Mesonen in einem Rapiditätsbereich von $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$ dargestellt. Um alle korrigierten Spektren in einer Abbildung darstellen zu können, wurden sie mit Zehnerpotenzen multipliziert.

Werden die Teilchen von einer thermischen Quelle emittiert, wird ihre Impulsverteilung durch folgende Boltzmannfunktion,

$$\frac{1}{m_t^2} \frac{d^2 N}{d(m_t - m_0) dy_{cm}} = A \cdot \exp \frac{-(m_t - m_0)}{T_B} \quad (4.1)$$

in einem begrenzten Rapiditätsbereich dy_{cm} beschrieben.

Sowohl die Integrationskonstante A wie der inverse Steigungsparameter T_B sind von der Rapidität abhängig. In der logarithmischen Darstellung steigen die gemessenen Spektren mit fallenden $m_t - m_0$ an und werden durch die angepasste Funktion 4.1 angemessen beschrieben, so dass anhand dieser auf die nicht gemessenen transversalen Massenbereiche extrapoliert werden.

4.2.1 Die inversen Steigungsparameter

Der inverse Steigungsparameter T_B liefert Informationen über die Teilchentemperatur zum Zeitpunkt des Ausfrierens für ein thermalisiertes isotrop emittierendes System ohne transversalen Fluss. Mit Ausfrieren wird der Zeitpunkt, ab dem das System in seiner Expansion eine kritische Teilchendichte unterschreitet und keine weiteren Interaktionen zwischen den Partizipanten der Reaktion stattfinden, bezeichnet. Diesen *freeze-out* unterteilt man in ein chemisches Ausfrieren, bei dem alle inelastischen Prozesse enden und die Häufigkeit der Teilchensorten festgelegt werden sowie ein thermisches Ausfrieren bei dem auch die inelastischen Prozesse enden und Energien und Impulse festgelegt werden. Die Boltzmann-temperatur weist für symmetrische Stoßsysteme ¹ eine einfache Abhängigkeit von der Rapidität für isotrop emittierende Quellen auf:

$$T_B = \frac{T_{eff}}{\cosh y_{cm}} \quad (4.2)$$

$T_{eff} = T_B(y_{cm} = 0)$ bezeichnet die effektive Temperatur, sprich den inversen Steigungsparameter bei Schwerpunktsrapidität.

Die Rapiditätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters T_B ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Für die K^+ -Mesonen ergibt sich aus Anpassung mit Gleichung 4.2 ein T_{eff} von 85 ± 1 MeV. Bis auf den ersten Messpunkt stimmen alle Punkte innerhalb der Fehler mit der Extrapolation der Rapiditätsverteilung überein. Für die negativ geladenen Kaonen ergibt sich nach Anpassung ein Wert für T_{eff} von 72 ± 2 MeV. Allerdings stimmen zwei der fünf Messpunkte nicht innerhalb der Fehler mit der Extrapolation überein, deshalb wird ein zusätzlicher systematischer Fehler von ± 3 MeV angenommen. Der Fehler wird über Variation, der in die Extrapolation eingehenden Punkte, ermittelt. Damit ergibt sich für die K^- ein T_{eff} von $72 \pm 2 \pm 3$ MeV.

¹Eine Extrapolation auf den gesamten Phasenraum ist über die fast perfekte Symmetrie des Stoßsystems Ar+KCl möglich.

4.2.2 Produktionsraten

Die Rapiditätsdichteverteilungen dN/dy_{cm} werden separat für jeden Rapiditätsbereich einzeln durch Integration von Gleichung 4.1 von $m_t - m_0 = 0$ bis ∞ , mit den aus Anpassung der Spektren gewonnenen Parametern A und T_B , ermittelt. Die analytische Integration ergibt [EU93]:

$$\left. \frac{dN}{dy} \right|_{y_i} = A(y_i) [m_0^2 T_B(y_i) + 2m_0 T_B^2(y_i) + 2T_B^3(y_i)] \quad (4.3)$$

Die resultierenden Werte für dN/dy_{cm} sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die totalen Produktionsraten pro Kollision (mittlerer Stoßparameter 3.54 fm, siehe Abschnitt 3.4) ergeben sich aus Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten. Für K^+ -Mesonen ergibt sich eine totale Produktionsrate von 0.029 ± 0.002 . Nur der erste und letzte Punkt decken innerhalb ihrer Fehler den extrapolierten Verlauf nicht ab. Die totale Produktionsrate der K^- -Mesonen ergibt sich zu 0.0066 ± 0.0014 . Alle Punkte stimmen innerhalb der Fehlerbalken mit der Extrapolation überein. Die Produktionsraten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

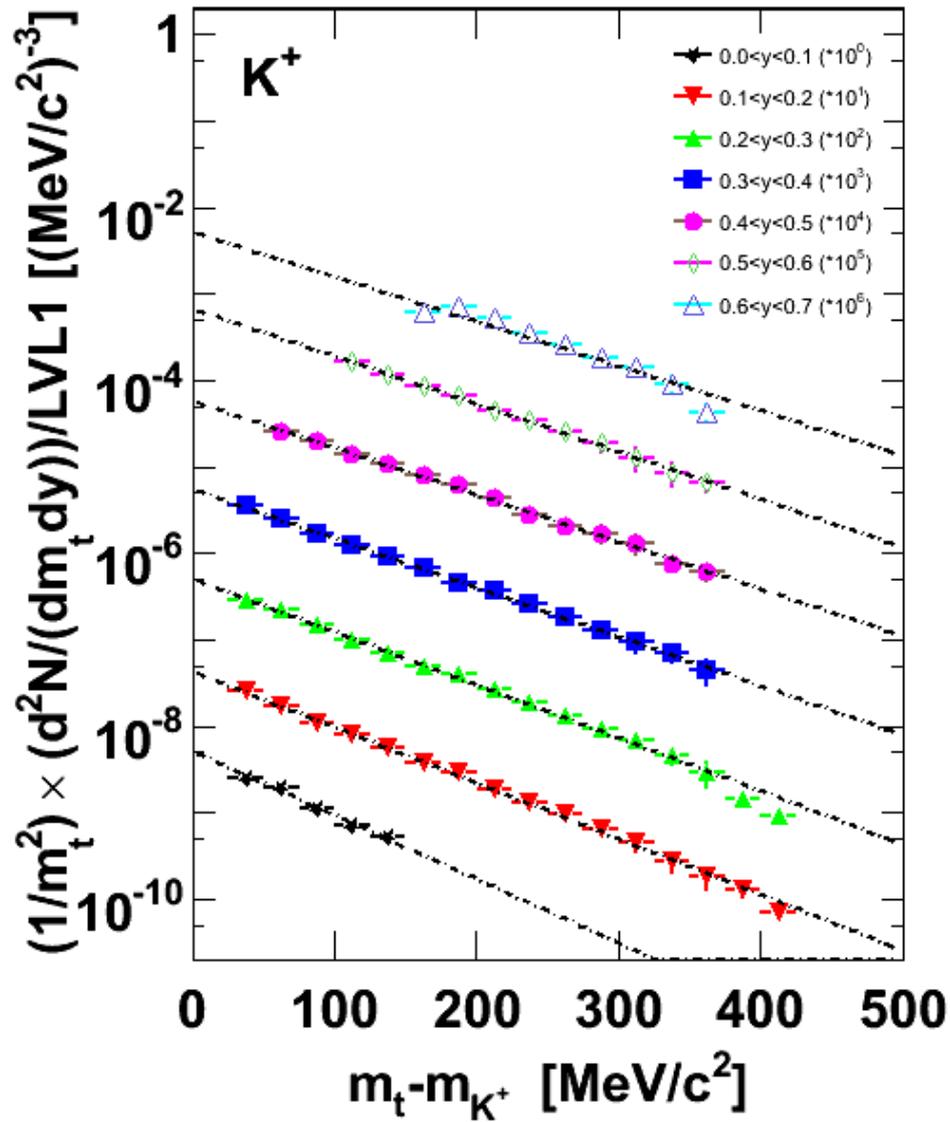


Abbildung 4.2: Transversale Massenspektren der K^+ -Mesonen im Rapiditybereich y_{cm} ausgedrückt $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$. Um alle korrigierten Spektren in einer Abbildung darstellen zu können, wurden sie mit Zehnerpotenzen multipliziert. Die angepasste Boltzmann-Funktion 4.1 beschreibt die Daten angemessen.

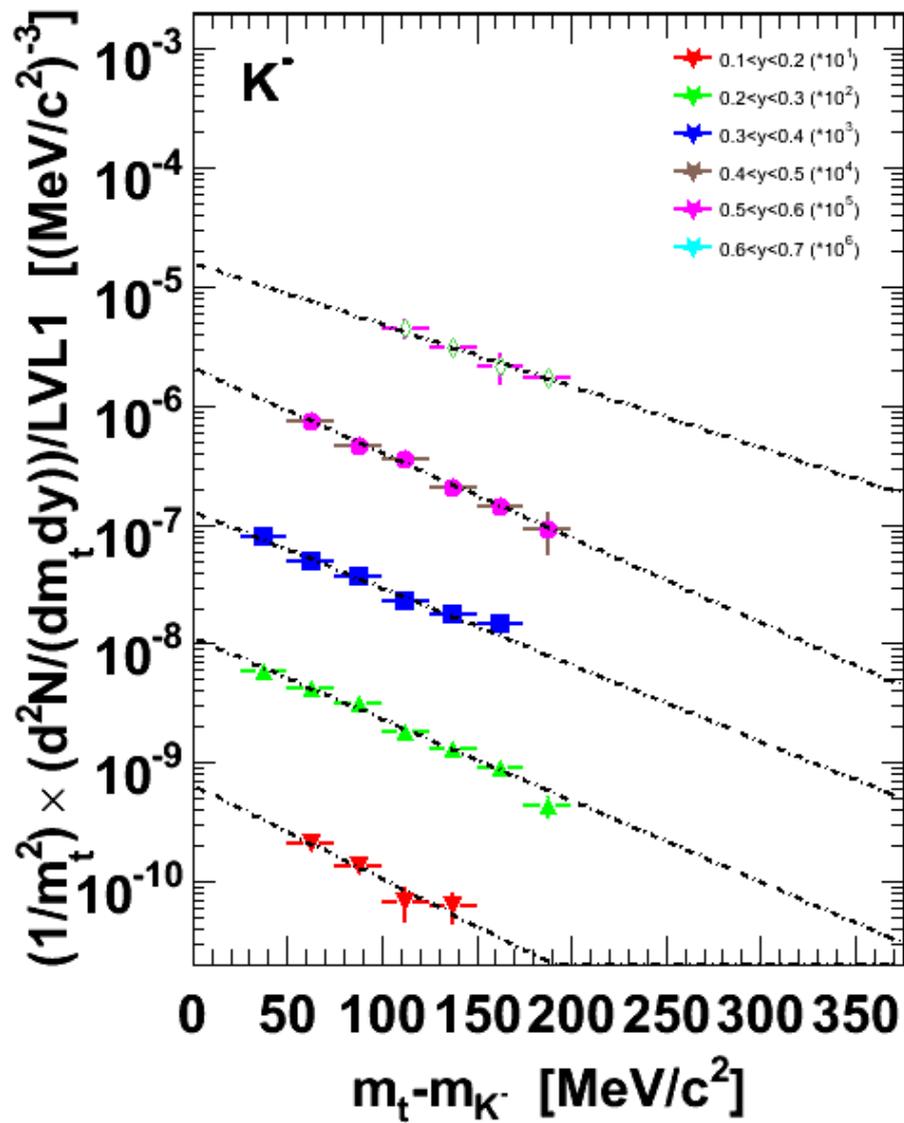


Abbildung 4.3: Transversale Massenspektren der K^- -Mesonen im Rapiditybereich y_{cm} ausgedrückt $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$. Um alle korrigierten Spektren in einer Abbildung darstellen zu können, wurden sie mit Zehnerpotenzen multipliziert. Die angepasste Boltzmann-Funktion 4.1 beschreibt die Daten angemessen.

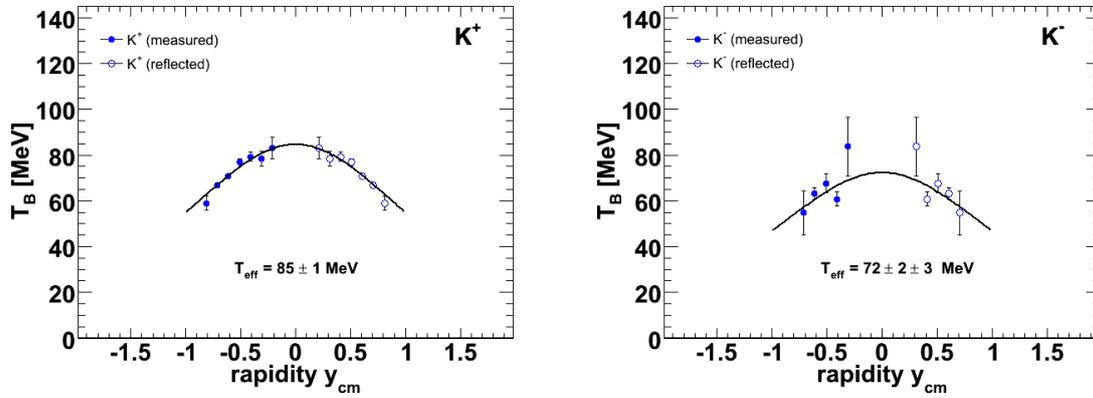


Abbildung 4.4: Rapidityverteilungen der inversen Steigungsparameter T_B für K^+ - und K^- -Mesonen. Für die K^+ -Mesonen ergibt sich aus Anpassung mit Gleichung 4.2 ein T_{eff} von 85 ± 1 MeV. Für die negativ geladenen Kaonen ergibt sich nach Anpassung ein Wert für T_{eff} von $72 \pm 2 \pm 3$ MeV.

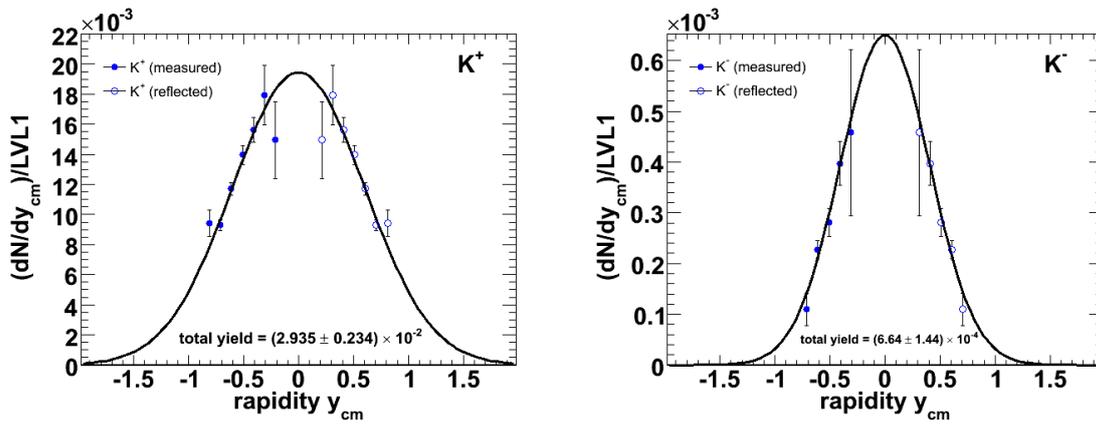


Abbildung 4.5: Rapiditydichteverteilungen dN/dy_{cm} für K^+ - und K^- -Mesonen. Die totalen Produktionsraten pro Kollision ergeben sich aus Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten. Für K^+ -Mesonen ergibt sich eine totale Produktionsrate von 0.026 ± 0.002 und für die K^- -Mesonen 0.0074 ± 0.0013 .

4.3 Zentralitätsabhängige Analyse

Um weitere Rückschlüsse auf das Emissionsverhalten und darüber auf die Produktion der Kaonen zu erhalten, werden die aufgezeichneten Ereignisse anhand der Detektormultiplizität (siehe Abschnitt 3.4) in 2 Zentralitätsklassen unterteilt (siehe Abbildung 4.6). Die resultierenden Spektren und Rapiditätsverteilungen für K^+ -Mesonen sind in den Abbildungen 4.7, 4.9 und 4.10 dargestellt. Die inversen Steigungsparameter T_B unterscheiden sich innerhalb der Fehler nicht. Die totale Produktionsrate für nicht zentrale Stöße liegt bei 0.023 ± 0.001 und unterscheidet sich damit deutlich von der für zentrale Stöße die 0.04 ± 0.003 beträgt. Da die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen proportional mit der Anzahl der Partizipanten steigt ist dieses Verhalten zunächst zu erwarten.

Die resultierenden Spektren und Rapiditätsverteilungen für K^- -Mesonen sind in den Grafiken 4.8, 4.9 und 4.10 abgebildet. Der inverse Steigungsparameter T_B für nicht zentrale Reaktionen beträgt 67 ± 3 MeV, der für zentrale hingegen 72 ± 4 MeV und liegen am Rand des von beiden Fehlern abgedeckten Bereich. Die totale Produktionsrate für semizentralen Stöße beträgt bei $(0.4 \pm 0.16) \times 10^{-3}$ und $(1.02 \pm 0.36) \times 10^{-3}$ für zentrale.

Ein Überblick über die Ergebnisse der geladenen Kaonenuntersuchung in verschiedenen Zentralitätsklassen findet sich in Tabelle 4.1.

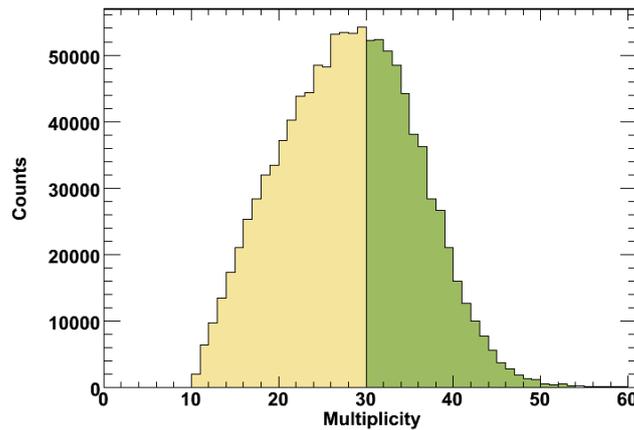


Abbildung 4.6: Einteilung in zwei Zentralitätsklassen anhand der gemittelten Detektormultiplizität der inneren Driftkammern und des META-Dektors.

K^+	kombiniert	semizentral	zentral
T_{eff} [MeV]	85 ± 1	85 ± 1	86 ± 1
Produktionsrate/LVL1	0.029 ± 0.002	0.023 ± 0.001	0.043 ± 0.003
K^-			
T_{eff} [MeV]	72 ± 2	67 ± 3	72 ± 4
Produktionsrate/LVL1	0.0066 ± 0.0014	(0.004 ± 0.0016)	(0.010 ± 0.0036)

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Ergebnisse für geladene Kaonen in verschiedenen Zentralitäten

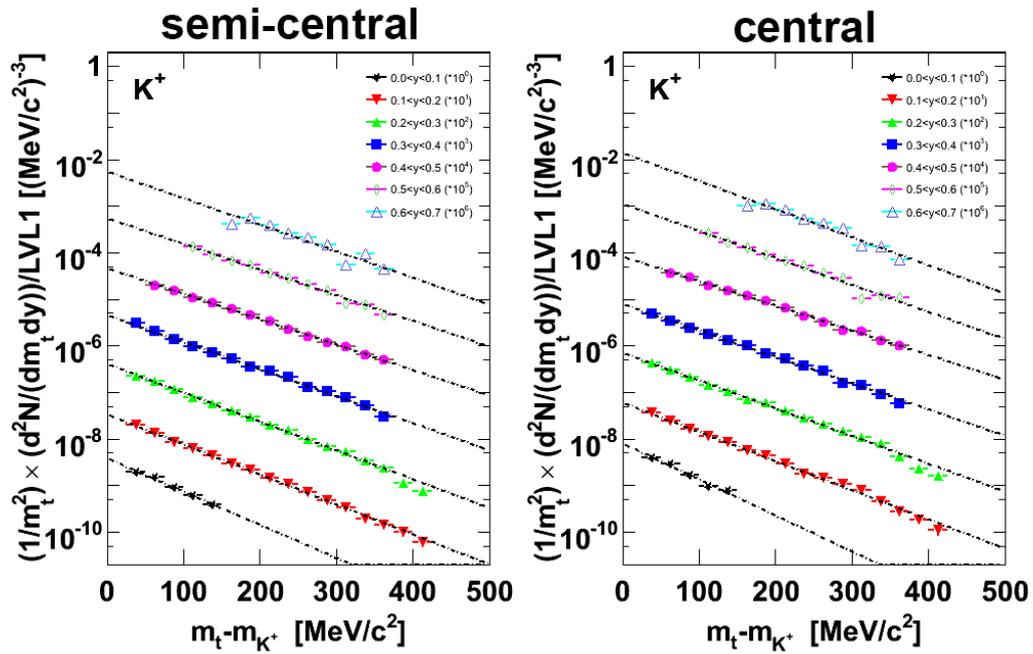


Abbildung 4.7: Transversale Massenspektren in verschiedenen Zentralitätsklassen (siehe Abschnitt 4.3) für K^+ -Mesonen

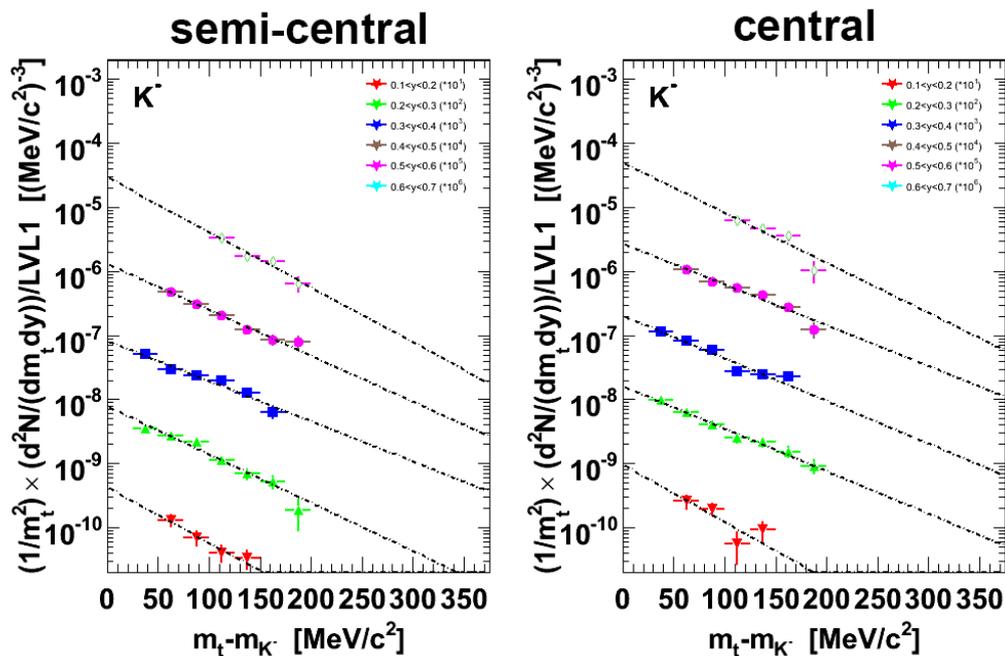


Abbildung 4.8: Transversale Massenspektren in verschiedene Zentralitätsklassen (siehe Abschnitt 4.3) für K^- -Mesonen

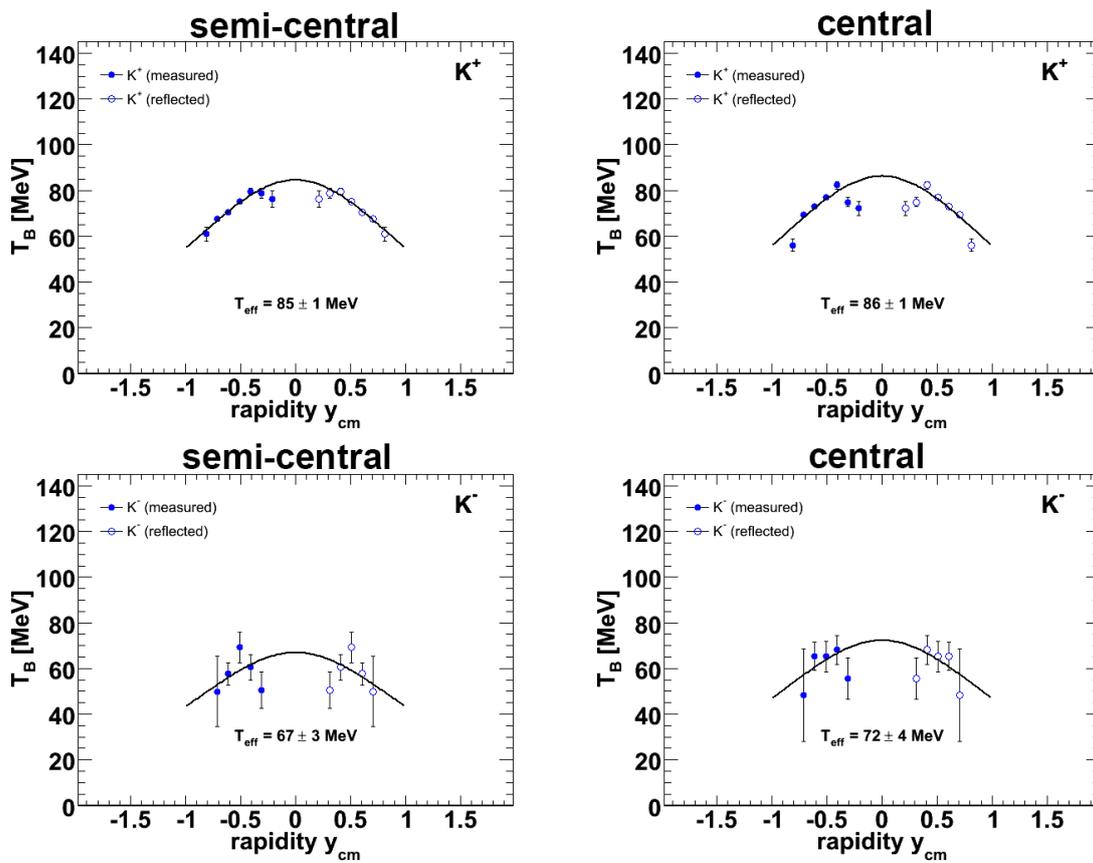


Abbildung 4.9: Rapiditätsverteilung des inversen Steigungsparameters in den zwei Zentralitätsklassen für K^+ - und K^- -Mesonen.

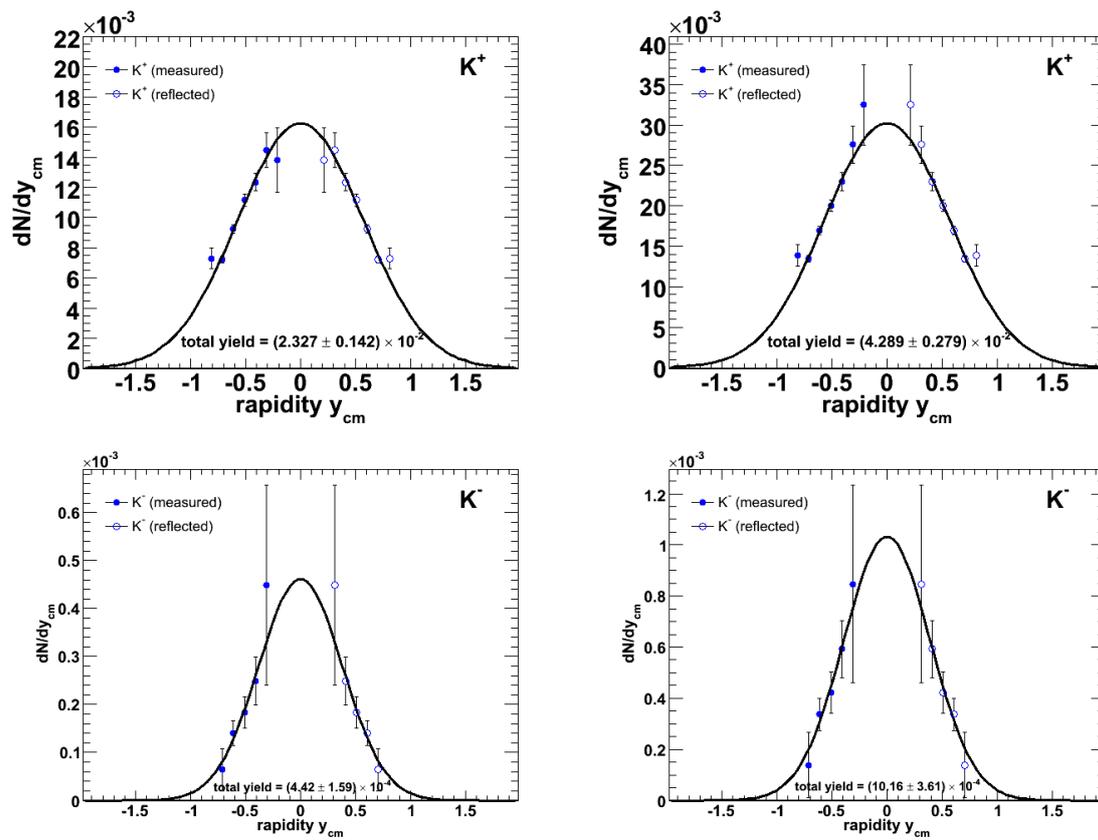


Abbildung 4.10: Rapiditätsdichteverteilungen dN/dy_{cm} für K^+ -Mesonen und K^- -Mesonen in den zwei Zentralitätsklassen.

4.4 Teilchenverhältnisse und Produktionsraten

Teilchenspezies	Produktionsrate/LVL1	T_{eff} [MeV]
Protonen	$22.11 \pm 0.71 \pm 1.71$	142.5 ± 1.6
π^-	$3.94 \pm 0.13 \pm 0.15$	$T_1 = 53 \pm 0.1 \quad T_2 = 87.4 \pm 0.3$
$\Lambda + \Sigma^0$	$(3.93 \pm 0.14 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$95.8 \pm 0.8 + 0.3 - 0.7$
K_s^0	$(1.15 \pm 0.05 + 0.04 - 0.13) \times 10^{-2}$	$92 \pm 0.5 + 4.1$
K^+	$(2.94 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	85 ± 1
K^-	$(6.64 \pm 1.44) \times 10^{-4}$	$72 \pm 2 \pm 3$
ϕ	$(3.9 \pm 0.8 + 1.6 - 1.5) \times 10^{-4}$	$80 \pm 9 + 2 - 3$

Tabelle 4.2: Die inversen Steigungsparameter und totalen Produktionsraten. Die Werte in für π , K_s^0 , ϕ , p , Λ stammen aus [Sch08].

Tabelle 4.2 fasst die inversen Steigungsparameter und totalen Produktionsraten für die in [Sch08] analysierten π , K_s^0 , ϕ , p , Λ und die in dieser Arbeit untersuchten geladenen Kaonen zusammen.

4.4.1 K^- zu K^+ Verhältnis

Das Verhältnis der negativ zu positiv geladenen Kaonen ergibt sich zu

$$K^-/K^+ = 0.0226 \pm 0.00523. \quad (4.4)$$

Das Verhältnis steigt in Richtung der Schwerpunktsrapidity an (siehe Abbildung 4.11). Dies ist ein Hinweis, der auf unterschiedlichen Produktionsprozesse und Ausfrierbedingungen der beiden Teilchen hindeutet. Inspiriert Transportmodelle könnte dies folgender Maßen erklärt werden:

Die K^+ werden direkt in der Hochdichtephase produziert und haben eine große mittlere freie Weglänge in Kernmaterie, so dass sie den Feuerball ohne weitere Wechselwirkungen verlassen können. Die K^- hingegen werden zu einem Großteil in mehrstufigen Prozessen (*Strangeness*-Austauschprozesse) [ea07] produziert, da nur unter Hinzunahme des Fermi-Impulses genug Energie für die direkte Produktion vorhanden ist. Zudem besitzen sie eine kleinere mittlere freie Weglänge in Kernmaterie. So können sie innerhalb des Feuerballs kontinuierlich produziert und reabsorbiert werden, und diesen erst zu einem späteren Zeitpunkt verlassen. Aufgrund dessen steht den K^+ ein größerer Phasenraum als den K^- für ihre Emission zur Verfügung.

Um weitere Rückschlüsse über das Emissionsverhalten und darüber auf die Produktion der K^- -Mesonen zu erhalten, wird das Verhältnis von zentralen zu nicht zentralen Produktionsraten für positiv und negativ geladene Kaonen in den beiden Zentralitätsklassen gebildet. Es ergibt sich ein K^-/K^+ Verhältnis von 0.019 ± 0.007 für die semizentralen und 0.024 ± 0.009 für die zentralen Stöße. Innerhalb der statistischen Fehler ist das beobachtete Verhältnis also wie in den KaoS-Daten konstant.

4.4.2 ϕ zu K^- Verhältnis

Die Rekonstruktion der K^- -Mesonen und der ϕ -Mesonen ermöglichen, den Anteil der K^- , die aus einem ϕ -Zerfall resultieren, zu bestimmen. Das Verhältnis ϕ/K^- ergibt sich zu

$$\phi/K^- = 0.59 + 0.30 - 0.29. \quad (4.5)$$

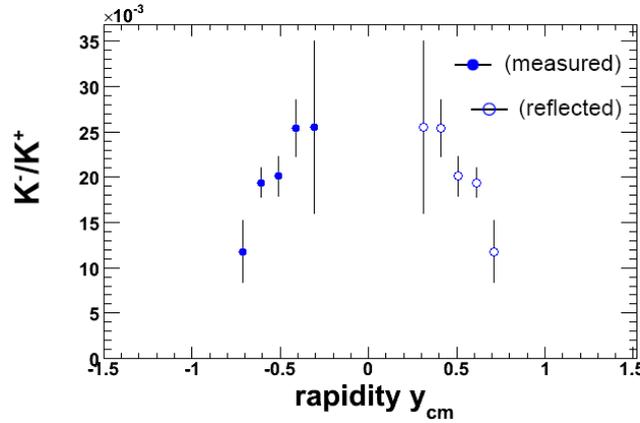


Abbildung 4.11: Differentiell über die einzelnen Rapiditätsbereiche betrachtet steigt das K^-/K^+ Verhältnis in Richtung der Schwerpunktsrapidity an.

Unter der Annahme, dass die ϕ -Mesonen zu gleichen Anteilen in neutrale und geladene Kaonen zerfallen, bedeutet dies, dass $\approx 30\%$ der K^- -Mesonen aus einem ϕ -Zerfall resultieren. Dies ist interessant im Zusammenhang mit dem im vorigen Abschnitt erwähnten *Strangeness*-Austauschprozess, der aufgrund der KaoS-Daten und Ergebnisse von Transportmodellen, als dominanter Kanal für die K^- -Produktion im SIS-Energiebereich angesehen wird (siehe 1.3.1). Da als weiterer Produktionskanal neben der Produktion über ein ϕ -Meson und dem *Strangeness*-Austauschprozess auch noch die direkte Produktion eines $K^+ K^-$ Paares möglich ist², beträgt der Anteil der K^- , die nicht über den *Strangeness*-Austauschprozess erzeugt werden über 30%. Dieser Wert steht im Gegensatz zu Simulationen mit Transportmodellen, die bisher diese mehrstufigen Prozesse als dominant für die K^- -Produktion im SIS-Energiebereich ansehen.

4.5 Strangeness-Erhaltung

In Schwerionenkollisionen werden Teilchen mit *Strange*-Quark Inhalt über die starke Wechselwirkung gebildet. Da die *Strangeness* eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist, hebt sich die Differenz zwischen *Strange*-Quarks $N(s)$ und anti-*Strange*-Quarks $N(\bar{s})$ auf. Im Mittel über viele Reaktionen kann man dies im SIS-Energiebereich folgendermaßen formulieren:

$$\underbrace{\Sigma^+ + \Sigma^- + \Sigma^0 + \Lambda + K^- + \bar{K}^0}_{N(s)} - \underbrace{(K^+ + K^0)}_{N(\bar{s})} = 0 \quad (4.6)$$

Hierbei kennzeichnen die Symbole die Produktionswahrscheinlichkeiten für die entsprechenden Teilchen. Schwerere Teilchen und Resonanzen mit *Strangeness* Inhalt, sowie Teilchen mit mehreren *Strange*-Quarks wie Ω und Ξ wurden wegen ihrer sehr viel geringeren Produktionswahrscheinlichkeit aufgrund ihrer hohen NN-Schwelle nicht berücksichtigt.

²Hier stellt sich allerdings die Frage, inwieweit die direkte K^- -Produktion von der über ein ϕ -Meson unterschieden werden kann, da das ϕ -Meson auch als gebundenes System aus einem $K^+ K^-$ Paar angesehen werden kann.

Das Σ^0 zerfällt mit kurzer Lebensdauer exklusiv in ein Λ -Hyperon. Die zusätzlich erzeugten Photonen können mit dem HADES-Detektor nicht nachgewiesen werden, so dass man die totale Produktionsrate der $(\Lambda + \Sigma^0)$ misst. Die neutralen Kaonen werden im wesentlichen über den Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Wegen ihrer langen Lebensdauer mit $c\tau = 15.33 \text{ m}$ können nahezu keine K_L^0 -Mesonen nachgewiesen werden, da sie nicht innerhalb des Detektorvolumens zerfallen. Die Gesamtanzahl der neutralen Kaonen (K^0, \bar{K}^0) bestimmt sich damit zu:

$$(K^0 + \bar{K}^0) = (K_S^0 + K_L^0) = 2 \cdot K_S^0 \quad (4.7)$$

Die geladenen Σ -Hyperonen zerfallen zu fast 100 % in einen Endzustand mit einem neutralen Tochterteilchen, das nur extrem schwer nachzuweisen ist. Eine Rekonstruktion ist daher in Schwerionenexperimenten fast unmöglich. Allerdings ergibt sich über die Berechnung der Produktionswahrscheinlichkeit mit Hilfe der *Strangeness*-Erhaltung die Möglichkeit, die Produktionsraten der geladenen Σ -Hyperonen zu ermitteln.

Aus den gemessenen Teilchenmultiplizitäten von Λ , K_S^0 , K^+ und K^- lässt sich in bisher nicht erreichter Vollständigkeit³ im SIS-Energiebereich, der fehlende *Strangeness*-Anteil, der auf die geladenen Σ -Hyperonen entfällt, berechnen. Dieser ergibt sich nach Gleichung 4.6 zu:

$$\Sigma^+ + \Sigma^- = K^+ + \underbrace{(K^0 + \bar{K}^0)}_{2 \cdot K_S^0} - \underbrace{(\Sigma^0 + \Lambda)}_{\Lambda} - \underbrace{(K^- + 2 \cdot \bar{K}^0)}_{3 \cdot K^-} \quad (4.8)$$

Unter Annahme, dass die Zahl der produzierten \bar{K}^0 den der K^- entspricht ergibt, sich für die geladenen Σ -Hyperonen eine totale Produktionswahrscheinlichkeit von

$$\Sigma^+ + \Sigma^- = 0.011 + 0.0034 - 0.0042. \quad (4.9)$$

Die Fehler ergeben sich aus der quadratischen Fehlerfortpflanzung der statistischen und systematischen Einzelfehler. Dies ist die erste definitive Messung der Produktion geladener Σ -Mesonen unterhalb ihrer NN-Produktionsschwelle.

Unter der Annahme das die Σ -Mesonen aufgrund ihrer geringen Massendifferenz in etwa gleich häufig produziert werden, lässt sich aus den bestimmten Multiplizitäten das Verhältnis aus Λ und $\Sigma^{\pm,0}$ berechnen. Dieses ergibt sich zu:

$$\frac{\Lambda}{\Sigma^{\pm,0}} = \frac{2(\Lambda + \Sigma^0)}{\Sigma^+ + \Sigma^-} - 1 = 6.1 + 2.2 - 2.7 \quad (4.10)$$

Die Fehler lassen einen Bereich von $\Lambda \approx 3.5\Sigma^{\pm,0}$ bis $\Lambda \gg \Sigma^{\pm,0}$ zu. Für ultrarelativistische Energien ergibt sich, aufgrund der dann vernachlässigbaren Massendifferenz zwischen Λ und $\Sigma^{\pm,0}$, $\Lambda \approx \Sigma^{\pm,0}$. Da aber bei einer Strahlenergie von 1.756 AGeV die Λ s knapp über ihrer NN-Schwelle und die $\Sigma^{\pm,0}$ s genau unterhalb dieser Schwelle produziert werden, erwartet man einen wesentlich kleineren Wert für das Verhältnis der beiden Teilchen.

³ *Strangeness-Balance*-Messungen werden ebenfalls von der FOPI-Kollaboration durchgeführt, allerdings bisher ohne K^- -Identifikation, siehe Abschnitt 1.3.2

Kapitel 5

Diskussion

„Ich weiss, dass ich nicht weiss.“

Sokrates

Wie in Kapitel 1 beschrieben, wurden die Ar+KCl-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 1.756 AGeV durchgeführt. Die zur Verfügung stehende Energie im Schwerpunktsystem für elementare Prozesse beträgt damit nach

$$\sqrt{s} = \sqrt{(m_P \cdot c^2)^2 + (m_T \cdot c^2)^2 + (E_{proj} + (m_P \cdot c^2)) \cdot 2 \cdot m_P \cdot c^2} \quad (5.1)$$

2.61 GeV, wobei m_P und m_T der Projektil- bzw. Targetmasse und E_{proj} der Strahlenergie entsprechen. Im Fall von Nukleon-Nukleon Stößen ist die Projektil- und Targetmasse gleich groß und zwar $m_N = 938 \text{ MeV}/c^2$

Die zur Teilchenproduktion benötigte Schwellenenergie ergibt sich nach Formel:

$$\sqrt{s_{th}} = \sum (m_i \cdot c^2) \quad (5.2)$$

wobei $\sum m_i$ die Summe über die Massen aller im Ausgangskanal befindlichen Teilchen bezeichnet. Im Folgenden wird die Schwellenenergie in elementaren NN-Reaktionen für die energetisch günstigsten Produktionskanäle der rekonstruierten Teilchen berechnet und von der im System zur Verfügung stehenden Energie \sqrt{s} subtrahiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Demnach

Ausgangskanal	$\sqrt{s_{th}}$ [GeV]	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}$ [GeV]
$K^+ \Lambda N$	2.55	0.06
$NN K^+ K^-$	2.86	-0.25
$NN \phi$	2.9	-0.29
$K^+ \Sigma N$	2.62	-0.01

Tabelle 5.1: Die Produktionsschwellen in elementaren NN-Reaktionen für die energetisch günstigsten Produktionskanäle der gemessenen im Überblick.

werden nur die K^+ -Mesonen und Λ 's über ihrer Schwelle produziert. Alle anderen Teilchen können nur unter Hinzunahme des Fermi-Impulses oder über mehrstufige Prozesse in denen Energie zwischengespeichert wird, wie etwa

$$NN \longrightarrow N\Delta \quad (5.3)$$

$$\Delta N \longrightarrow NNK^+K^- \quad (5.4)$$

erzeugt werden.

Die Häufigkeit für solche Prozesse hängt zum einen von den während der Reaktion vorherrschenden Bedingungen, wie erreichten Dichten ρ und der Lebensdauer bzw. der zeitlichen Entwicklung des Systems ab. Zum anderen spielen auch Effekte wie In-Medium Wirkungsquerschnitte der produzierten Teilchen und mögliche Medium Massenmodifikationen eine Rolle. So werden in verschiedenen Modellen [NK87], [JSBB97] eine Zunahme der K^+ Masse im Medium und eine Massenabnahme für K^- -Mesonen und ϕ -Mesonen vorhergesagt. Dies könnte zum Beispiel zu einer erhöhten ϕ -Produktion führen, da für diese weniger Energie aufgebracht werden müsste. Eine Abnahme der K^- -Energie bei unveränderten Λ - und Pionenmassen würde die K^- -Produktion im *Strangness*-Austauschprozess,

$$NN \longrightarrow \pi NN \quad (5.5)$$

$$\pi Y \longrightarrow K^- N \quad (5.6)$$

gegenüber der inversen K^- -Absorption bevorzugen, da die Produktion bei ausreichend starker K^- Massenabnahme dann exotherm ablaufen könnte.

Auffällig ist, dass die unter der Schwelle produzierten Teilchen K^- , ϕ jeweils um 1 bis 2 Größenordnungen weniger häufig auftreten als die knapp über der Schwelle produzierten K^+ . Zudem entspricht die Reihenfolge der bestimmten totalen Produktionsraten mit der der NN-Schwellen überein, was die Konsistenz der einzelnen Messungen verdeutlicht.

Wie in Kapitel 1 beschrieben, sind geladene Kaonen im SIS-Energiebereich bereits von der KaoS-Kollaboration ausführlich untersucht worden. Dabei ist festgestellt worden, dass die inversen Steigungsparameter der K^+ -Mesonen um 15-25 MeV höher liegen als die der K^- -Mesonen gemittelt über alle Zentralitätsklassen. Der Unterschied des inversen Steigungsparameter in den gemessenen Ar+KCl Reaktionen für einen mittleren Stoßparameter von 3.5fm beträgt 13 ± 2 MeV und liegt damit am unteren Rand dieser Beobachtungen. Die gemessenen inversen Steigungsparameter (Abbildung 5.1) und Produktionsraten (Abbildung 5.2) geben jedoch den Trend der von der KaoS-Kollaboration erstellten Anregungsfunktion wieder, siehe Abbildung 5.1.

Weiter wurde ein konstantes K^- zu K^+ Verhältnis in Abhängigkeit der Zentralität beobachtet, woraus auf eine Kopplung der K^- Produktion an die K^+ gefolgert wird [ea07]. In Kombination mit den unterschiedlichen Ausfrierbedingungen für beide Teilchen und im Vergleich mit Transportmodellen, schließt man auf den *Strangness*-Austauschprozess als dominanten Kanal für die K^- -Produktion [ea07].

Die in dieser Arbeit durchgeführten zentralitätsabhängigen Untersuchungen deuten innerhalb der Fehler ebenfalls auf ein konstantes Verhältniss hin. Allerdings sind die Fehler ähnlich wie in den KaoS-Daten relativ groß, so dass sich nur starke Zunahmen nachweisen ließen.

Ein weiterer Unterschied könnte aus den verschiedenen großen Stoßsystemen resultieren. Das gemessene System Ar+KCl befindet sich von der Größe zwischen den von dem KaoS-Experiment gemessenen Systemen C+C und Ni+Ni. Allein aufgrund der maximalen Anzahl an möglichen Partizipanten erscheint eine Reabsorption im zeitlichen Verlauf einer Reaktion eines sekundär gebildeten K^- -Mesons durch einen inversen *Strangness*-Austauschprozess im System Ar+KCl unwahrscheinlicher als in Ni+Ni.

Im Vergleich zu KaoS ist HADES aber, aufgrund der größeren Akzeptanz, in der Lage ϕ -Mesonen zu rekonstruieren. Aus dem bestimmten ϕ/K^- Verhältnis von $0.59 + 0.30 - 0.29$ folgt, wenn die ϕ -Mesonen zu gleichen Anteilen in neutrale und geladene Kaonen zerfallen, dass $\approx 30\%$ der K^- -Mesonen aus einem ϕ -Zerfall resultieren und nicht über den *Strangness*-Austauschprozess produziert werden. Zudem ist als weiterer Produktionskanal für K^- noch die direkte Produktion eines K^+

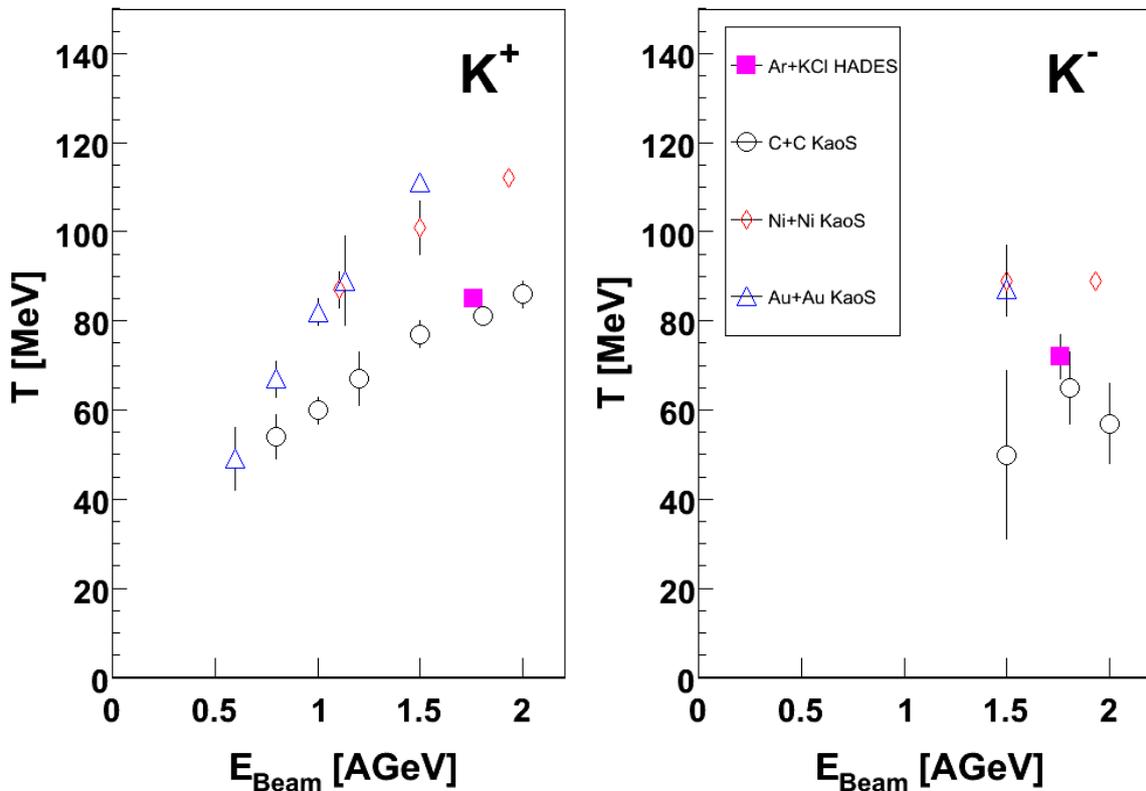


Abbildung 5.1: Die von KaoS für alle Zentralitätsklassen und HADES für einen mittleren Stoßparameter von 3.54 fm, bestimmten effektiven Temperaturen T_{eff} für geladene Kaonen als Funktion der Strahlenergie in verschiedenen Reaktionssystemen.

K^- Paares möglich ¹.

Aus diesen Ergebnissen lässt sich schlussfolgern, dass die K^- Produktion zwar über den *Strangeness*-Austauschprozess an die K^+ -Produktion gekoppelt ist, aber dieser Kanal bei weitem nicht so dominant wie angenommen ist.

Dies wirft die Frage nach dem Produktionsmechanismus der ϕ -Mesonen auf. Werden sie in mehrstufigen Prozessen erzeugt, sollten sie einen inversen Steigungsparameter, vergleichbar mit dem der K^- -Mesonen, aufweisen. Werden sie hingegen direkt produziert, sollte ihr inverser Steigungsparameter eher dem der K^+ -Mesonen entsprechen. Leider lässt sich aufgrund der großen Fehler der Messung diesbezüglich keinerlei Aussage treffen.

Die anhand der *Strangeness-Balance* bestimmte totale Produktionswahrscheinlichkeit für die geladenen Σ -Hyperonen von $0.011 + 0.0034 - 0.0042$ ist der erste definitive Nachweis der Produktion geladener Σ -Mesonen unterhalb ihrer NN-Produktionsschwelle.

Das daraus resultierende Λ zu $\Sigma^{\pm,0}$ Verhältnis lässt innerhalb der Fehler eine Spannweite von $\Lambda \approx 3.5\Sigma^{\pm,0}$ bis $\Lambda \gg \Sigma^{\pm,0}$ zu. Für ultrarelativistische Energien ergibt sich, aufgrund der dann vernachlässigbaren Massendifferenz zwischen Λ und $\Sigma^{\pm,0}$, $\Lambda \approx \Sigma^{\pm,0}$. Da aber bei einer Strahlener-

¹Hier stellt sich allerdings die Frage, inwieweit die direkte K^- -Produktion von der über ein ϕ -Meson unterschieden werden kann, da das ϕ -Meson auch als gebundenes System aus einem K^+K^- Paar angesehen werden kann.

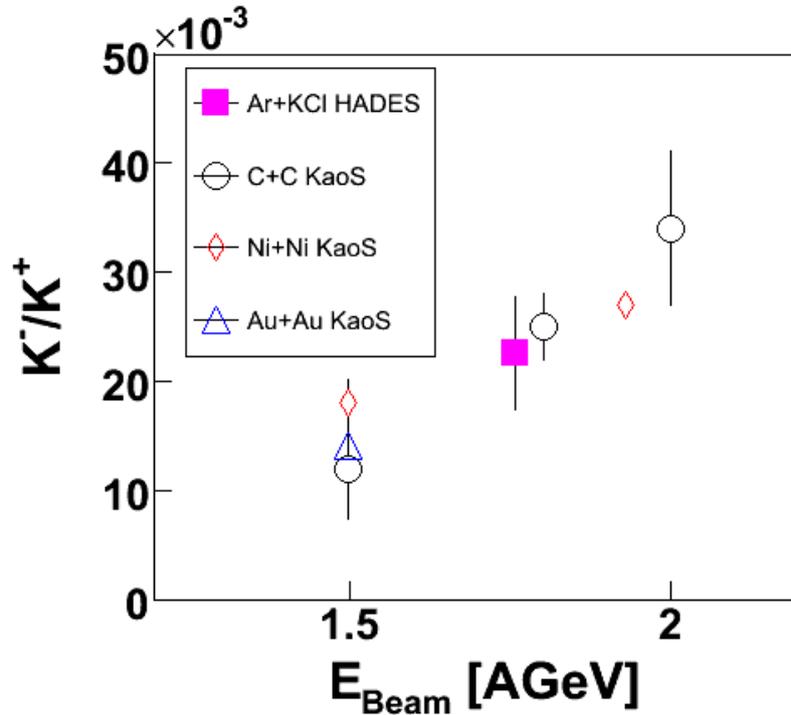


Abbildung 5.2: Die von KaoS und HADES ermittelten, K^-/K^+ -Verhältnisse als Funktion der Strahlenergie in verschiedenen Reaktionssystemen. Da das K^-/K^+ -Verhältnis keine Abhängigkeit von der Zentralität zeigt, ist es möglich die Minimum-Bias Daten von KaoS direkt mit den aufgezeichneten semizentralen Ar+KCl-Daten zu vergleichen.

gie von 1.756 AGeV die Λ 's knapp über ihrer NN-Schwelle und die $\Sigma^{\pm,0}$ s genau unterhalb dieser Schwelle produziert werden, erwartet man einen wesentlich kleineren Wert für das Verhältnis der beiden Teilchen.

Die mit Hilfe der *Strangeness-Balance* ermittelte Produktionswahrscheinlichkeit für $\Sigma^{\pm,0}$ stimmt innerhalb der Fehler mit dem von der FOPI-Kollaboration [Mea07] ermittelten Wert im Stoßsystem Ni+Ni, mit 1.93 AGeV überein. Allerdings befindet man sich im schweren Stoßsystem Ni+Ni bei 1.93 AGeV Strahlenergie knapp über der Produktionsschwelle für elementare Reaktionen und nicht knapp unter dieser Schwelle wie bei 1.756 AGeV. Aufgrund dessen sollte man in diesem System einen größeren Wert erhalten. Die in [Sch08] und dieser Arbeit bestimmte totale Produktionswahrscheinlichkeit der geladenen Σ -Hyperonen liegt zudem genau zwischen den ermittelten Produktionswahrscheinlichkeiten für K^+ , die knapp über der Schwelle produziert werden und denen für K^- und ϕ -Mesonen die weiter unter der Schwelle produziert werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem HADES-Spektrometer an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wurden Untersuchungen zur *Strangeness*-Produktion im Stoßsystem Ar+KCl durchgeführt. Die kinetische Strahlenergie E_{proj} betrug dabei 1.756 AGeV.

Ursprünglich wurde HADES entwickelt zur Rekonstruktion seltener Zerfälle der Vektormesonen ρ , ω , und ϕ anhand von e^+e^- Paaren. Darüber hinaus besitzt das Spektrometer aber aufgrund seiner hohen räumlichen Akzeptanz und der guten Impulsauflösung auch hervorragende Eigenschaften zur Hadronenidentifizierung, was in mehreren Analysen [Zum05], [Sad05], [K.K07] leichter Stoßsysteme prinzipiell aufgezeigt wurde.

Mit den ca. 850 Millionen aufgezeichneten semi-zentralen Reaktionen des Ar+KCl Experiments bot sich die Möglichkeit für eine der umfangreichsten Hadronenanalysen im SIS-Energiebereich überhaupt.

Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse geladener Kaonen. Die vorgestellten Ergebnisse stellen zusammen mit den in [Sch08] analysierten K_s^0 , Λ und ϕ die bisher umfangreichste Rekonstruktion von Teilchen mit *Strangeness*-Inhalt im SIS-Energiebereich innerhalb eines Experimentes dar.

Da bis auf die Λ -Hyperonen und K^+ -Mesonen alle untersuchten Teilchen unterhalb ihrer NN-Schwelle produziert werden, sind die gemessenen Multiplizitäten und inversen Steigungsparameter T_B vielversprechende Observable in Bezug auf etwaige In-Medium-Modifikation, wie in [NK87] und [JSBB97] vorausgesagt.

Die im Vergleich zu den vorangegangenen HADES-Experimenten mit den leichteren Stoßsystemen p+p, d+p und C+C höheren Multiplizitäten erforderten eine Verbesserung der Teilchenidentifikation. Aus diesem Grund wurde zusätzlich zur Standardteilchenidentifikation mittels Flugzeit und Impuls, eine verfeinerte Spurauswahl und die in [Sch08] neu entwickelte Energieverlustinformation der Driftkammern sowie die der Flugzeitwand TOF verwendet.

Mit diesen Verbesserungen ist es möglich, geladene Kaonen mit hoher Effizienz zu rekonstruieren. Dabei konnten im Phasenraumbereich von $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$ mehr als 250.000 K^+ -Mesonen und im Phasenraumbereich von $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$ über 5500 K^- -Mesonen nachgewiesen werden. Das erreichte Signal zu Untergrundverhältnis beträgt dabei bis zu 26 für K^+ - und bis zu 6 für K^- -Mesonen. Darüber hinaus lassen sich über ihre geladenen Zerfallsprodukte die kurzlebigen Teilchen K_s^0 , Λ und ϕ nachweisen [Sch08].

Die Korrekturen der Detektorakzeptanz und Detektoreffizienz sowie der Spurrekonstruktionseffizienz, erfolgen anhand von umfangreichen, von der HADES-Kollaboration entwickelten Simulationspakete PLUTO und HGEANT, sowie dem Transportmodell UrQMD [Ble99]. Die für die Korrektur der zur Kaonenidentifikation angewendeten verfeinerten Spurauswahl und den Schnitten in den Ener-

gieverlustverteilungen der Driftkammern und Flugzeitwand TOF, erforderlichen Effizienzen werden ausschließlich anhand der aufgezeichneten Daten bestimmt.

Die korrigierten transversalen Massenspektren werden mit einer Boltzmann Funktion angepasst und für die zuvor aufgeführten Teilchensorten Rapiditätsverteilungen bestimmt. Durch Extrapolation auf den gesamten Phasenraum erhält man schließlich totale Produktionsraten pro Trigger selektiertes Ereignis und eine effektive Boltzmann-temperatur für die einzelnen Teilchenspezies.

Die gewonnenen Ergebnisse für geladene Kaonen stimmen innerhalb der Fehler mit denen von der KaoS-Kollaboration ermittelten Systematiken überein [ea07].

Aufgrund der Vollständigkeit aller relevanten Produktionsraten von Teilchen mit *Strangeness*-Inhalt, lassen sich, unter Berücksichtigung der *Strangeness*-Erhaltung unter der starken Wechselwirkung, Rückschlüsse auf die Produktionsrate der nicht beobachteten Σ -Hyperonen ziehen. Innerhalb der Fehler liegt ihr Anteil bei mindestens 12% der Λ -Produktionsrate. Dies stellt den ersten Nachweis der Σ -Hyperonen unterhalb ihrer NN-Schwelle da.

Aus dem bestimmten ϕ/K^- Verhältnis von $0.59 + 0.30 - 0.29$ folgt, wenn die ϕ -Mesonen zu gleichen Anteilen in neutrale und geladene Kaonen zerfallen, dass $\approx 30\%$ der K^- -Mesonen aus einem ϕ -Zerfall resultieren und nicht über den bisher als dominant angesehenen

Strangeness-Austauschprozess [ea07] produziert werden.

Insgesamt lässt sich aus den Ergebnissen für geladene Kaonen und dem ϕ/K^- Verhältnis schlussfolgern, dass die K^- Produktion zwar über den *Strangeness*-Austauschprozess an die K^+ -Produktion gekoppelt ist, aber dieser Kanal nicht so dominant wie angenommen ist.

Mit den Ergebnissen aus [Sch08] und dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass HADES in der Lage ist eine große Zahl von möglichen Observablen einer Schwerionenreaktion gleichzeitig in einem Experiment zu messen.

Mit den zukünftigen Erweiterungen des Experiments, dem Austausch der TOFino-Flugwand durch hochauflösende RPCs, dem bereits installierten Vorwärts-Hodoskops sowie dem DAQ Upgrade erweitert sich die Zahl der beobachtbaren Observablen noch weiter. Durch die Installation des hochauflösenden RPC-Detektors wird es beispielsweise möglich werden, geladene Kaonen nahezu im gesamten Akzeptanzbereich des Spektrometers nachzuweisen. Das Vorwärts-Hodoskop bietet die Möglichkeit, die azimutalen Winkelverteilung zur Reaktionsebene der produzierten Teilchen zu untersuchen. Mit einer ca. 5 mal schnelleren Datenverarbeitung [Pri08] wird es zudem möglich, selbst seltene Zerfälle und Teilchensorten mit hoher Statistik zu untersuchen.

Zukünftige HADES Schwerionenexperimente bieten also die Möglichkeit, eine bisher unerreichte Zahl von Observablen einer Schwerionenreaktion im SIS-Energiebereich gleichzeitig in einem Experiment zu untersuchen und so die Chance ein möglichst komplettes Bild über den Ablauf einer solchen Reaktion erhalten zu können.

Anhang A

Geladene Kaonen im Bereich des TOFino-Detektors

Im Polarwinkelbereich von $15^\circ < \Theta < 45^\circ$ erstreckt sich die TOFino-Flugzeitwand. Aufgrund der im Vergleich mit der TOF-Flugzeitwand geringeren Granularität von nur 4 Szintillatoren pro Sektor und nur einseitiger Signalauslese beträgt die Ortsauflösung in diesem Detektorbereich nur etwa 400 ps. Hinzu kommt, dass die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit für einen TOFino-Streifen in $Ar + KCl$ -Reaktionen (1.756 AGeV) bei ca. 65% liegt. Aus diesem Grund wurde beschlossen den TOFino Detektor durch RPCs¹ zu ersetzen. Die ersten Tests dieser Detektoren sind bereits abgeschlossen und deren Inbetriebnahme ist für das Jahr 2008 vorgesehen.

Trotz dieser ungünstigen Voraussetzungen ist eine Kaonenidentifikation vorgenommen worden, da der physikalisch besonders interessante Phasenraumausschnitt um die Schwerpunktsrapidität sich in diesem Detektorbereich befindet.

Zunächst wird durch Abfrage der Trefferanzahl des Detektors Mehrfachtreffer, die ein vermischtes Flugzeitsignal und damit zu einer falschen Massenberechnung führen, ausgeschlossen. Dies reduziert 65 % der rekonstruierten Spuren.

Wie die TOF-Flugzeitwand liefert auch die TOFino-Wand eine Energieverlustinformation, allerdings mit schlechterer Auflösung. Pionen- und Protonensignale lassen sich nur bis zu einem Laborimpuls p_{lab} von etwa 700 MeV/c klar trennen, siehe Abbildung A.1. Die Anwendung von graphischen Schnitten zur Kaonenidentifizierung in der Energieverlustverteilung dieses Detektors ist also nur bis zu einem Laborimpuls 700 p_{lab} von MeV/c wirksam. Zudem erfordert die schlechtere Auflösung einen schärferen Schnitt, so dass zusätzlich die Statistik stark reduziert wird, was später große Korrekturen erforderlich macht.

Die resultierenden Kaonensignale nach Anwendung der beschriebenen Auswahlen sind in Abbildung A.2 dargestellt. Zur Kaonenidentifikation wird der Phasenraum in 50 MeV/c² große $m_t - m_0$ und 0.1 y große Zellen unterteilt. Im niedrigen Rapiditätsbereich lässt sich ein signifikantes K^+ -Signal erkennen. Im Phasenraum von besonderem Interesse um die Schwerpunktsrapidität allerdings ist kein eindeutiges Signal zu identifizieren. K^- -Signale lassen sich nur in einigen Phasenraumzellen schwach erkennen.

Aufgrund der absehbaren Schwierigkeiten und des Umstandes, dass der bemessene Phasenraum mit diesen Methoden nicht bis zur Schwerpunktsrapidität erweitert werden kann, siehe Abbildung A.3 wurde von einer weiteren Analyse im Rahmen dieser Arbeit abgesehen.

¹Resistive Plate Chamber

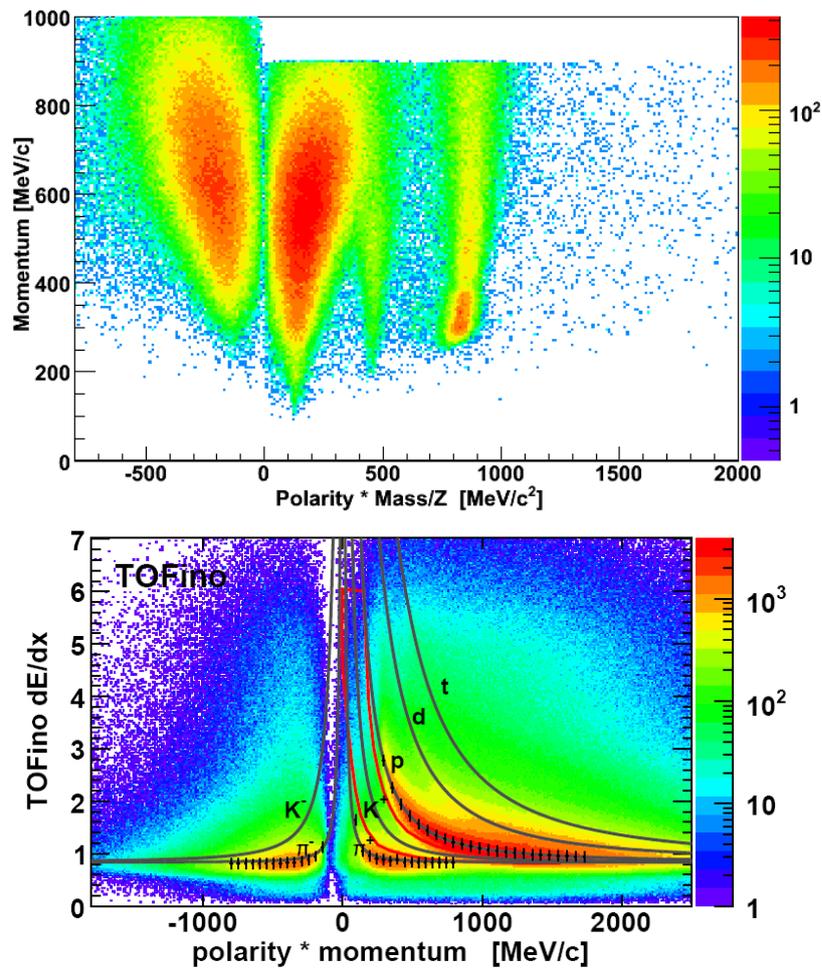


Abbildung A.1: a) In der Auftragung des TOFino-Massenspektrums gegen den Impuls erkennt man, die zu dem TOF-Detektor schlechtere Auflösung (vergleiche Abbildung 3.10). Im niedrigen Laborimpulsbereich sind die Kaonen noch deutlich von den Pionen separiert, mit steigendem Impuls wird das Kaonensignal schnell überlagert. K^- -Mesonen lassen sich nicht deutlich erkennen. Alle Auswahlkriterien sind angewendet, insbesondere die Trefferzahl.

b) Die Auftragung der Energieverlustinformation des TOFino zeigt, dass sich Pionen und Protonen nur bis zu einem Laborimpuls p_{lab} von etwa 700 MeV/c klar trennen lassen.

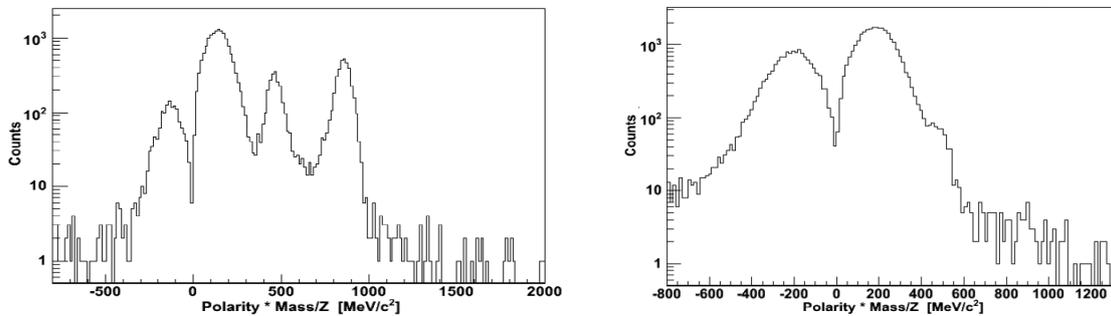


Abbildung A.2: a) Im Rapiditätsbereich $0.5 \leq y \leq 0.6$ und $m_t - m_0$ -Bereich von $50 \text{ MeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 100 \text{ MeV}/c^2$ lässt sich ein signifikantes K^+ -Signal identifizieren.
 b) Im Rapditätsbereich um die Schwerpunktrapidität und $m_t - m_0$ -Bereich von $0 \text{ MeV}/c^2 \leq m_t - m_0 \leq 50 \text{ MeV}/c^2$ nur noch ein Signal erahnen lässt.

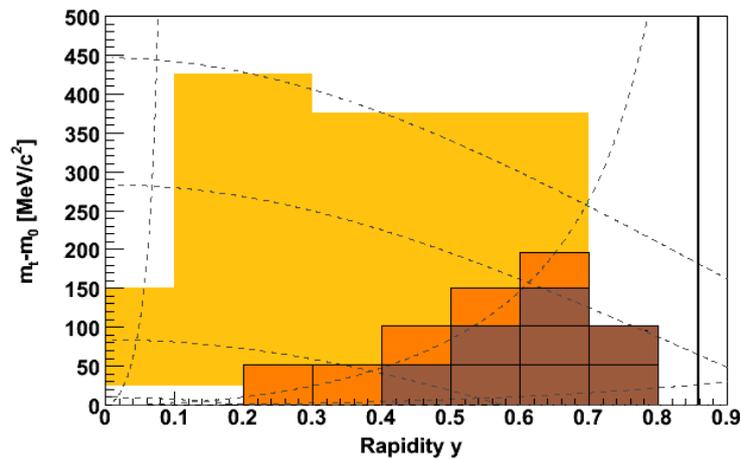


Abbildung A.3: Die kinematischen Bereiche der K^+ -Identifikation mit TOFino-Detektor. Der Bereich des TOF-Detektors ist dunkelgelb eingefärbt, der Überlappbereich orange und die Phasenraumzellen des TOFino-Detektors braun.

Anhang B

Untergrundquellen im Bereich der K^+ -Mesonen

Ein großes Problem der Kaonenidentifikation sind Schwankungen im Untergrundverlauf, lokalisiert zwischen dem Kaonen- und Protonensignal. Diese Schwankungen erweisen sich bei genaueren Untersuchungen als aufgeteilt in eine Komponente, deren Position sich impulsabhängig ändert und eine feste Position um $680 \text{ MeV}/c^2$.

Als Ursache für letzteren Effekt konnten Veränderungen in der Stärke des Auslesesignals der Driftkammern ausgemacht werden. Diese hängt von den MDC Betriebsparametern Gasdruck P_{gas} , Hochspannung HV , Temperatur T_{mdc} und der Gasmischung bzw. Gasqualität ab. Die Abhängigkeit von diesen Parametern wird durch einen globalen Offsetparameter korrigiert, der für jede Rohdatei separat bestimmt wird. Hierzu werden für jede Rohdatei die MDC dE/dx Verteilungen von Pionen und Protonen in ihrem jeweiligen Maximum mit einer Landaufunktionen angepasst. Die Abweichung vom theoretischen Bethe-Bloch Wert bestimmt den zu korrigierenden Offset. Für Kaonen werden die Korrekturwerte aus dem Mittelwert der Protonen- und Pionenwerte berechnet. Eine detaillierte Beschreibung der Offsets und ihrer Korrekturen findet sich in [Sch08]. Abbildung B.1 zeigt die Veränderung des Maximums des Protonensignals vor und nach der Korrektur.

Ein größeres Problem wird jedoch durch die impulsabhängige Komponente verursacht, da sie mit

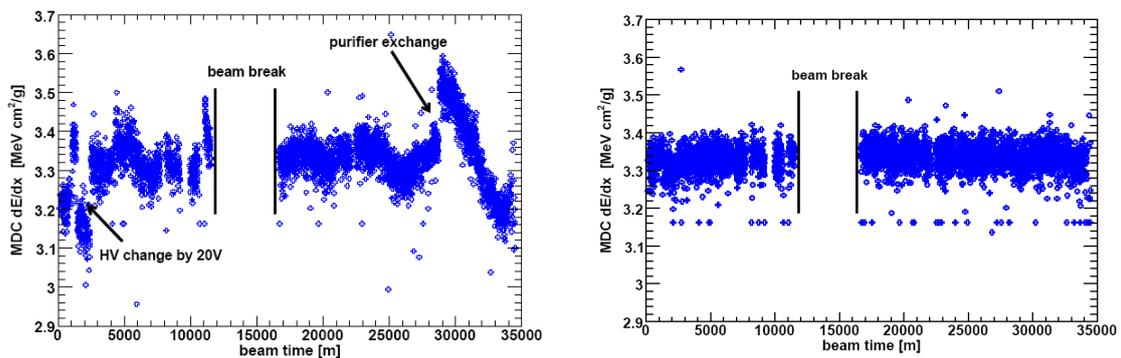


Abbildung B.1: Maximum des Protonensignals in der MDC dE/dx -Verteilung vor und nach der angewendeten Korrektur.

steigendem Impuls zu niedrigeren Massen wandert und zunehmend die Untergrundanpassung des

Kaonensignals beeinflusst. Das Signal tritt nur nach Anwendung der dE/dx -Schnitte auf, was auf ein Artefakt dieser Auswahl hinweist. Vergleiche von Spektren mit und ohne Anwendung der dE/dx -Schnitte zeigen, dass es sich tatsächlich um Ausläufer der dem K^+ -Signal zugewandeten Protonenschulter handelt, deren Verteilung asymmetrisch durch die dE/dx -Auswahl beschnitten wird. Die impulsabhängige Verschiebung resultiert aus, der mit zunehmenden Impuls schlechter werdenden Massenaufösung und der damit einhergehenden Verbreiterung des Protonensignals. Durch Anwendung der verfeinerten Spurauswahl lässt sich das Signal fast vollständig unterdrücken, was die Vermutung nahe legt, dass es sich hierbei um eine Mischung von Detektorsignalen, die zu verschiedenen Teilchenspuren gehören, handelt. In einigen wenigen Phasenraumzellen (siehe Abbildung B.2) bleibt jedoch nach Anwendung der verfeinerten Spurauswahl und nur eines dE/dx -Schnittes ein geringer Anteil vorhanden und beeinflusst die Untergrundanpassung und damit die Effizienzbestimmung der dE/dx -Schnitte. Dies wird durch die in Abschnitt 3.8.2 beschriebene Korrektur der Effizienzen beseitigt. In einigen Massenspektren der KaoS-Kollaboration sind ebenfalls solche Effekte zu erkennen, siehe Abbildung B.2.

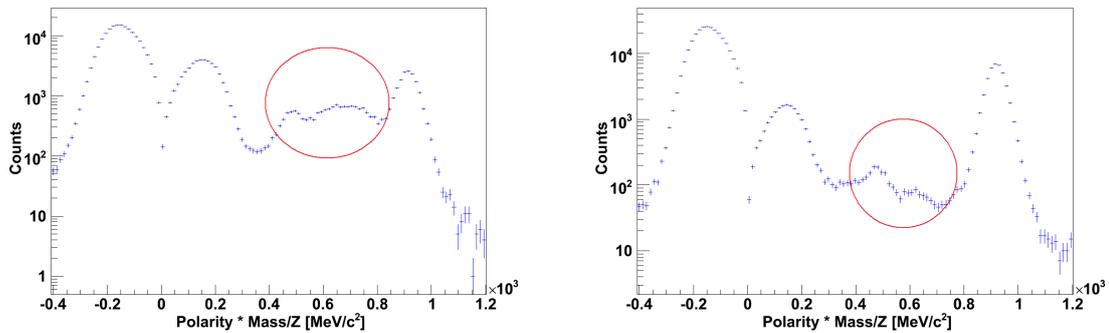


Abbildung B.2: a) Differentielles Massenspektrum im TOF-Bereich nach Anwendung der dE/dx -Schnitte, aber keiner verfeinerten Spurauswahl. b) Dasselbe Massenspektrum nach Anwendung der verfeinerten Spurauswahl, aber nur eines dE/dx -Schnittes.

Anhang C

Abhängigkeiten in der Massenbestimmung

Im Zuge der Kaonenanalyse wurde eine Verschiebung der Masse in Abhängigkeit des hld-Files entdeckt. Neben der in Abschnitt ?? beschriebenen Impulsabhängigkeit der Masse, aufgrund des nicht korrigierten Energieverlustes in der Flugzeitmessung und der Impulsbestimmung, zeigt die bestimmte Masse nun auch eine Abhängigkeit von der Aufnahmezeit der Daten. Die zeitliche Abhängigkeit der Protonenmasse im TOF- und TOFino-Bereich ist in Abbildung C.1 dargestellt. Man erkennt in beiden Bereichen die gleichen periodischen Schwankungen überlagert von einem globalen Trend. Die periodischen Schwankungen entsprechen genau einem 24 Stundenintervall. Die eingezeichneten roten Punkte sind skalierte Temperaturdaten des Deutschen Wetterdienstes. Dies lässt auf eine Korrelation der Detektoren mit der Außentemperatur schließen, da die Veränderungen in der Massenbestimmung dem Trend der Temperaturänderung entsprechen [Sch08].

Die in Abschnitt ?? beschriebene Impulsabhängigkeit der Masse, aufgrund des nicht korrigierten

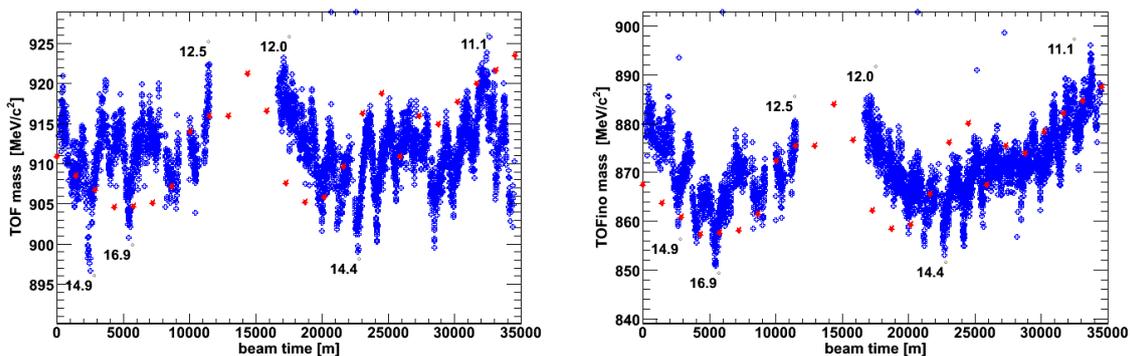


Abbildung C.1: Die Veränderung der Protonenmasse im TOF- und TOFino-Bereich als Funktion der Aufnahmezeit. Die eingezeichneten roten Punkte entsprechen den Daten der Temperaturmessung des Deutschen Wetterdienstes.

Energieverlustes in der Flugzeitmessung und der Impulsbestimmung, wirkt sich stärker für Teilchen größerer Masse aus. In Abbildung C.2 ist das Massenverhältnis in Abhängigkeit des Impulses von Pionen zu Protonen und Deuteronen zu Protonen dargestellt.

Versuche, diesen Effekt mit dem Programm Mathematica anhand Variationen in der Flugzeit t und

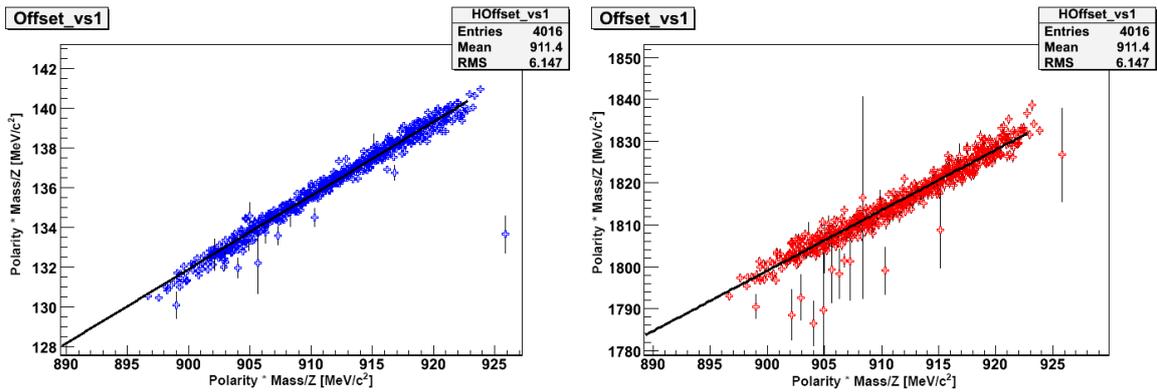


Abbildung C.2: Relative Massenänderung in Abhängigkeit des Impulses von Pionen zu Protonen und Deuteronen zu Protonen.

des bestimmten Impulse in den Formeln C.1 zu simulieren, führten aufgrund der Überlagerung der verschiedenen Effekte und unterschiedlich starken Auswirkungen auf verschiedene Massenbereiche zu keinem Ergebnis. Daher wurde von einer Korrektur der Masse im Rahmen dieser Arbeit abgesehen.

$$m = \frac{p}{\gamma \cdot \beta \cdot c}, \quad (\text{C.1})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$v = \frac{s}{t}$$

Anhang D

Myonennachweis

Zur Demonstration des Massenaufösungsvermögens des Detektors lässt sich für Teilchen positiver und negativer Polarität das Massenquadratspektrum im Bereich der Pionen für Laborimpulse unter 120 MeV/c (siehe D.1) zeichnen. In diesem Impulsbereich sind allein aufgrund der Massenaufösung das Elektron-, Myon- und Pionsignal klar getrennt.

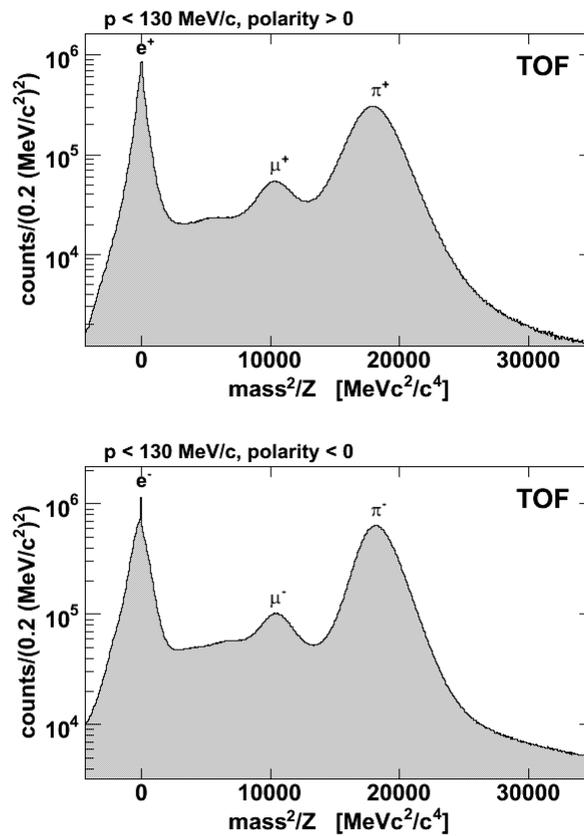


Abbildung D.1: Das Massenquadratspektrum im Pionenbereich für Laborimpulse unter 120 MeV/c.

Literaturverzeichnis

- [ARW01] Jürgen Schaffner-Bielich Angels Ramos and Jochen Wambach. Kaon Condensation in Neutron Stars. January 2001. 12
- [Bas97] S. Bass. *Eigenschaften heißer dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt, Frankfurt, 1997. 9
- [Ble99] M. Bleicher et al. Relativistic hadron-hadron collisions and the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model (urqmd). *J. Phys.*, G25:1859–1896, 1999. III, IV, 73
- [Bre99] Thomas Bretz. Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999. 18
- [CJ03] H.Oeschler C.Hartnack and J.Aichelin. What determines the K^- multiplicity at energies around 1-2 aev. *Physics Review Letters*, 90, 2003. 11
- [Col07] The FOPI Collaboration. Search for kaonic nuclear cluster K^-pp in the $p + p \rightarrow K^+ + K^-pp \rightarrow K^+ + p + \lambda$ with FOPI. *Experimental Proposal to GSI*, March 2007. 13
- [C.S01] C.Sturm. K^+ -Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2001. 12, 13
- [E. 03] E. Berdermann, CVD-Diamond Detectors in Heavy-Ion Applications, 2003. [<http://www-wnt.gsi.de/detlab/cvd/CVD-Applications.htm>]. 19
- [ea93] P. Senger et al. The Kaon Spectrometer at SIS. *Nuclear Instruments and Methods*, A 327:393, 1993. 12
- [ea96] R.Schicker et al. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 380:586–596, 1996. 15
- [ea98] S.Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:225–370, 1998. 26
- [ea02] C.Agodi et al. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 492:14–25, 2002. 19
- [ea07] A. Förster et al. Production of K^+ and of K^- Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 to 2.0 A GeV Incident Energy. *Physical Review*, C 75, 2007. III, IV, 12, 66, 70, 74
- [Ebe04] T. Eberl. *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter $e+e$ -Paare in $C+C$ Stößen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2004. 15
- [EU93] J.Sollfrank E.Schnedermann and U.Heinz. *Phys. Rev C*, 48, 1993. 58

- [Hag02] K. Hagiwara et al. *Physical Review*, D 66, 2002. 30
- [JJ81] J.Knoll J.Cugnon and J.Randrup. Participant intimacy -a cluster analysis of the intranuclear cascade. *Nuclear Physics*, A 360, 1981. 26
- [JSBB97] I.N. Mishustin J. Schaffner-Bielich and B.Jakob. In-medium kaon production at the mean-field level. *Nucl. Phys.*, A 625:325, 1997. III, IV, 8, 12, 70, 73
- [K.K07] K.Kanaki. *Study of Λ hyperon production in C+C collisions at 2 AGeV beam energy with the HADES spectrometer*. Dissertation, Institut für Kern- und Teilchenphysik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, Universität Dresden, 2007. 73
- [Kri08] F. Krizek. *In Vorbereitung*. Dissertation, NPI CAS, Rez, 2008. 27
- [Lan08] S. Lang. *Di-Leptonen Produktion in Ar+KCl Reationen bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 25
- [Mar05] J. Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 16, 18, 25
- [Mea07] M.Merschmeyer and X.Lopez et al. K^0 and λ production in Ni+Ni collisions near threshold. *Physics Review Letters*, 90, 2007. 11, 13, 72
- [NK87] A.E. Nelson and D.B. Kaplan. Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions. *Physics Letter B*, 192:193, 1987. III, IV, 12, 70, 73
- [Pri07a] Private Mitteilung, J. Markert, 2007. 27
- [Pri07b] Private Mitteilung, P. Finocchiaro, 2007. 19
- [Pri08] Private Mitteilung, M. Traxler, 2008. 74
- [Rus06] A. Rustamov. *Exclusive η Meson Reconstruction in Proton-Proton Collsisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2006. 23
- [Sad05] A. Sadovsky. *Investigation of K^+ meson production in C+C collisions at 2 AGeV with HADES*. Dissertation, Institut für Kern- und Teilchenphysik, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften, Universität Dresden, 2005. 14, 73
- [Sch08] A. Schmah. *Seltsamkeit Produktion in Ar+KCl Reationen bei 1.756 AGeV*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. III, IV, 11, 14, 16, 17, 20, 21, 25, 27, 29, 30, 31, 34, 66, 72, 73, 74, 78, 80
- [Tei07] K. Teilab. *Eine neue Methode der Zeiteichung der HADES-Driftkammern*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2007. 25
- [Uhl04] F. Uhlig. *Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni Reaktionen bei SIS-Energien*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004. 8, 9, 11

- [Zum05] P. W. Zumbach. *Untersuchung zur Produktion von Pionen und Pion-Pion-Korrelationen in C + C - Reaktionen am HADES-Detektor bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon.* Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2005. 73

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Joachim Stroth danke ich, dass er zunächst mein Interesse an experimenteller Kernphysik mit seiner Vorlesung weckte und mir später die Möglichkeit gab diese Arbeit in einem nahezu optimalen Umfeld anfertigen zu können.

Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele sei gedankt, für sein Interesse an meiner Arbeit und manche kritische Frage, die mich zur genaueren Hinterfragung meiner Methoden animierte.

Der größte Dank gilt trotz seines *seltsamen* Humors Alexander Schmah, ohne dessen Engagement und Betreuung diese Arbeit unmöglich gewesen wäre. Die tägliche Zusammenarbeit hat mir während der gesamten Zeit sehr viel Spaß bereitet, ich werde sie vermissen.

Ein großes Dankeschön geht an Jochen Markert für alle mögliche Hilfe bei IT-Problemen und zahlreiche, ihm eigene zynische Kommentare, die mich stets aufheiterten.

Dr. Christian Müntz danke ich für manche Aufmunterung, die Weitergabe von Lob und allgemein die angenehme Arbeitsatmosphäre, die er zu schaffen wusste und viele Geschichten was ich noch alles tolles mit meinen Daten machen könnte.

Ebenfalls Dank schulde ich den Kaonenexperten Prof. Dr. Peter Senger, Privatdozent Dr. Helmut Oeschler und Dr. Florian Uhlig für viele erhellende Erklärungen sowie Dr. Christian Sturm für manche bereichernde Diskussion im Vorfeld dieser Arbeit und für die Organisation eines Vorpraktikums zusammen mit Dr. Ingo Fröhlich.

Für das Lesen großer Teile des Manuskripts danke ich Dr. Romain Holzmann, Dr. Ilse König und Dr. Burkard Kolb sowie meiner Mutter.

Der HADES-Gruppe an der GSI, der Frankfurter HADES/CBM Gruppe, speziell Yvonne, Tetyana, Simon, Samir, Christoph, Khaled und Jan sowie der gesamten HADES-Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme und die stets angenehme Arbeitsatmosphäre.

Vielen Dank meinen Kommilitonen Heike und Jan für die Begleitung durch die Höhen und Tiefen des Studiums; ohne euch wäre es nicht das Gleiche gewesen.

Meinen Eltern und Großeltern danke ich für die finanzielle Unterstützung, die mir ein sorgenfreies Studium ermöglichte und darüber hinaus sogar die Möglichkeit einer Promotion bietet. Speziell an meinen Vater geht ein großer Dank für die Anerkennung und Würdigung meines Einsatzes zur Vollen- dung dieser Arbeit besonders in der letzten Hälfte. Meinem Großvater, der während ich diese Arbeit anfertigte, einen viel ernsteren und aussichtsloseren Kampf führte und ohne die Hoffnung zu verlieren bestand, möchte für seine Vorbildfunktion danken. Wenn ich nur zu einem Bruchteil aus seinem Holz geschnitzt bin, schätzte ich mich glücklich. Ihm möchte ich diese Arbeit widmen.

Meine Freundin Luise hat mir viel Kraft geben und ertrug zudem meine Launen im Verlauf dieser Arbeit. Gut dass du da bist!