# Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem $^{197}\text{Au} \mapsto\ ^{12}\text{C}$ bei 1.03 AGeV

Diplomarbeit von Simon Lang

Zur Vorlage am Fachbereich Physik der
Technischen Universität
zu Darmstadt

Abgabetermin: 01.02.2003

| | |
|---|---|
| Prüfer: | Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger |
| 2. Prüfer: | Priv. Doz. Dr. Helmut Oeschler |

# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der experimentellen Untersuchung zur Erzeugung von $K^+$- und $\pi^+$-Mesonen in einem asymmetrischen Reaktionssystem. Hierzu wurde mit dem Kaonenspektrometer ein Experiment am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) mit $^{197}$Au-Projektilen und einem $^{12}$C-Target bei einer Einschussenergie von 1.03 AGeV durchgeführt. Ziel dieser Arbeit ist es, aus den gemessenen Labor-Wirkungsquerschnitten das Schwerpunktsystem zu bestimmen, und mit dessen Kenntnis die Wirkungsquerschnitte in diesem darzustellen. Im Rahmen der experimentellen Möglichkeiten am Kaonenspektrometer ist dies nur durch den Vergleich mit dem gespiegelten Stoßsystem C $\mapsto$ Au möglich.

Um bei Projektilenergien unterhalb der Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stößen die seltenen $K^+$-Ereignisse vom Untergrund zu trennen, wurden in der Datenanalyse Auswahlkriterien angewendet. Hiermit konnten die $K^+$-Mesonen im schlechtesten Fall mit einem Signal zu Untergrund Verhältnis von 2.8 identifiziert werden. Nach der Analyse liegen die Wirkungsquerschnitte als doppelt-differentielle Größen im Laborbezugssystem vor.

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit war die Entwicklung einer Methode zur Bestimmung des Schwerpunktsystems unter ausschließlicher Verwendung von experimentellen Observablen der Stoßsysteme Au $\mapsto$ C und C $\mapsto$ Au. Dazu werden die Laborspektren, unter der Annahme verschiedener Partizipantenverhältnisse von miteinander reagierenden Projektil- und Target-Nukleonen, in Lorentz-invariante Spektren transformiert. Anschließend werden durch Fit-Routinen die inversen Steigungen der resultierenden Spektren der beiden Stoßsysteme bestimmt, sowie der totale Wirkungsquerschnitt der Teilchenproduktion im jeweiligen durch das Partizipantenverhältnis gewählten Bezugssystem errechnet. Im Schwerpunktsystem sollten diese Größen der beiden Reaktionssysteme gleich sein, womit man das zum CM-System gehörende Partizipantenverhältnis – bzw. dessen Rapidität – bestimmen kann.

Für die Produktion der Kaonen wurde mit dieser Methode im Mittel ein Schwerpunktsystem von $\frac{A_{Part}(Au)}{A_{Part}(C)} = \frac{36}{12}$ gefunden, was einer normierten Quellenrapidät von $y_S/y_{Beam} = 0.263$ entspricht. Durch die große mittlere freie Weglänge der $K^+$-Mesonen ist dieses Ergebnis für alle betrachten Spektren im gesamten Energiebereich eindeutig – anders als bei den Pionen. Bedingt durch Effekte wie Abschattung und sich wiederholende Absorption und Reemission konnte für die $\pi^+$-Mesonen kein in allen kinetischen Energiebereichen eindeutiges Schwerpunktsystem gefunden werden. Dennoch kann man indirekt feststellen, dass die hochenergetischen Pionen in einem Nukleon-Nukleon-Stoßsystem erzeugt werden. Unter Berücksichtigung der Zentralität eines Stoßes und Einteilung der Reaktionen in entsprechende Klassen findet man einen eindeutigen Trend für das Partizipantenverhältnis: Mit zunehmender Zentralität nimmt auch das Verhältnis zu – bis auf maximal $V = \frac{16}{12}$.

Für die Kaonen des Systems Au $\mapsto$ C wurde bei 1.03 AGeV ein inklusiver Produktionswirkungsquerschnitt von $2.4 \pm 0.4$ mbarn gemessen; für Pionen einer von $2.15 \pm 0.2$ barn liegt.

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde darüber hinaus mit der Entwicklung einer Software zum Testen von Teilen der ALICE TPC Auslese-Elektronik begonnen. Die Konzeption dieses Projektes ist im Anhang dargelegt.

# Inhaltsverzeichnis

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Vorwort

*„Meine Mutter sagt immer: 'Das Leben ist wie eine Pralinenschachtel – man weiß nie, was man kriegt.'“*

Winston Groom: *Forrest Gump*

*„Ich kann freilich nicht sagen, ob es besser wird, wenn es anders wird, aber soviel kann ich sagen: Es muß anders werden, wenn es gut werden soll.“*

Georg Christoph Lichtenberg (1742 - 1799), Physiker

Im Verlauf meines Studiums dachte ich darüber nach, an einer Sommeruni teilzunehmen, um schon einmal vor meiner Zeit als Diplomand etwas reale „Wissenschaftsluft“zu schnuppern. Getreu nach dem Motto, „Wieso in die Ferne schweifen, wenn das Gute liegt so nahe“, fragte ich meinen Weggefährten Axel Maas, ob er sich schon mal über das Sommerstudentenprogramm bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung informiert hatte. Er gab mir den Tipp, bei Helmut Oeschler vorzusprechen – und so landete ich im Sommer 2000 bei der KaoS-Kollaboration.
Drei Dinge bewegten mich dazu, dort auch meine Diplomarbeit zu machen: Erstens, die interessante Physik der Kernmaterie, zweitens die Vielfalt der Möglichkeiten, die einem an einem Großforschungslabor gegeben sind und zu guter letzt die exzelente und freundliche Arbeitsatmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe – das ist wohl der wichtigste Punkt für einen Diplomanden, der doch sehr oft auf Auskünfte und Hilfestellungen angewiesen ist. Die Ideen für Titel und Inhalt stammen zu einem großen Teil von Helmut Oeschler, der eine Stellung als Privatdozent an der Technischen Universität zu Darmstadt inne hat.
Diese Arbeit handelt im wesentlichen über eine Analyse zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Pionen und Kaonenproduktion in relativistischen Schwerionenreaktionen; besteht aber auch aus einer kurzen Beschreibung eines Technologie-Projektes, welches zeitlich noch über diese Diplomarbeit hinaus geht. Dabei handelt es sich um die Entwicklung einer Test-Software für einen Teil der beim ALICE-Experiment verwendeten Auslese-Elektronik.
Eine wesentliche Lektion die man als Student der Physik erhält ist, dass man als Einzelkämpfer nicht viel erreicht. Deshalb möchte ich an dieser Stelle all denen danken, die mich betreut oder unterstützt haben. Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger gebührt Dank

für die Möglichkeit unter seiner Leitung diese Arbeit anzufertigen. Trotz seiner vielfälltigen und zahlreichen Aktivitäten hatte ich nie den Eindruck gerade ungelegen zu kommen, wenn ich sein Büro ohne besonderen Termin betrat. Mein Hauptansprechpartner in allen Fragen rund um die Diplomarbeit war Helmut Oeschler. Vielen Dank, für die Ausdauer, die Geduld und den Anschub, den du mir – und uns allen – in den zahlreichen offenen, freundlichen aber auch teils hitzigen Diskussionen entgegen gebracht hast!
Gedult bewiesen vor allem Andreas Förster und Florian Uhlig bei dem alltäglichen „Kampf“ mit uns. Sie waren es, die mir und meinem Mitstreiter Alexander Schmah die vielen kleinen Details näher brachten, und unsere Arbeit lenkten und kontrollierten. Danke vor allem für die aussergewöhnliche Mühe und die Anregungen, die Ihr euch bei der Korrektur unserer Arbeiten gegeben habt!
Peter Senger, unserem Kollaborations-Leiter, und Herrn Prof. Dr. Ströbele seien gedankt für die vielen Tipps und Diskussionsbeiträge, die sie bei den Problemen mit unserer Datenanalyse gaben.
Um die Liste der an der GSI ansässigen Personen zu vervollständigen, seien da noch Christian Sturm, Tanja Schuck, Mateusz Ploskon und Werner Scheinast zu nennen, mit denen ich mir – zusammen mit Alexander Schmah – die meiste Zeit über das Büro teilte. In unseren Hallen herrscht manchmal nicht nur KaoS, sondern Chaos – trotzdem war’s toll!
Eine Gruppe von Leuten, die mit der GSI nichts zu tun haben, aber dennoch einen Betrag zu dieser Arbeit leisteten waren die Mitarbeiter der Abteilung für Sicherheit in Multimedia- und Netzwerkapplikationen des Fraunhofer Institutes für grafische Datenverarbeitung in Darmstadt. Während des ganzen Studiums arbeitete ich dort als wissenschaftliche Hilfskraft. Vor allem sei Michael Arnold, Henning Daum und Stephen Wolthusen für die Weitergabe ihres Know-How’s gedankt, sowie für die Chance all die Projekte und Aufgaben meinerseits unter einen Hut zu bringen.
Zu guter letzt möchte ich meiner Familie danken. Meiner Freundin Kerstin Höfer für die Unterstützung und Rücksichtnahme während der langen arbeitsintensiven Tage und Wochenenden sowie meinen Eltern, die bedingungslos und in vielerlei Hinsicht mich und mein Studium über all die Jahre hinweg unterstützt haben und dadurch all das erst ermöglicht haben. Ihnen gebührt der meiste Dank.

Simon Lang
Nieder-Klingen
Januar 2003

Kapitel 1

# Einleitung: Motivation und Darlegung der Konzepte

## 1.1 Motivation

In ihrem Grundzustand bestehen Atomkerne aus den leichtesten Baryonen – den Protonen und Neutronen. Sie besitzen eine Teilchendichte von etwa $\rho_0 = 0.17\,\mathrm{Nukleonen/fm^3}$ und eine Bindungsenergie in der Größenordnung von 8 MeV pro Nukleon. Diese Bindungsenergie gibt die Energieskala vor, auf welcher Experimente angesiedelt sind, die sich mit den Eigenschaften des Kerns als ganzem beschäftigen. Die meisten an der Gesellschaft für Schwerionenforschung aufgebauten Reaktionsphysik-Experimente nutzten für ihre Untersuchungen Schwerionenprojektile mit weit höheren Energieen im Bereich von 1 bis 2 GeV pro Nukleon (AGeV). Das dadurch erreichte höhere Auflösungsvermögen wird genutzt, um die Eigenschaften der Hadronen und insbesondere ihrer Wechselwirkungen in einem Vielteilchenverband zu erforschen. Mit solchen Schwerionenreaktionen bei relativistischen Energien bietet sich die einzigartige Möglichkeit, heisse und komprimierte Kernmaterie im Labor zu erzeugen. Man spricht von einer solchen, wenn man die Eigenschaften eines Atomkerns auf ein unendlich ausgedehntes System extrapoliert. Die KaoS-Kollaboration[1] untersucht seit mehreren Jahren die Eigenschaften von Kernmaterie mit Hilfe der leichten *strangeness*-tragenden Kaonen.

Auf theoretischer Seite existieren verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Ablaufs von Schwerionenreaktionen und der damit verbundenen Teilchenproduktionen. Zu den makroskopischen Beschreibungen gehört die Annahme, dass im geometrischen Überlappbereich der beiden Kerne ein expandierender, thermisch äquilibrierter Feuerball gebildet wird (historisch: [Wes76]), der während oder kurz nach der Reaktion, Teilchen „abdampft". Solche thermischen Modellvorstellungen gehören zusammen mit hydrodynamischen Ansatzpunkten – in denen die Kerne als Flüssigkeitströpfchen behandelt werden – zu den am intensivsten verwendeten makroskopischen Beschreibungen des Szenarios. Auf mikroskopischer Seite gibt es zahlreiche Transportmodelle, die auf den Ideen des Kaskaden-Modells [Cug81] aufbauen. Dieses Modell beschreibt den zeitlichen Ablauf einer Schwerionenreaktion durch eine Abfolge von unabhängigen Baryon-Baryon- und Meson-Baryon-Stößen unter Berücksichti-

[1] **Kao**nen-**S**pektrometer

gung von angeregten Zuständen der Nukleonen und deren Zerfall. Als moderne Vertreter der Transportmodelle sind vor allem die verschiedenen Versionen der Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modelle (BUU) und der Quanten-Molekulardynamik-Modelle (QMD) zu nennen [Kru85, Aic86, Cas90]. Sie beschreiben die Propagation der Konstituenten des Vielteilchensystems unter dem Einfluß des Gesamtsystems. Durch den Vergleich zwischen experimentellen und simulierten Daten lässt sich z.B. eine Verknüpfung zwischen den Bedingungen in der hochdichte Phase gleich nach der Kollision – die sich nicht direkt Beobachten lässt – und den einzelnen später registrierten Messgrößen herstellen.
Die KaoS-Kollaboration nutzte für ihre bisherigen Forschungsunternehmungen fast ausschließlich verschiedene massensymmetrischen Reaktionssystem.
In einem Experiment wurde das System Bi $\mapsto$ Bi verwendet um das Emissionsverhalten von Pionen zu studieren. Wie D. Brill [Bri96] zeigte, werden positive wie negative Pionen vermehrt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Dieser „Pion-Squeeze" verstärkt sich mit zunehmender Einschussenergie. Später konnte Y. Shin diesen Sachverhalt auch bei $K^+$-Mesonen beobachten [Shi98]. Dieser Befund konnte mit Hilfe von theoretischen Modellen unter Berücksichtigung von attraktiven Kaon-Nukleon Potentialen beschrieben werden.
Mit in-Medium Effekten befasste sich auch ein Experiment bei dem mit Hilfe des Stoßsystems Ni $\mapsto$ Ni die Produktionsrate der $K^-$-Mesonen bestimmt wurde [Bar97]. Wie sich herausstellte, werden diese vermehrt in einem nuklearen Medium erzeugt, als von einer Extrapolation aus den Produktionsraten in Nukleon-Nukleon Stößen zu erwerten gewesen wäre.
Ein jüngeres Experiment befaßte sich mit der Untersuchung zur Erzeugung von $K^+$- und $\pi^+$-Mesonen in einem schweren (Au $\mapsto$ Au) und einem leichten (C $\mapsto$ C) massensymmetrischen Reaktionssystem [Stu01a]. Ziel dieser Experimente war es, aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten der $K^+$-Produktion, Informationen über die Eigenschaften dichter Kernmaterie zu extrahieren, die mit Hilfe einer Zustandsgleichung beschreiben wird [Aic85] und deren Kenntnis auch Auswirkungen auf das Wissen über den Aufbau astrophysikalischer Objekte wie Neutronensternen hat [Bet85, Bro94].
Eine Novum für die KaoS-Kollaboration war die Verwendung von asymmetrischen Systemen zur Untersuchung von Schwerionen-Reaktionen. Das erste Experiment dieser Art wurde 1997 unternommen und von F. Laue ausgewertet [Lau99a]. Seine Arbeit zielte aber mehr auf die Beschreibung der in-Medium-Effekte, welchen die $K^+$- und $K^-$-Mesonen unterliegen, ab. Die Erkenntnisse, welche zum Teil von der C. Sturm mit erarbeitet wurden, sind in [Lau99b] veröffentlicht worden. Die Möglichkeit der experimentellen Ermittlung der Anzahl der an der Teilchenproduktion beteiligten Nukleonen wurde dabei aber nicht ausgeschöpft. Die Messung des gespiegelten asymmetrischen Systems im Juli 1998 ermöglicht diese Vorgehensweise. Die damals genommenen Daten werden nun benutzt um dies im Rahmen dieser Arbeit nachzuholen.
Zur Vereinfachung wird hier ein Einheitensystem angenommen, in welchem $\hbar = c = 1$ gilt. Im normalen Text, sowie in den Gleichungen entfällt folglich die Lichtgeschwindigkeit. In den Beschriftungen der Abbildungen wurde diese aber wieder mit aufgenommen.

## 1.2 Ziel dieser Arbeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Produktionsraten für $\pi^+$- und $K^+$-Mesonen in einem asymmetrischen Schwerionen-Stoßsystem von Gold auf Kohlenstoff (Au $\mapsto$ C) bei einer Einschussenergie von 1.03 GeV pro Projektil-Nukleon (AGeV). Dazu ist es notwendig, das Schwerpunktsystem für die gewonnenen Wirkungsquerschnitte der jeweilige Teilchensorte zu bestimmen. Hierfür bietet der Vergleich zwischen diesem System mit dem gespiegelten Stoßsystem Kohlenstoff auf Gold (C $\mapsto$ Au) [Sch03] interessante Möglichkeiten.

Im Rahmen dieser Beschreibung werden aus den Spektren der differentiellen Wirkungsquerschnitte die inverse Steigung und der totale Wirkungsquerschnitt extrahiert. Mit Hilfe dieser experimentellen Größen lässt sich das Schwerpunktsystem der Produktion einer bestimmten Teilchensorte bestimmen. Mit Kenntnis des Schwerpunktsystems ergibt sich sodann die Möglichkeit, die Anzahl der Partizipanten an einer Kollision bzw. die Rapidität des in der Reaktion entstandenen Feuerballs, zu bestimmen. Dieser neue Zugang kommt ohne die Anwendung von theoretischen Modellen aus, und wird, im Rahmen der Möglichkeiten am Kaonenspektrometer, nur durch den Vergleich von zwei spiegel-gleichen asymmetrischen Systemen ermöglicht.

Aufgrund der Tatsache, dass die leichten Pionen, bei den betrachteten Energien viel häufiger produziert werden als die Kaonen, ist es möglich, die $\pi$-Mesonen zentralitätsabhängig auszuwerten. Die dazu notwendigen Konzepte, sowie diese Ergebnisse, werden gesammelt im Kapitel 4.3.6 auf Seite 50 dargestellt. Ansonsten muß, wegen der eingeschränkten Statistik, auf eine zentralitätsabhängige Auswertung verzichtet werden. Die Wirkungsquerschnitte der Kaonen-Produktion sind daher alle zentralitätsunabhängig – man spricht von inklusiv – dargestellt.

Zu einem abschließenden Vergleich, zwischen den hier gewonnen Daten und den Ergebnissen aus früheren Untersuchungen der KaoS-Kollaboration, ist die Betrachtung der Multipliziät der Produktion einer Teilchensorte und deren Korrelation mit der Anzahl der Partizipanten, sinnvoll.

## 1.3 Relativistische Schwerionenreaktionen

Die Produktion von Teilchen bei Energien über ihrer Nukleon-Nukleon Produktionsenergieschwelle kann in direkten Nukleon-Nukleon Stößen stattfinden. Ihre Anzahl kann sich bei nachfolgenden Stößen weiter erhöhen, oder aber auch – bedingt durch Absorption – wieder abnehmen.

Diese Schwelle für die Teilchen, die in dieser Arbeit von Interesse sind, ist in Abbildung 1.1 auf der nächsten Seite dargestellt. Das es sich dabei nicht um eine scharfe Grenz handelt, liegt unter anderem daran, dass der Fermiimpuls zu einer Auffächerung des Energiespektrums der Nukleonen führt [Mun93].

In diesem Abschnitt soll kurz dargelegt werden, wie diese Teilchen entstehen können.

### Die Entstehung von $\pi$-Mesonen in Kern-Kern Stößen

Auf der hier betrachteten Energieskala werden $\pi$-Mesonen – in erster Generation – überwiegend durch den Zerfall der $\Delta$-Resonanz produziert. Diese entsteht bei der Anregung eines Nukleons durch die Kollision mit einem anderen, und zerfällt hauptsächlich in ein Nukleon und ein Pion:

$$N + N \longrightarrow N + \Delta \tag{1.1}$$

$$\Delta \longrightarrow N + \pi \tag{1.2}$$

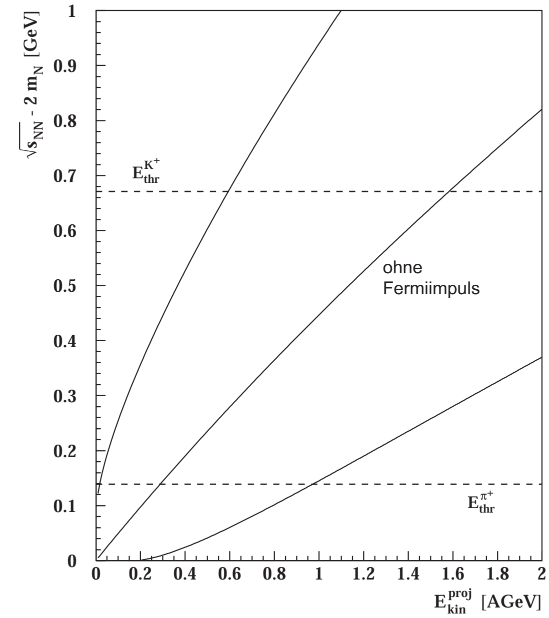


Abbildung 1.1: Das Bild zeigt die Lage der Produktionsenergieschwelle in direkten Nukleon-Nukleon Stößen für positive Pionen und Kaonen. Die Berechnung dieser Schwellen folgt einer Methode von C. Müntz [Mun93].

Im vorliegenden Fall sind das hauptsächlich $\Delta(1232)$ $P_{33}$ Resonanzen[2], die mit mehr als 99 prozentiger Wahrscheinlichkeit in diesen Kanal zerfallen.
In später stattfindenden Stößen von Pionen und Nukleonen kann es wiederum zur Reabsorption der $\pi$-Mesonen kommen:

$$\pi + N \longrightarrow \Delta \tag{1.3}$$

$$\Delta \longrightarrow N + \pi \tag{1.4}$$

So können Pionen erst nach dem Druchlaufen mehrerer solcher Zyklen emittiert worden sein, was einen starken Einfluss auf das Energiespektrum hat. Dieses Szenario (eine theoretische Beschreibung findet man bei [Bas94]) mit verschiedenen Generationen von Pionen drückt sich auch in der mittleren freien Weglänge der Pionen aus. Diese ist im hier betrachteten Impulsbereich wesentlich kürzer, als vergleichweise die der Kaonen. Dieser Zusammenhang wird durch Abbildung 1.2 auf der nächsten Seite deutlich, die den totalen Wirkungsquerschnitt für die Streuung von $\pi^+$- und $K^+$-Mesonen an Protonen darstellt. Dieser ist für die Pionen größer, weshalb die zugehörige mittlere freie Weglänge kürzer ist und etwa 0.3 fm beträgt. Auf einer Strecke weg vom Ort der ersten Entstehung besteht für ein positives Pion also eine höhere Wahrscheinlichkeit zu reagieren (und wieder neu emittiert zu werden), als vergleichsweise für ein $K^+$-Meson. Weil die $K^-$-Mesonen in diesem Experiment nicht behandelt werden, wird hier auch nicht weiter auf ihr Verhalten eingegangen, doch existiert bei diesen ein Absorptionskanal, der die gemessene Anzahl reduziert.
Eben wegen der relativ kurzen freien Weglänge, kommt es noch zu einem weiteren Effekt, der die Beobachtung der primären Pionen-Produktion erschwert. Es besteht nämlich die

[2]Die Benennung erfolgt nach dem Schema $L_{(2I)(2J)}$, wobei $L$ die spektroskopisch dargestellte Größe des Bahndrehimpulses ist und die Indizes $I$ und $J$ den Isospin bzw. den Gesamtdrehimpuls bezeichnen.

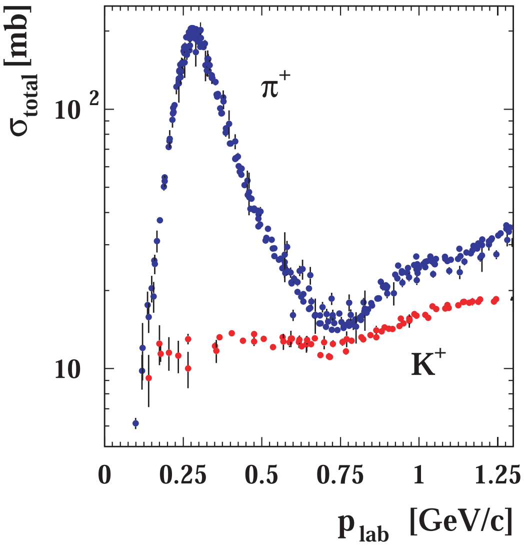


Abbildung 1.2: Wirkungsquerschnitt der $\pi^+$-$p$- und $K^+$-$p$-Streuung in Abhänigkeit vom Teilchenimpuls. Die mittlere freie Weglänge verhält sich dazu invers.

Möglichkeit, dass diese auf ihren Weg weg von der Reaktionszone mit umherfliegenden Spektatoren kollidieren. Dies sind Fragmente des Projektil- oder Target-Kerns die nicht direkt an der Reaktion beteiligt waren. Die Abbildung 1.3 auf der nächsten Seite verdeutlicht diesen Zusammenhang. Dabei kann es zur Reabsorption der Pionen kommen, die folglich nicht mehr von Spektrometer registriert werden. Man bezeichnet dies auch als Abschattung.

### Produktion von Kaonen in Kern-Kern Stößen

Die Kaonen werden in dem hier behandelten Experiment mit einer Strahlenergie von 1.03 AGeV unterhalb ihrer Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon Stößen produziert. Diese ergibt sich aus der Produktion zusammen mit einem $\Lambda$-Hyperon

$$N + N \longrightarrow N + \Lambda + K^+ \tag{1.5}$$

zu 1.58 GeV im Laborsystem. Für die Produktion zusammen mit einem $\Sigma$-Hyperon werden bereits 1.79 GeV Projektilenergie benötigt. In Kern-Kern Stößen mit Strahlenergien unterhalb von 1.58 GeV pro Nukleonen erfolgt die $K^+$-Produktion daher nur durch kollektive Phänomene wie Vielstufenprozesse, in denen sich die Energien von mehreren Teilchenstößen akkumulieren. Solche kollektiven Prozesse kommen hauptsächlich in der Hochdichtephase vor, in der die höchsten Energiedichten der Reaktion auftreten und durch größere Baryonendichten die Anzahl der Kollisionen maximal wird [Har93].
Wegen ihres kleinen Streu-Wirkungsquerschnittes mit Protonen (siehe Bild 1.2) haben $K^+$-Mesonen eine lange mittlere freie Weglänge in Kernmaterie von etwa 5 fm (bei normaler Dichte). Das macht sie zu einer guten Sonde zur Aufklärung der inneren Eigenschaften der Reaktionszone [Stu01b]. Denn im Gegensatz zu Pionen können sich die $K^+$-Mesonen ungehindert von der Reaktionszone wegbewegen. Dies stellt eine völlig andere Beobachtungslage als bei den $\pi$-Mesonen da, weil Effekte wie Abschattung oder Generationszyklen nicht die

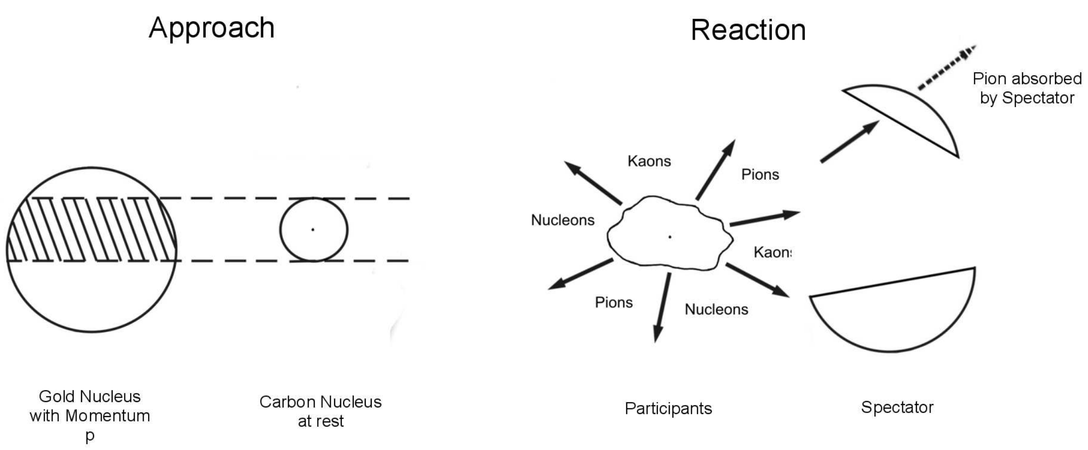


Abbildung 1.3: Darstellung eines Schwerionenstoßes

Messergebnisse verändern. Auf die Manifestation dieser Unterschiede in den Ergebnissen wird an passender Stelle hingewiesen.

## 1.4 Kinematische Bereiche der Experimente

Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse ist die Betrachtung des durch die Messungen abgedeckten kinematischen Bereichs von Pionen und Kaonen sinnvoll. Als Satz unabhängiger Variablen, die den Phasenraum aufspannen, dient der Transversalimpuls $p_\perp$ – die Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung – und die Rapidität $y$. Die Rapidität ist unter Lorentz-Transformation ein additives invariantes Maß für die longitudinale Geschwindigkeit und ist durch die Gleichung

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}\right) \tag{1.6}$$

definiert. $E$ ist die Gesamtenergie und $p_{||} = p \cdot \cos\Theta$ die Impulskomponente parallel zur Strahlrichtung.
Für massensymmetrische Reaktionen mit ruhendem Target gilt, dass sich im Laborsystem der Schwerpunkt[3] mit der halben Rapidität des Projektils bzw. des Strahls bewegt:

$$y_{CM}^{sym.} = 0.5 \cdot y_{Proj.} \tag{1.7}$$

Daraus folgt, dass Teilchen die mit der halben Strahlrapidität im Laborsystem emittiert werden sich mit der gleichen longitudinalen Geschwindigkeit wie der Schwerpunkt eines symmetrischen Stoßsystems bewegen, was gleichbedeutend mit der Emission unter 90 ° im Schwerpunktssytem ist. Entlang der Achse der normierten Rapidität $y/y_{Strahl}$ hat das Target eine Geschwindigkeit von $y_{Target} = 0$, und das Projektil eine Rapidität von $y_{Proj.} = 1$. Da die transversale Komponente des Impulses $p_\perp$ unter Lorentz-Transformation in Strahlrichtung unverändert bleibt, ist die Form der Verteilung in der Transversalimpuls-Rapiditäts-Ebene Lorentz-invariant (Es kommt lediglich zu einer horizontale Verschiebung durch Änderung

[3]Schwerpunkt ≡ center-of-momentum (CM)

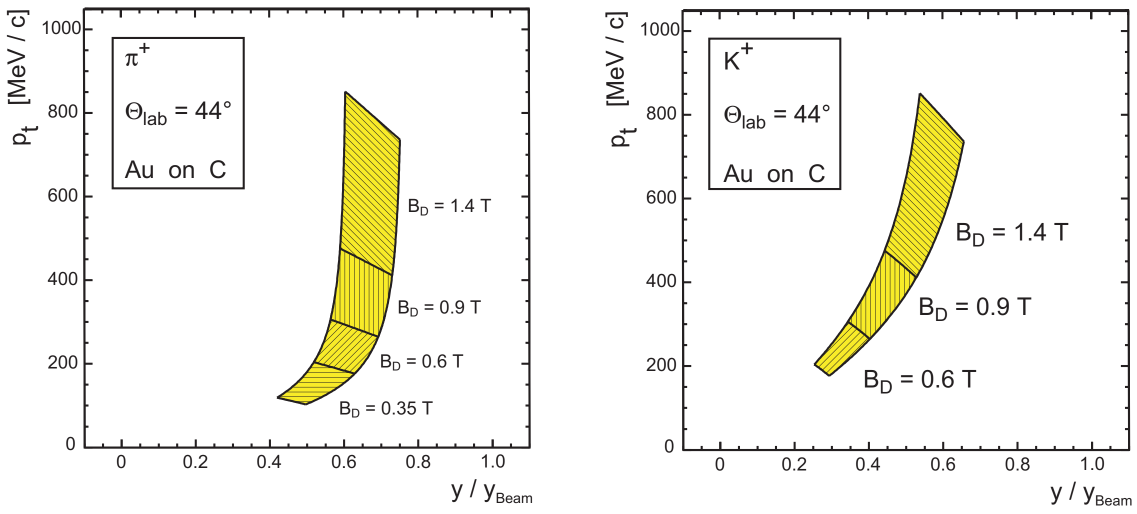


Abbildung 1.4: In diesen Bildern sind die kinematischen Bereiche des im Juli 1998 durchgeführten Experimentes Au $\mapsto$ C abgebildet.

der Strahlenergie). Eben dieser transversale Anteil steht auch als Energie zur Erzeugung von neuen Teilchen zur Verfügung, weil die Beiträge parallel zum Strahl in der Schwerpunktsbewegung stecken.

Das Kaonenspektrometer an der GSI, dessen Aufbau im Kapitel 2 erläutert wird, kann bei einer gewählten Einstellung nur Teilchen in einem begenzten Bereich des $p_\perp$-$y$-Phasenraums messen. Diese Laborwinkel- und Teilchen- spezifischen Bereiche sind für das hier behandelte Experiment in Abbildung 1.4 dargestellt. Die später in dieser Arbeit vorgestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte, beschreiben darin Linien, welche parallel zu den Kanten und innerhalb des jeweiligen Bereiches liegen.

Ein wesentlicher Punkt dieser Arbeit ist der Vergleich zwischen dem asymmetrischen Stoßsystem (Au $\mapsto$ C) und seinem gespiegeltem Pendant (C $\mapsto$ Au), um daraus Schlüsse auf das Schwerpunktsystem, in welchem die Produktionsquelle ruht, zu ziehen. Die Daten des Experimentes zur Untersuchung des System C $\mapsto$ Au wurden in einer parallel angefertigten Diplomarbeit von Alexander Schmah ausgewertet [Sch03]. In beiden Fällen wurde unter einem Winkel von $\Theta_{lab} = 44\,^\circ$ gemessen.

Um den Phasenraum des inversen Systems (Au $\mapsto$ C) zusammen mit dem des Anderen darstellen zu können, ist lediglich eine Spiegelung der Verteilung des normalen Stoßsystems an einer vertikalen Achse bei mittlerer normierten Rapidität von Nöten. So werden aus den in Abbildung 1.4 gezeigten „Bananen“des Systems Au $\mapsto$ C unter Hinzunahme der selben Verteilung des Systems C $\mapsto$ Au die in Bild 1.5 auf der nächsten Seite dargestellten Phasenraumdiagramme. An diesem ist deutlich zu erkennen, dass es sowohl für die Pionen als auch die K-Mesonen einen Überlappbereich im Phasenraum gibt.

Dieser Bereich erlaubt nun die wechselseitige Kontrolle der Resultate, weil die Wirkungsquerschnitte in eben diesem Gebiet für beide Stoßsystems identisch sind.

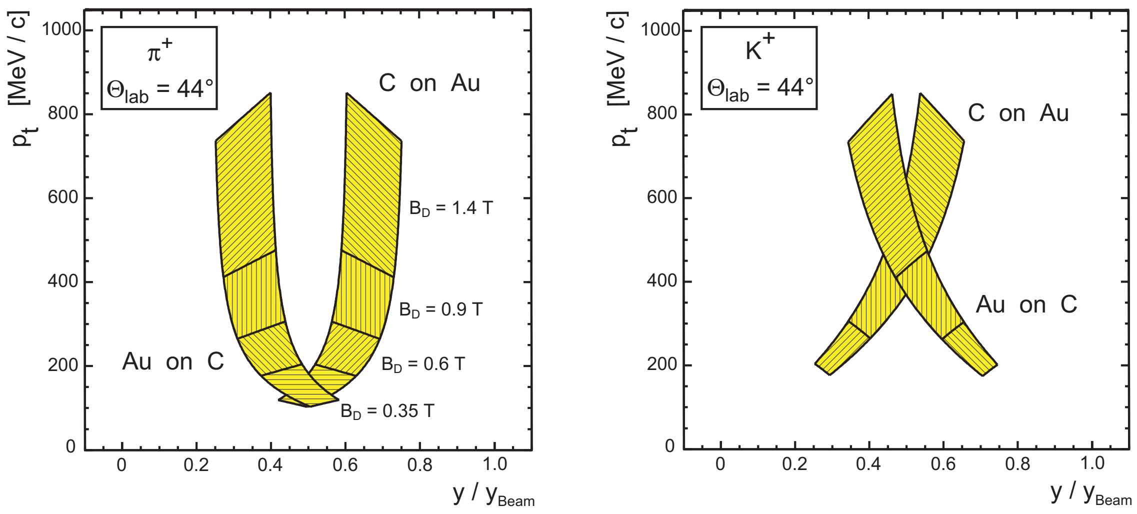


Abbildung 1.5: In diesen Bildern sind die kinematischen Bereiche des im August 1997 unternommenen Experimentes C ↦ Au sowie des Juli 1998 gemessenen inversen Systems Au ↦ C dargestellt.

## 1.5 Zwei Methoden zur Bestimmung des Schwerpunktsystems

Um die Physik zur Erzeugung von Teilchen in relativistischen Schwerionenreaktionen übersichtlich erörtern zu können, ist es sinnvoll ein Bezugssystem zu wählen, welches einen möglichst einheitlichen Rahmen zur Beschreibung der erzeugten Teilchen bietet. Es existiert ein ausgezeichnetes Bezugssystems, welches dies leistet, und in allen denkbaren Kollisions-Experimenten zu finden ist: Das Schwerpunktsystem.
In diesem Bezugssystem haben zwei gleiche, diametral auseinanderfliegende Teilchen, den selben Vierer-Impuls, mit umgedrehtem Ortskoordinaten-Vorzeichen. Man spricht daher im englischen auch oft vom „Center of Momentum“ (abgekürzt: *CM*).
Ein weiterer wichtiger Aspekt, welcher das Schwerpunktsystem so interessant macht, ist, dass dessen Rapidität unmittelbar einen Schluss auf das Massen- bzw. Partizipantenverhältnis $V$ der am Stoß beteiligten Anteile von Projektil und Targetkern gibt. Diese Verhältnis ist wie folgt definiert[4]:

$$V = \frac{A_{Part}^{Target}}{A_{Part}^{Projektil}} \equiv \frac{A_{Part}(\mathrm{Au})}{A_{Part}(\mathrm{C})} \tag{1.8}$$

Die Gesamtzahl der an der Produktion der Teilchen beteiligten Nukleonen ist durch die Summe der beiden Anteile gegeben. Die eben eingeführten Größen $A_{Part}^{x}$ sind keine direkt beobachtbaren Observablen des Experimentes. Die Verknüpfung zwischen der Rapidität $y_{CM}$ des Schwerpunktsystems und dem Massenverhältnis $V$ stellt sich für ein Projektil mit der Masse $m_P$, einem Impuls $p_{P,lab}$ und einer Gesamtenergie $E_{P,lab}$ (gemessen im Labor), sowie einem Target der Masse $m_T$, wie folgt dar:
Mit

$$y = \operatorname{arctanh} \beta \tag{1.9}$$

[4]Auch wenn diese Arbeit das System Au ↦ C untersucht, ist es übersichtlicher das Verhältnis bezüglich des Systems C ↦ Au anzugeben. Die physikalischen Schlussfolgerungen sind davon nicht betroffen.

und

$$\beta_{CM} = \frac{p_{P,lab}}{E_{P,lab} + m_T} \tag{1.10}$$

sowie

$$E_{P,lab} = \sqrt{p_{P,lab}^2 + m_P^2} \tag{1.11}$$

folgt

$$y_{CM} = \operatorname{arctanh}\left(\frac{p_{P,lab}}{\sqrt{p_{P,lab}^2 + m_P^2} + m_T}\right). \tag{1.12}$$

Die so errechneten Rapiditäten werden meist auf die Strahlrapidität

$$y_{Beam} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\sqrt{p_{P,lab}^2 + m_P^2} + p_{P,lab}}{\sqrt{p_{P,lab}^2 + m_P^2} - p_{P,lab}}\right) \tag{1.13}$$

normiert. Die Masse des Projektils $m_P$ kann man nun mit der mittleren Neutron-Proton-Masse $m_N$ gleichsetzten und über das Massenverhältnis $V$ die Masse des Targets $m_T$ wie folgt darstellen:

$$m_P = m_N, \quad m_T = V \cdot m_N \tag{1.14}$$

Durch Variation von $V$, bzw. einfaches Erweitern oder Kürzen dieser Gleichungen kann man so jedes beliebige System von Target- und Projektil-Massen erzeugen. Im weiteren Verlauf der Diskussion wird daher nur noch von der Nukleonmasse $m_N$ und dem Verhältnis $V$ die Rede sein.

### 1.5.1 Die Methode der Massenvariation

Der Ansatz, welcher im Rahmen dieser Arbeit verfolgt wurde, um die Produktions-Schwerpunktsysteme von Pionen und Kaonen zu finden, beruht auf der Variation des oben eingeführten Massenverhältnisses $V$.
Dabei wird für beide Stoßsysteme das Verhältnis über den ganzen realisierbaren Wertebereiche in Schritten von je einem Nukleon variiert und die Transformation ins *mögliche* Schwerpunktsystem durchgeführt. Die resultierenden Spektren eines solchen Datensatzes werden dann im wesentlichen anhand ihrer Steigungen und des totalen Wirkungsquerschnittes beurteilt. Die dazu nötigen Parameter werden durch entsprechende Fit-Routinen extrahiert.
Die Schlussfolgerung ist nun naheliegend: Dort wo die Steigungen bzw. die Wirkungsquerschnitte in den beiden Stoßsysteme gleich sind, sind die Spektren identisch und es waren die selben physikalischen Umstände zur Erzeugung der Teilchen vorhanden – genau so, wie es vom Schwerpunktsystems angenommen wird. Denn in diesem macht es, bezüglich des Rapiditätsverhaltens, keinen Unterschied, ob man ein Stoßsystem oder das entsprechende gespiegelte System betrachtet.

### 1.5.2 Die Methode der kleinsten Invarianten-Abweichungen

Die andere Methode zum Auffinden des Schwerpunktsystems wurde von Alexander Schmah entwickelt und wird in seiner Arbeit ausführlich dargelegt [Sch03]. An dieser Stelle soll nur ein Überblick gegeben werden, damit ein Vergleich mit den Ergebnissen der Variations-Methode möglich ist.
Das Verfahren beruht auf der Minimierung der Abstände von Fixpunkten auf den Spektren des differentiellen Wirkungsquerschnittes zu den Schnittpunkten dieser verschiedenen Spektren mit den Linien von konstanten invarianten Wirkungsquerschnitten. Die Linien sind diejenigen, welche in der Ebene aus Transversalimpuls $p_t$ und Rapidität $y/y_{Beam}$, der Bedingung

$$\sigma_{inv} = E\,\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \text{const.} \tag{1.15}$$

genügen. Diesen Linien wird aber kein absoluter Wert zugeordnet. Sie dienen lediglich als Referenzlinien. $\sigma_{inv}$ ist eine unter LORENTZ-Transformationen invariante Form des Wirkungsquerschnittes. Er ist somit in allen Bezugsystemen gleich.
Zur Anwendung der Methode braucht man mindestens 2 Spektren. Die Idee ist nun folgende: Die Spektren werden zur Darstellung in der $p_t$-$y/y_{Beam}$-Ebene transformiert, wobei die Werte der Datenpunkte des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Laborsystem in die entsprechenden Werte des invarianten Wirkungsquerschnittes umgerechnet werden:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega\,dp}\right|_{lab} \quad\longrightarrow\quad E_{lab}\left.\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right|_{inv} \tag{1.16}$$

Auf den so erhaltenen Spektren werden die Wirkungsquerschnittswerte der Schnittpunkte mit einer Linie von konstantem invarianten Wikungquerschnitt bestimmt. Sollte dies kein gemessener Datenpunkt sein, so wird der gesuchte Wert durch lineare Interpolation aus den benachbarten umgerechneten Messpunkten ermittelt.
Im Schwerpunktsystem sollten nun alle ermittelten Schnittpunkte der verschiedenen Spektren mit einer speziellen Linie auch den selben Wert für den invarianten Wirkungsquerschnitt aufweisen. Dies gilt nur unter der Annahme einer isotropen thermischen Quelle und ist für ein beliebiges Bezugssystem normalerweise nicht der Fall. Hier liegen die Punkte von zwei verschiedenen Spektren mit gleichem Wert im Wirkungsquerschnitt nicht auf der selben Referenzlinie mit konstantem Wirkungsquerschnitt. Die Summe aller dieser Abweichungen ist ein Maß für die Güte der Annahme der bei der Transformation verwendeten Rapidität des Bezugssystem der Quelle.
Die Rapidität $y_S$ eines Bezugssystems, in welchem die Emissionsquelle ruht, wird nun als freier Parameter behandelt, der über den physikalisch sinnvollen Bereich variiert wird. Damit werden die resultierenden Summen der Abweichungen minimierten. Für den niedrigsten Wert erhält man die korrespondierende Quellen-Rapidität aller benutzten Spektren.

Kapitel 2

# Das Kaonspektrometer

## 2.1 Überblick

Das in Abbildung 2.1 auf der nächsten Seite gezeigte Kaonenspektrometer ist am Strahlplatz C des Schwerionensynchrotrons (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt aufgebaut [Sen93]. Die Konstruktion des Spektrometers wurde ganz darauf abgestimmt *K*-Mesonen, welche in Schwerionenreaktionen bei Einschussenergien unterhalb ihrer Produktionsschwelle in Nukleon-Nukleon-Stößen nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit produziert werden, zu messen ($p : \pi^+ : K^+ \approx 10^4 : 10^3 : 1$ bei 1 AGeV).
Zur Untersuchung der Teilchenproduktion in Abhängigkeit vom Laborwinkel kann das Spektrometer um den Targetpunkt zwischen $\Theta_{Lab} = 0\,°$ und $115\,°$ gedreht werden. Dazu sind fast alle Detektorsysteme auf einer mit Luftkissen anhebbaren Plattform montiert. Um die Verluste durch Kaonenzerfall ($c\tau_{K^\pm} \cong 3.7\,\mathrm{m}$) während des Fluges möglichst gering zu halten, ist das Spektrometer recht kompakt gebaut, so dass die Trajektorienlängen der Teilchenflugbahnen vom Target bis zu den letzten Detektoren nur etwa 5 m - 6.5 m beträgt.

## 2.2 Die Detektorsysteme

Im wesentlichen besteht das Spektrometer aus einem Magnetsystem zum impulsabhängigen Abbilden der Teilchen auf eine Detektorphalanx und verschieden Detektorgruppen zur Ortsauflösung (z.B. verschiedene Drahtkammern) und Flugzeitbestimmung der geladenen Teilchen. Im folgenden sollen die einzelnen Baugruppen und Detektorsysteme des Spektrometers beschrieben werden, welche in Abbildung 2.2 auf Seite 13 schematisch dargestellt sind. Eine genaue Beschreibung findet man bei [Sen93]:

❒ Das **Magnetsystem** des Spektrometers besteht aus einem Quadrupol- und einem Dipol-Magneten. Die Feldkonfiguration des Quadrupol-Magneten ist derart gestaltet, dass dieser in vertikaler Richtung fokusiert - und damit den akzeptierten Raumwinkel auf 15 msr−35 msr vergrößert, während der Dipol-Magnet in horizontaler Richtung für eine Bündelung der Teilchenflugbahnen sorgt. Daher bezeichnet man diese Anordnung auch als doppelt-fokusierend. Mit einer maximalen Flußdichte von $B_D = 1.9\,\mathrm{T}$ im 20 cm Luftspalt des Dipolmagneten, erreicht man die Abdeckung der in Tabelle 2.1 auf-

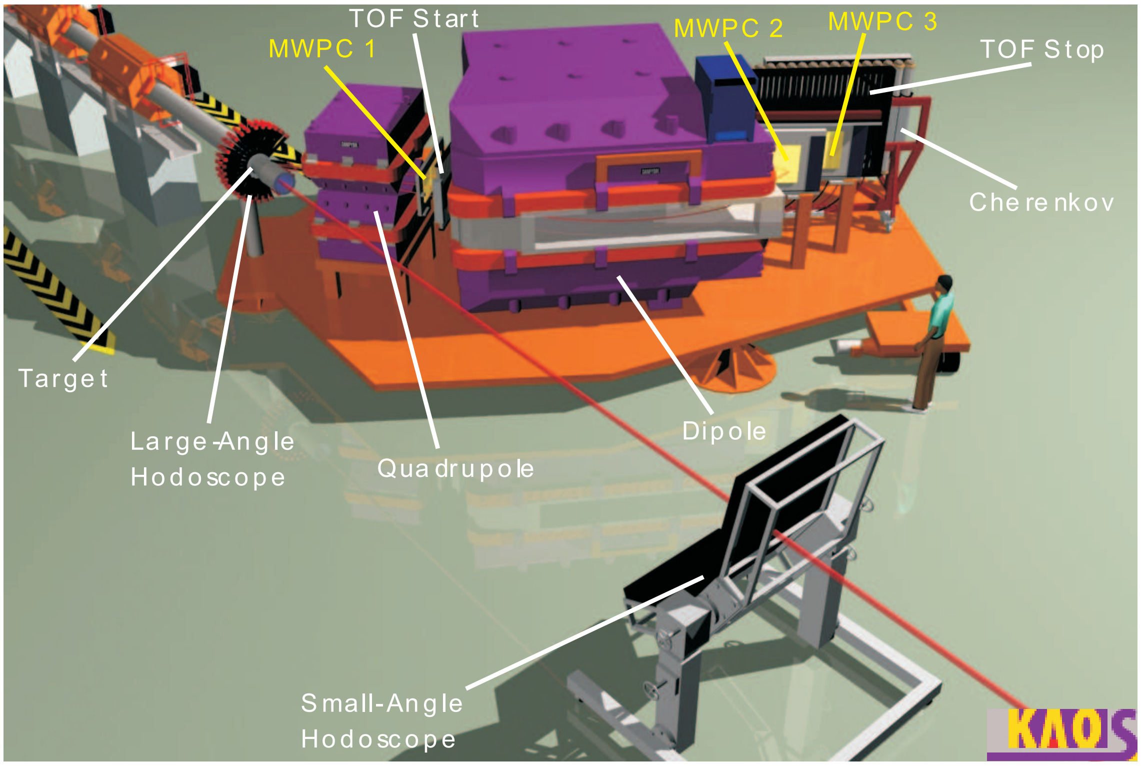


Abbildung 2.1: Diese Abbildung zeigt das Kaonen-Spektrometer, welches am Strahlplatz C des Schwerionen-Synchrotrons der Gesellschaft für Schwerionenforschung steht.

geführten Impulsbereiche. Dabei ist das Verhältnis $p_{max}/p_{min}$ je Impulsband in etwa 2.

- Das **Targethodoskop** (Large Angle Hodoscope) ist um die Targetkammer, wie in Abbildung 2.3 auf Seite 14 gezeigt, montiert. Es besteht aus 84 je 2 cm dicken Plastikszintillatoren, die mit Photovervielfachern ausgelesen werden. Insgesamt decken diese in drei Ringen angeordneten Szintillatoren einen Winkelbereich von $12° \leq \Theta_{lab} \leq 48°$ – gemessen von der Strahlrichtung aus – ab.

- Der **Flugzeitstartdetektor** (**T**ime **o**f **F**light Start) besteht aus 16 senkrecht angeordneten Plastikszintillatorstreifen die an beiden Seiten durch Photovervielfacher ausgelessen werden [Wag92]. Die Zeitauflösung dieses Systems beträgt ca. 350 ps. Durch zeitliche Korrelation mit einem Treffer im dazugehörigen Stopp-Detektor kann man – bei Kenntnis der Flugstreckenlänge – aus der Flugzeit die Geschwindigkeit des Teilchens ermitteln.

- Der **Flugzeitstoppdetektor** (ToF Stop Wall) besitzt an beiden Enden – ebenso wie der ToF Start-Detektor – Photovervielfacher, mit welchen die insgesamt 30 Szintillatoren ausgelesen werden [Koh90, Pop93]. Er ist in der Fokalebene des Spektrometers aufgebaut. In dieser gedachten Ebene schneiden sich die Flugbahnen von Teilchen, die mit gleichem Impuls- zu Ladungs-Verhältnis aber unter verschiedenen Eintrittswinkeln durch das Spektrometer geflogen sind, in dem selben Punkt. Aus der Position des

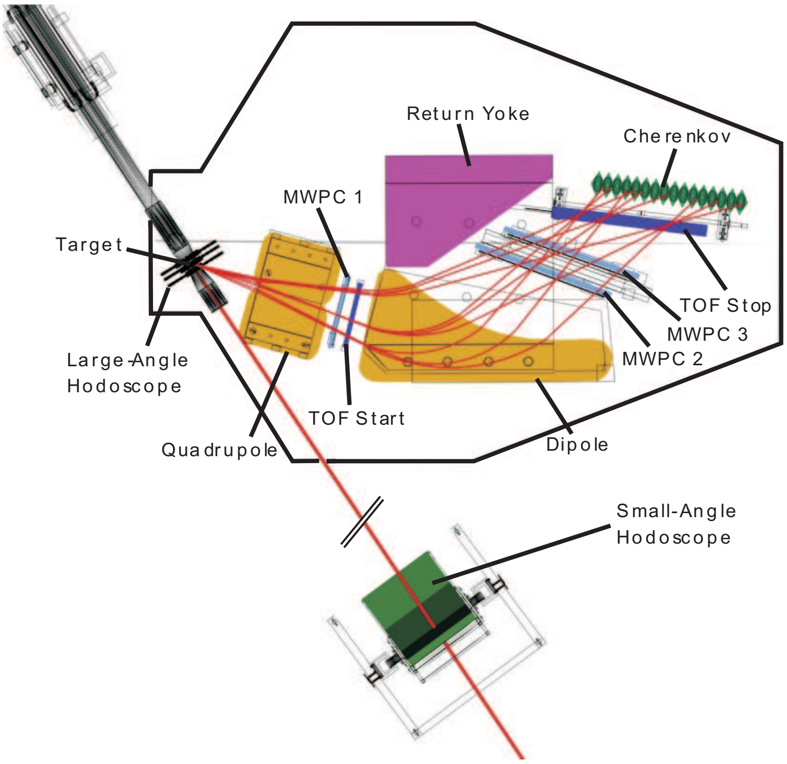


Abbildung 2.2: Schematische Aufsicht des Kaonen-Spektrometers. Zu erkennen sind, neben den einzelnen Detektoren und ihrer Anordnung, auch der Ionen-Strahl und die Trajektorien der entstandenen Teilchen durch das Spektrometer.

getroffenen Szintillatorstreifens lässt sich also der Impuls des Teilchens rekonstruieren. Die Breite der Szintillatoren lässt dabei eine $p/q$-Auflösung von bestenfalls 4% zu.

❒ Ein **Cherenkovdetektor** aus 10 + 6 Zählern ist hinter der Fokalebene aufgebaut. Die zehn aus Plexiglas (Schwelle: $\beta = 0.67$), auf der Seite niedriger Impulse aufgestellten Cherenkovzähler, sowie 6 mit Wasser gefüllte Zähler (Schwelle $\beta = 0.75$) dienen der Protonenunterdrückung, da Pionen und Kaonen bei gleichem Impuls schneller sind, und damit Cherenkovlicht emittieren [Mis94].

❒ Drei **Vieldrahtproportionalkammern** (**M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber) sind zwischen Target und Fokalebene montiert [Gei93, Mun93] und werden vom Target her durchnummeriert (siehe auch Abb. 2.2). Sie besitzen aktive Flächen von 60 cm × 30 cm (MWPC-1) bzw. 120 cm × 35 cm (MWPC-2 und 3).
Bei den hier verwendeten Drahtkammern handelt es sich um einen zweistufigen Typ, der am Detektorlabor der GSI weiterentwickelt und speziell zur Detektion von minimalionisierenden Teilchen wie Pionen und Kaonen als auch von Fragmenten ($Z > 1$) abgestimmt wurde [Ste91].
Das zweistufige Prinzip beruht auf der Kombination einer Vorverstärkerstufe mit einer gewöhnlichen Vieldrahtkammer [Cha70] (siehe linke Hälfte der Abbildung 2.4 auf Seite 15). Im Zählgas werden primäre Elektronen ausgelöst, wenn ionisierende Teilchen durch die Vorverstärkerstufe (pre-amplification gap) hindurchtreten, die dann wiederum durch Stoßionisation sekundäre Elektronen herausschlagen (Townsend-

| $B_{Dipol}$ [T] | Impulsbereich $\Delta p_{lab}$ [GeV/c] |
|---|---|
| 0.35 | 0.156 – 0.296 |
| 0.6 | 0.297 – 0.507 |
| 0.9 | 0.400 – 0.760 |
| 1.4 | 0.622 – 1.182 |

Tabelle 2.1: Die vom Spektrometer abgedeckten Impulsbereiche sind hier mit den korrespondierenden Flußdichten im Dipol dargestellt.

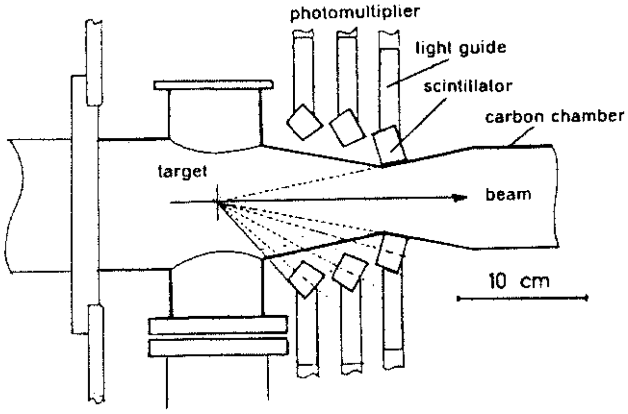


Abbildung 2.3: Schematische Seitenansicht der Targetkammer und des Targethodoskops

Mechanismus). Diese Elektronenlawine driftet durch den so genannten Transferbereich (transfer gap) bis zur Anodenebene und wird in der Umgebung der Anodendrähte nochmal durch Stoßionisation verstärkt. Die rechte Seite in Abb. 2.4 auf der nächsten Seite stellt das Profil der Gasverstärkungsfaktoren innerhalb einer Kammer dar. Dieser beträgt in der Vorverstärkterstufe etwa 100 und in der unmittelbaren Umgebegung der Anode ca. 1000. Weil die Elektronen auf den Anodendrähten abfließen, wird durch die noch verbleibenden langsamen positiven Ionen auf beiden Kathodenebenen ($x$- und $y$-cathode plane) ein Signal positiver Polarität influenziert. Durch Schwerpunktbildung bezüglich dieser Ladungsverteilungen werden die $x$- und $y$-Koordinaten des Kammerdurchstoßes ermittelt. Die Ortsauflösung bei diesem Verfahren beträgt 0.5 mm. Um Ereignismultiplizitäten größer als eins auswerten zu können, wird eine Einzelkanalauslese durchgeführt.
Zum Betreiben der Kammern wird ein Gasgemisch aus 78% Argon, 20% Kohlendioxid und 2% n-Heptan verwendet. [Wag94].

- Das **Kleinwinkelhodoskop** (Small Angle Hodoscope) besteht aus 380 Plastikszintillatoren, die auf einem Rahmen zu einer rechteckigen und leicht abgewinkelten Fläche von 1.9 m zu 2.2 m, angeordnet sind [Bri93]. Es befindet sich in einer Entfernung von 7 m strahlabwärts vom Target und deckt einen Winkelbereich von $0.5° \leq \Theta_{lab} \leq 7°$ horizontal bzw. 0.5 ° bis 13 ° vertikal ab.

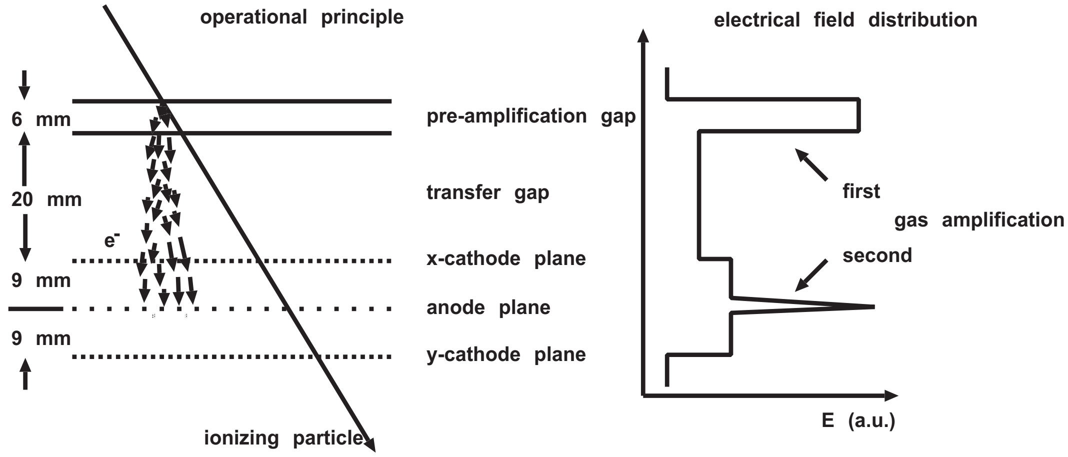


Abbildung 2.4: Schematische Darstellungen des Aufbaus und der Feldkonfiguration der zweistufigen Vieldrahtproportionalkammern

## 2.3 Der Kaonentrigger

Um die seltenen Kaonenereignisse bei Projektilenergien um 1 AGeV für die Datenaufnahme anzureichern, wird ein Flugzeittrigger eingesetzt, der Teilchen aufgrund ihrer Flugzeiten zwischen Start- und Stoppdetektor selektiert. Mit ihm gelingt im Impulsbereich von 0.3 bis 0.8 GeV ($B_D$ = 0.6 und 0.9 T) eine Unterdrückung von Protonen mit einem Faktor 200 bis 1000 und Pionen bis zu einem Faktor 10. In diesen Impulsbereichen ist die Trennung der Protonen und Pionen von den Kaonen mittels ihrer Flugzeit sehr gut möglich, was sich jedoch mit zunehmendem Impuls verschlechtert, wie aus Abbildung 2.5 auf der nächsten Seite zu erkennen ist. Bei hohen Impulsen ($B_D$ = 1.4 und 1.9 T) wird deshalb der Schwellen-Cherenkovdetektor als zusätzliche Triggerbedingung verwendet [Sen93].

## 2.4 Das Datenaufnahmesystem

In Abbildung 2.6 auf Seite 17 ist ein Blockschaltbild des am Kaonenspekrometer eingesetzten Datenaufnahmesystems dargestellt. Es ist unterteilt in einzelne Datenzweige, die an die verschiedenen Detektorsystemen anschließen.
Die Energieverlust- bzw. die Zeitsignale der Flugzeitdetektoren sowie des Kleinwinkelhodoskops werden mit Hilfe von QDC's[1] und TDC's[2], welche an einen Fastbus gekoppelt sind, digitalisiert. Anschließend werden sie über eine SMI-Einheit[3] ausgelesen und an das zugehörige EBI[4] weitergeleitet und dann mittels einer VSB-Verbindung an einem E7-VME-Prozessor übergeben.
Die Signale der getroffenen MWPC-Kanäle werden mit einem ADC[5] digitalisiert und in Gruppen von je 16 Kanälen von einem Transputer ausgelesen. Mit Hilfe dieser baumartigen Topologie werden sämtlich Kanäle der drei MWPC's zu einem Ereignis zusammengefaßt

[1]Charge (**Q**) to **D**igital **C**onverter
[2]**T**ime to **D**igital **C**onverter
[3]**S**egment **M**anager **I**nterface
[4]**E**vent**b**uilder-VSB-**I**nterface
[5]**A**nalog zu **D**igital **C**onverter

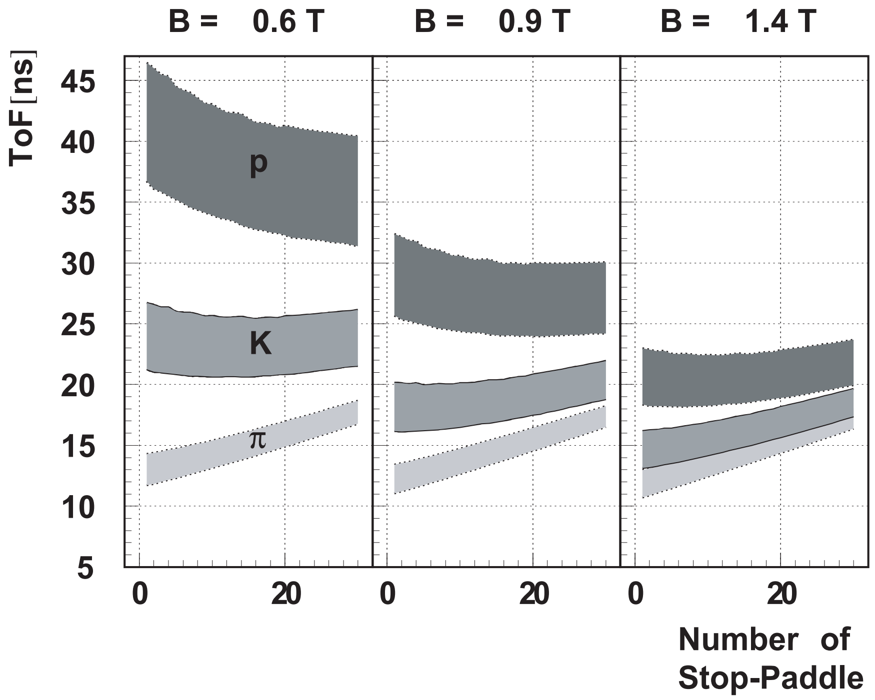


Abbildung 2.5: Dargestellt sind die Flugzeiten von Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit ihres Laborimpulses, welcher durch die Nummer des getroffenen Stoppdetektorstreifens und die Flußdichte im Dipol gegeben ist. Höhere Impulse gehören zu größeren Streifennummern. Mit weiter zunehmendem Impuls – und stärkerem Magnetfeld im Dipol – ist zu erkennen, dass sich die Teilchen nicht mehr durch die Messung der Flugzeit alleine trennen lassen. Deshalb wird der Einsatz des Cherenkovdetektors notwendig.

[Bal93].

Der CAMAC-Zweig sammelt Status-Informationen wie z.B. den Triggertyp als auch Zählraten – unter anderem die der Strahlmonitore. Die verschiedenen E7-VME-Prozessoren wandeln die Daten der einzelnen Zweige zuerst in jeweils seperate Subereignisse um und eine Master-E7-Einheit setzt diese dann zu einem Gesamtereignis zusammen. Diese Ereignisse werden zur Speicherung auf ein DLT[6]-Laufwerk und zur Online-Analyse in das Ethernet transferiert. Mit diesem beschriebenen Datenerfassungssystem werden Transferraten von maximal 1.5 MB/s erreicht.

[6]**D**igital **L**inear **T**ape

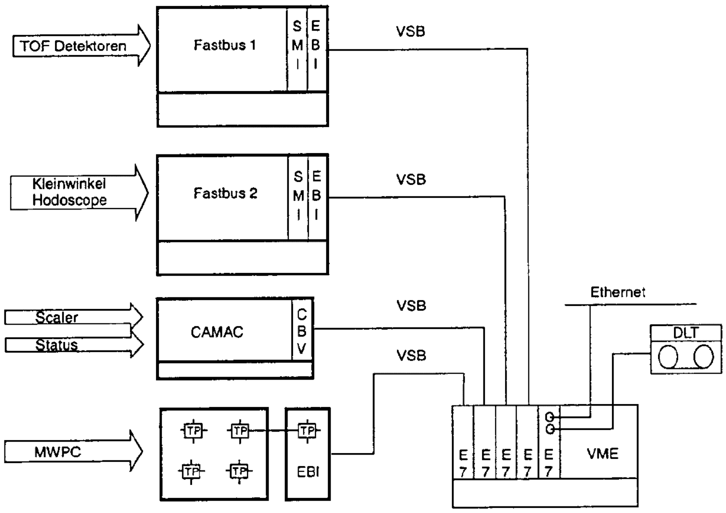


Abbildung 2.6: Ein Blockschaltbild des Datenaufnahmesystems des Kaonenspektrometers

Kapitel 3

# Die Datenanalyse

In diesem Kapitel wird der Teil der Datenanlyse beschrieben, welcher nunmehr über einen Zeitraum von fast 10 Jahren entwickelt wurde und zum Allgemeingut der Kollaboration gehört. Große Teile davon konnten einfach übernommen werden. Auf dabei vorgenommene notwendige Modifikationen wird im weiteren Verlauf nicht explizit hingewiesen. Doch ist an verschiedenen Stellen vermerkt, wer einen entscheidenden Beitrag zur Entwicklung eines speziellen Moduls geleistet hat.

## 3.1 Ansatzpunkte und Ziel

Das primäre Ziel der Datenanalyse ist im vorliegenden Fall die Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}\,d\Omega_{lab}}\right|_{K,\pi} = \left.\frac{N}{f_{acc}}(p_{lab},\Omega_{lab})\right|_{K,\pi} \cdot \frac{F_{Target}}{N_{Strahl}\cdot\tau_{acq}} \cdot \left.\frac{1}{\epsilon(p_{lab})}\right|_{K,\pi} \tag{3.1}$$

wobei $N$ die Anzahl der in der Kollision erzeugten Kaonen bzw. Pionen als Funktion des im Laborbezugssystems gemessenen Impulses $p_{lab}$ und des Emissions-Raumwinkels $\Omega_{lab}$ der Teilchens ist. Ebenso ist die Akzeptanz des Kaonenspektrometers $f_{acc}$ eine teilchenabhängige, sowie impuls- und raumwinkelspezifische Größe. Zusätzlich zu diesen Faktoren wird die Zählrate noch auf die Anzahl der einfallenden Strahlteilchen $N_{Strahl}$ und die Totzeit $\tau_{acq}$ der Datenaquisition normiert. Desweiteren müssen noch die Effizienzen der Detektoren und der Datenanalyse sowie des benutzten Triggers – welche allesamt laborimpuls- oder teilchenabhängig sind – berücksichtigt werden. Target-Material und Target-Dicke sind in der Materialkonstanten $F_{Target}$ zusammengefaßt. $F_{Target}$ berechnet sich aus der Dichte $\rho_{Target}$, der Dicke $d_{Target}$ und der Molmasse $M_{Target}$ des Target-Materials, sowie der Avogadro-Konstanten $N_A$ zu:

$$F_{Target} = \frac{M_{Target}}{d_{Target}\cdot\rho Target\cdot N_A}. \tag{3.2}$$

Die Daten des für dieses Experiment verwendeten Targets sind in Tabelle 3.1 auf der nächsten Seite aufgeführt. Der genauere physikalische Hintergrund dieses Wirkungsquerschnittes wird im Kapitel 4 erläutert werden.
Alle in die Definition eingeflossenen Größen müssen natürlich von der Datenanalyse aus den

| Targetspezifikation | | |
|---|---|---|
| Molmasse $M$ | [g] | 12.0 |
| Dichte $\rho$ | [g/cm$^3$] | 1.88 |
| Target-Dicke $d$ | [cm] | 0.5 |
| $F_{Target}$ | [b] | 21.23 |
| Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Teilchen für geometrischen WQ | | 0.14 |

Tabelle 3.1: In der Tabelle werden die Charakteristika des im Experiment verwendeten Targets gezeigt.

Rohdaten errechnet bzw. extrahiert werden, und spiegeln zugleich die wichtigsten Aspekte einer Konzeption zur Bestimmung solch einer experimentellen physikalischen Größe wieder. Denn würde man ein ideales Detektorsystem bauen können, dann wären Effizienz- oder Akzeptanzkorrekturen ($\epsilon(p_{lab})$) nicht notwendig.
Diese Berechnungen werden für jeden Impulsbereich (siehe Tabelle 2.1 auf Seite 14) einzeln durchgeführt, und im letzten Schritt werden die verschiedenen Abschnitte zu einem Spektrum zusammengesetzt.
Ein wesentliches Problem stellt die Identifikation eines registrierten Teilchens dar, da die „echten" Teilchen vom Untergrund getrennt werden müssen. Die dazu verwendeten Methoden, welche weiter unten genauer erläutert werden, haben zur Konsequenz, dass die Analyse eine intrinsische Effizienz besitzt.
Die oben eingeführten Korrekturfaktoren und die Datenanalyse an sich soll in den folgenden Abschnitten erläutert werden. Konkrete Zahlenwerte und Beipiele beziehen sich dabei auf die Daten welche am Anfang der Strahlzeit im Juli 1998 gemessen wurden (Au $\longmapsto$ C bei 1.03 AGeV).

## 3.2 Detektorkalibrierung

Der erste Schritt in der Analyse der Daten ist die Kalibrierung der Rohdaten, welche von den verschiedenen Detektorsystemen während des Experiments erzeugt und von der Datenaquisition aufgezeichnet wurden. Dabei werden im wesentlichen technische Größen wie Kanalnummern oder Spannungswerte mit Hilfe von Eichfunktionen in physikaliche Größen wie Orte oder Energieverluste umgerechnet. Zu diesem Zeitpunkt werden die Informationen der einzelnen Detektoren aber immer noch isoliert betrachtet, und nicht als ein physikalisches Ereignis gesehen.

### 3.2.1 Zeiteichung des Targethodoskops

Es wird angenommen, dass die Teilchen aus einer Reaktion gleichzeitig in die Module des Targethodoskops gelangen. Durch die Eichung des Hodoskops wird sichergestellt, dass diese Signale eines gerade stattfinden Teilchenschauers, von allen Modulen auch zur selben Zeit registriert werden, um den Reaktionszeitpunkt eindeutig bestimmen zu können (weiteres findet sich im Abschnitt 3.3 auf Seite 22). Dazu wird ein Modul willkürlich als Referenz ausgewählt, und die zeitliche Differenz eines eindeutigen Signals zu allen anderen Modulen einzeln ermittelt und später bei jedem Datensatz entsprechend wieder abgezogen.

So werden die durch die Elektronik verursachten Laufzeitunterschiede der Signale einer Quelle herausgerechnet.

### 3.2.2 Vieldrahtproportionalkammern

Die Kalibration der Vieldrahtproportionalkammern besteht im wesentlichen aus dem Auffinden von Treffern aus der Menge der angesprochenen Kanäle und der Umrechnung in Ortskoordinaten. Weil alle Kanäle einzeln ausgelesen werden, kann man die $x$- und $y$-Koordinaten der Durchstoßorte relativ zum Kammerrahmen getrennt voneinander durch Schwerpunktsbildung der aufgezeichneteten Ladungsverteilung ermitteln.
Als globales Bezugssystem dient ein in GEANT [Gro93a] implementiertes Koordinatensystem des Kaonenspektrometers. Relativ zu diesem werden die $x$- und $y$-Positionen der Aluminumrahmen der MWPC's mit einer Genauigkeit von ca. 1 mm vermessen [Sch96].

### 3.2.3 Flugzeiteichung der Szintillationszähler

Zur Eichung dieser Detektoren werden negativ geladene Pionen verwendet. Zusätzlich wird noch die Strahlintensität verringert, um zufällige Koinzidenzen gering zu halten. Die Eindeutigkeit der Flugzeitkalibration wird dadurch gewährleistet, dass zur Eichprozedur nur solche Ereignisse herangezogen werden, bei denen nur jeweils ein Treffer im Start- und Stoppdetektor registriert wurden.
Das Eich-Prinzip ist nun folgendes: In einer GEANT-Simulation werden die Impulse und Sollflugzeiten für jede der $16 \cdot 30 = 480$ Kombinationen aus Start- und Stoppdetektorstreifen berechnet. Dazu wird während einer Monte-Carlo-Simulation eine gleichmäßige (weiße) Verteilung von Pionen generiert und durch das Spektrometer geschickt [Gro93a], womit man die Flugzeiten erhält.
Durch Vergleich dieser Daten mit den gemessene Flugzeiten, wird nun für jede Streifenkombination ein Korrekturparameter berechnet:

$$\Delta t^{Korr.}_{D_iF_j} = \Delta t^{GEANT}_{D_iF_j} - \Delta t^{gemessen}_{D_iF_j}, \quad i = 1 \ldots 16, \quad j = 1 \ldots 30 \tag{3.3}$$

Die Zeiten $t^{gemessen}_{D_iF_j}$ werden dabei durch Mittelung der Zeiten beider Photovervielfacher (oben/unten) bestimmt.

### 3.2.4 Eichung des Cherenkovdetektors

Da die Cherenkovdetektorphalanx nur dazu benutzt wird, auf Trigger-Niveau Protonen zu detektieren, und dies lediglich eine ja-nein Entscheidung darstellt, ist es nicht nötig eine spezielle Eichung vorzunehmen. Etwaiges Rauschen wird durch die detektoreigene Elektronik unterdrückt.

### 3.2.5 Eichung des Kleinwinkelhodoskops

Da im Rahmen dieser Arbeit die Daten des Kleinwinkelhodoskops nicht benötigt werden, wird an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen. Der interssierte Leser kann sich über den Einsatz und die Eichung des Kleinwinkelhodoskops bei [For03, Uhl03] informieren.

## 3.3 Die Bestimmung des Reaktionszeitpunktes

Nachdem alle Rohdaten in einzelne physikalisch interpretierbare Daten umgewandelt wurden, müssen diese zu sinnvollen Ereignissen zusammengefaßt werden. Dazu muß zuerst der Reaktionszeitpunkt eines möglichen Ereignisses gefunden werden.
Das Targethodoskop erfüllt dabei zwei wichtige Aufgaben: Die Anzahl der getroffenen Module ist ein Maß für die Zentralität der Reaktion und zusammen mit dem Stoppdetektor ermöglich es eine zweite Flugzeitmessung – zusätzlich zu der Messung mit dem Start- und Stoppdetektor.
Diese Zeitmessung benötigt eine möglichst genaue Informationen darüber, welche der Ereignisse im Targethodoskop zu einer bestimmten Reaktion gehören. Deshalb müssen zwei verschiedene Reaktionen, die im selben Zeitfenster liegen, voneinander getrennt werden.
Die in dieser Arbeit benutzte Methode zur Bestimmung der Treffermultiplizität und Reaktionszeit wurde von C. Sturm entwickelt [Stu01b] und von F. Uhlig [Uhl03] und A. Förster [For03] weiterentwickelt. Dabei werden die Signale der angesprochenen Target-Detektormodule in einzelne Gruppen – den Clustern – eingeteilt, und diesen eine eindeutige Zeit zugeordnet. Die Annahme hierbei ist, dass die zeitlichen Abstände der Signale innerhalb eines Clusters wesentlich kleiner sind als zwischen zwei verschiedenen. Die mittlere Zeit eines solchen Clusters dient dann als Reaktionszeitpunkt.
Diese Vorgehensweise gestattet das Auflösen von „Pile-Up-Reaktionen", also solchen Ereignissen, welche so kurz hintereinander stattfanden, dass sie fälschlicher Weise als eine Reaktion erkannt werden. So wird z.B. verhindert, dass zwei semizentrale Stöße als ein zentraler erfaßt werden.

## 3.4 Die Spurrekonstruktionsfunktionen

Die Spurrekonstruktionsfunktionen sind ein wichtiges Werkzeug um die Bahnen der Teilchen aus den Signalen der Drahtkammern und der Start- bzw. Stoppdetektoren zu bestimmen. Es handelt sich um Polynome bis zu vierter Ordnung deren Koeffizenten aus einer Minimalisierungsroutine hervorgehen welche versucht, die Polynome möglichst gut durch die Trefferpunkte einer Spur durch alle beteiligten Detektoren zu legen.
Die dazu benötigten Spuren stammen aus einem Datensatz zu dessen Erzeugung das Programmpaket Geant benutzt wurde. Die Geometrie und Positionen der gesamten Detektorsysteme und eine dreidimensionale Feldkarte des Magnetsystems sind in das Programm integriert. Somit ist man in der Lage mit Monte-Carlo-Methoden Testteilchen zu erzeugen und deren Bahn durch das Spektrometer zu simulieren [Stu01b].
Um möglichst eindeutige Testspuren zu erhalten, enthält der Geant-Datensatz Pionen in einem Impulsbereich bei $B_D = 0.9\,\mathrm{T}$ die weder zerfallen noch Kleinwinkelstreuung erfahren. Lediglich der elektromagnetische und hadronische Energieverlust der Pionen wird berücksichtigt, da dieser systematisch zu einer stärkeren Bahnkrümmung im Magnetfeld führt. Desweiteren wird eine ideale Auflösung des Detektorsystems angenommen.
Wenn man die verschiedenen Funktionen für die Bestimmung der $x$- und $y$-Positionen der Drahtkammern sowie des getroffenen Flugzeitdetektorstreifen erhalten hat (siehe auch Abschnitt 3.2.2 auf der vorherigen Seite), ist es einem möglich, aus der Kenntnis eines oder mehrerer Trefferpunkte, die korrespondierenden Solltrefferpunkte in einem anderen Detektor zu bestimmen. Sind alle Solltrefferpunkte in einem gemessenen Datensatz enthalten, so

kann man diese zu einer echten Teilchenspur zusammensetzen.

## 3.5 Erzeugung der Teilchenspuren

Durch die Einzelkanalauslese der Vieldrahtkammern liegen die Trefferdaten nach der Detektorkalibration als einzelne horizontale

$$\begin{pmatrix} x_1^{(1)} \\ \vdots \\ x_l^{(1)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} x_1^{(2)} \\ \vdots \\ x_m^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} x_1^{(3)} \\ \vdots \\ x_n^{(3)} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

und vertikale Koordinaten

$$\begin{pmatrix} y_1^{(1)} \\ \vdots \\ y_l^{(1)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} y_1^{(2)} \\ \vdots \\ y_m^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} y_1^{(3)} \\ \vdots \\ y_n^{(3)} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

getrennt vor. Aus allen möglichen Kombinationen müssen zunächst Spurkandidaten gewonnen werden, was alleine anhand der $x$-Koordinaten erfolgt. Dies geschieht mit einer Spurrekonstruktionsfunktion (siehe 3.4 auf der vorherigen Seite), die eine Verknüpfung der $x$-Koordinaten der Kammern ohne Hinzunahme der $y$-Koordinaten zulässt.
Weil die Treffermultiplizität in den hinteren MWPC's geringer ist, werden die Trefferkoordinaten dieser Kammern als Argumente verwendet und über die Rekonstruktionsfunktion die dazugehörige Sollkoordinate in der ersten Kammer $\hat{x}^{(1)}$ ermittelt. Die Abweichung der $x$-Koordinate eines realen Treffers $x_i^{(1)}$

$$\left| x_i^{(1)} - \hat{x}^{(1)}(x^{(2)}, x^{(3)}) \right|_i \leq b \tag{3.6}$$

dient nun als Spurbedingung. Der Algorithmus sucht dann jeweils die besten Kombinationen $(x^{(1)}, x^{(2)}, x^{(3)})_i$ im Sinne der Spurbedingung 3.6 aus den zur Verfügung stehenden $x$-Koordinaten aus. Anschließend werden diese Koordinaten aus der Datenmenge gelöscht, damit sie nur einmal verwendet werden. Es entsteht also eine Liste von $i$ Spurkandidaten

$$\begin{pmatrix} x_1^{(1)} & x_1^{(2)} & x_1^{(3)} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x_i^{(1)} & x_i^{(2)} & x_i^{(3)} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

deren Reihenfolge durch die Güte im Sinne der Spurbedingung 3.6 bestimmt ist.
Im nächsten Schritt werden die Koordinatentrippel mit den Start- bzw. Stoppdetektorstreifen in Verbindung gesetzt. Nach dem selben Prinzip wie zuvor werden wieder zwei Bedingungen formuliert:

$$\left| N_{Startd.} - \hat{N}_{Startd.}(x^{(1)}) \right| \leq b_D \tag{3.8}$$

$$\left| N_{Stoppd.} - \hat{N}_{Stoppd.}(x^{(2)}, x^{(3)}) \right| \leq b_F \tag{3.9}$$

Der errechnete Sollwert für den Startdetekorstreifen $\hat{N}_{Startd.}$ ist nur von der $x$-Koordinate der ersten Kammer abhängig, da diese direkt vor der Szintillatorphalanx steht. Entsprechendes

gilt für den Stoppdetektor und die Kammern 2 und 3. Die Schranken $b_D$ und $b_F$ werden mit Hilfe von Experimentdaten festgelegt.
Zur Zuordnung von Spurkandidaten zu einem Cluster ist der Vergleich zwischen den beiden Flugzeitmessungen – einmal zwischen Target- ($T$) und Start- ($D$) und zum anderen zwischen Start- und Stoppdetektor ($F$) – die effektivste Methode am Kaonenspektrometer:

$$\left| \frac{1/\beta_{T_iD} - 1/\beta_{DF}}{1/\beta_{DF}} \right| \leq 0.5 \tag{3.10}$$

Die Zeiten $\beta_{T_iD}$ sind die der $i = 1 \ldots N_{Cluster}$ Cluster aus dem Zeitspektrum des Hodoskops. Der Wert der Schranke von 0.5 wurde empirisch bestimmt und entspricht in etwa dem 12-fachen der Varianz der Verteilung. Allen Spurkandidaten, die diese Bedingung mit ihren Flugzeiten nicht erfüllen können, werden keine Cluster-Zeiten zugeordnet.

## 3.6 Die Teilchenidentifikation

Mit dem Flugzeitdetektorsystem lässt sich am Kaonenspektrometer die Teilchensorte bestimmen. In der Fokalebene werden die Teilchenbahnen von Partikeln mit dem selben Impuls- zu Ladungsverhältnis $p/z$ auf einen Punkt abgebildet. Mit Hilfe des Kaonen-Triggers (Abschnitt 2.3 auf Seite 15) und der Spurrekonstruktion (Abschnitt 3.5 auf der vorherigen Seite), kann der Untergrund soweit reduziert werden, dass eine Darstellung dieses Verhältnisses möglich wird.
Zur Bestimmung des Masse- zu Ladungs-Verhältnis $m/z$ stehen die gemessenen Flugzeiten $\Delta t$ zwischen den Flugzeitdetektoren zur Verfügung. Durch die endliche Flugzeitauflösung von etwa 400 ps (FWHM – wobei zwei Detektoren an der Messung beteiligt sind) werden bei Teilchengeschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit – wie bei Pionen der Fall – „negative“Flugzeiten möglich. Um komplexe Werte bei der Massenberechnung zu vermeiden, dient zur Teilchenidentifikation bei Pionen das Massenquadrat

$$\left(\frac{m}{z}\right)^2 = \left(\frac{p}{z}\right)^2 \left(\left(\frac{\Delta t}{\Delta s}\right)^2 - 1\right) \tag{3.11}$$

wobei $\Delta s$ die Trajektorienlänge für die zugeordnete Kombination aus Start- und Stoppdetektorszintillatoren ist, welche ebenso wie der Impuls $p$ mit einer Geant-Simulation berechnet wurde. Wegen der größeren Masse genügt bei Kaonen eine in der Masse lineare Auftragung. Die Ladung $z$ des Teilchens ist in einem homogenen Magnetfeld umgekehrt proportional zum Bahnradius.

## 3.7 Auswahlkriterien

Wie bereits im Abschnitt 3.6 angeschnitten, werden zur Unterdrückung des Untergrundes und zur Identifikation der seltenen Kaonen verschiedene Kombinationen von Schnitten in den gemessenen Größen angewandt. Zusätzlich bedarf es der Kontrolle über die Effizienz der Auswahlkriterien, um absolute Größen – wie z.B. den Wirkungsquerschnitt – mit geringem systematischem Fehler bestimmen zu können. Deshalb werden möglichst gaussförmige Verteilungen verwendet, wobei zwischen zwei Typen von Schnitten unterschieden wird; den geometrischen und dem Flugzeitschnitt.

Aufgrund des sehr guten Signal/Untergrund-Verhältnisses von Pionen ist zu ihrer Identifikation keine Anwendung von Schnitten notwendig. Sie werden einfach nur innerhalb eines Massenfensters gezählt.
Unter den möglichen geometrischen Schnitten wurden folgende ausgewählt:

$$|x_1 - \hat{x}_1(x_2, x_3)| \leq n_{\sigma 1} \cdot \sigma_{x_1} \tag{3.12}$$

$$|y_3 - \hat{y}_3(y_1, y_2)| \leq n_{\sigma 3} \cdot \sigma_{y_3} \tag{3.13}$$

Dabei handelt es sich bei $x_1$ um die gemessene Position eines Treffers in $x$-Richtung in der Drahtkammer 1 und bei $\hat{x}_1(x_2, x_3)$ um die durch die Spurrekonstruktionsfunktion in Abhängigkeit von den $x$-Positionen in den MWPC's 2 und 3 berechnete Sollposition in der Kammer 1. Analoges gilt für die $y$-Verteilung in der MWPC-3. Die Schnittschärfe $n_\sigma$ wird in Einheiten der Varianz der GAUSS-Verteilung $\sigma_{Schnitt}$ des jeweiligen Schnittes parametrisiert.
Als Flugzeitschnitt wurde der Vergleich der inversen Geschwindigkeiten $1/\beta$ zwischen Targethodoskop (T) und Startdetektor (D), sowie zwischen Start- und Stoppdetektor benutzt:

$$\left| \frac{1/\beta_{TF} - 1/\beta_{DF}}{1/\beta_{DF}} \right| \leq n_\sigma \cdot \sigma_\beta \tag{3.14}$$

Es wird die inverse Geschwindigkeit benutzt, welche mit der gemessenen Flugzeit $\Delta t$ folgendermaßen verknüpft ist:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\Delta t}{\Delta s} \tag{3.15}$$

steht.

### 3.7.1 Justierung der Schnitte

Zur Justierung des Flugzeitschnittes für Kaonen stehen sogenannte „flugzeitsimulierte Kaonen"zur Verfügung [Wag92]. Hierbei handelt es sich um Pionen oder Protonen, die mit einer nach dem Massenverhältnis $m_\pi/m_K$ oder $m_p/m_K$ skalierten Feldstärke des Dipol- und Quadrupolmagneten gemessen werden, so dass ihre Bahnen und Geschwindigkeiten denen der Kaonen entsprechen (siehe Tabelle 3.2). Mit diesen nahezu untergrundfreien Datensätzen lässt sich die Varianz der Verteilung bestimmen.

| **$B_D$ zur Flugzeitsimulation** | | | |
|---|---|---|---|
| | $B_D$ | | |
| Kaonen | 0.6 T | 0.9 T | 1.4 T |
| Flugzeitsim. mit Protonen | 1.14 T | 1.71 T | |
| Flugzeitsim. mit Pionen | | | 0.396 T |

Tabelle 3.2: Stärke der Flußdichte $B_D$ im Dipol zur Flugzeitsimulation. Die nicht angegebenen Kombinationen werden nicht benutzt.

Die geometrischen Schnitte lassen sich nicht mit flugzeitsimulierten Kaonen justieren, da die Varianz der Verteilung von der Kleinwinkelstreuung abhängt, die aufgrund des unterschiedlichen Impulses von Kaonen verschieden stark ausfällt[1]. Deswegen bestimmt man diese mit

[1] Breite der Aufstreuung: $\Theta \propto 1/(\beta p)$

Geant-simulierten Kaonen. Eine hinreichend realistische Auflösung erhält man, wenn alle relevanten Wechselwirkungen und der Teilchenzerfall mit berücksichtigt werden.
Die exakte Bestimmung der Position der Verteilungen – sowohl der geometischen Schnitte als auch des Geschwindigkeitenvergleichs – wird mit gemessenen $K^+$-Mesonen durchgeführt. Hierfür wird für jedes Experiment die Einstellung gewählt, die das beste Signal/Untergrund-Verhältnis garantiert. Allerdings gibt es in diesem Experiment keinen Datensatz, welcher dazu geeignet ist. Deshalb wurden dazu Daten verwendet, welche unter $71,5\,^\circ$ im System Au $\mapsto$ Au bei 1.5 AGeV genommen wurden. Dieses Experiment gehört zur selben Strahlzeit, innerhalb der keine Veränderungen vorgenommen wurden, welche das hier extrahierte Ergebnis beeinflußt hätten.
Insgesamt ist die Justierung der Schnitte ein iterativer Prozess. Man beginnt mit der Bestimmung der Parameter eines Schnittes, fixiert diesen und bestimmt die der anderen. Danach hält man alle alle anderen fest und bestimmt wiederum auf dieser Basis die Einstellungen des ersten Schnittes, usw.
Für die Analyse der Kaonen im Rahmen dieser Arbeit wurden die in Tabelle 3.3 aufgeführten Schnitte verwendet. Detailierte Informationen zur Auswahl und Justierung der Schnitte, sowie deren Wirkung auf die Daten – im besonderen auf die Massenverteilungen – kann man bei [Stu01b] nachlesen.

| **Schnitte zur Kaonen-Separation** | | |
|---|---|---|
| $B_D$ | Schnitt | Weite |
| 0.6 T | $x^{(1)}$ | $2\sigma$ |
| | $y^{(3)}$ | $2\sigma$ |
| | $1/\beta$ | $3\sigma$ |
| 0.9 T | $x^{(1)}$ | $2.5\sigma$ |
| | $y^{(3)}$ | $2.5\sigma$ |
| | $1/\beta$ | $3.5\sigma$ |
| 1.4 T | $x^{(1)}$ | $3\sigma$ |
| | $y^{(3)}$ | $3\sigma$ |
| | $1/\beta$ | $3\sigma$ |

Tabelle 3.3: Verwendete Schnittkombinationen zur Analyse der Kaonen.

### 3.7.2 Wirkung der Schnitte

Die Wirkung, der während der Analyse eingesetzten Schnitte auf die Massenspektren, ist in Abbildung 3.1 auf der nächsten Seite dargestellt. Diese Grafik zeigt die drei zur Untersuchung der Kaonen benutzten Massenhistogramme, für die unter einem Winkel von $\Theta_{lab} = 44\,^\circ$ gemessenen Impulsbereiche. Nützliche Informationen über das Signal- zu Untergrundverhältnis, sowie über die Summe aller über dem Untergrund gezählten Kaonen $\Sigma_{K^+}$ sind ebenfalls enthalten. Diese Massenspektren repräsentieren jeweils die Summe aller Einzelspektren[2] des jeweiligen Impulsbereiches.
Ein Probleme zeigt sich im oberen Bild. Die Daten enthalten hier bei $B_D = 0.6\,$T extrem

[2]Ein Massenspektrum pro Impulsabschnitt von 50 MeV

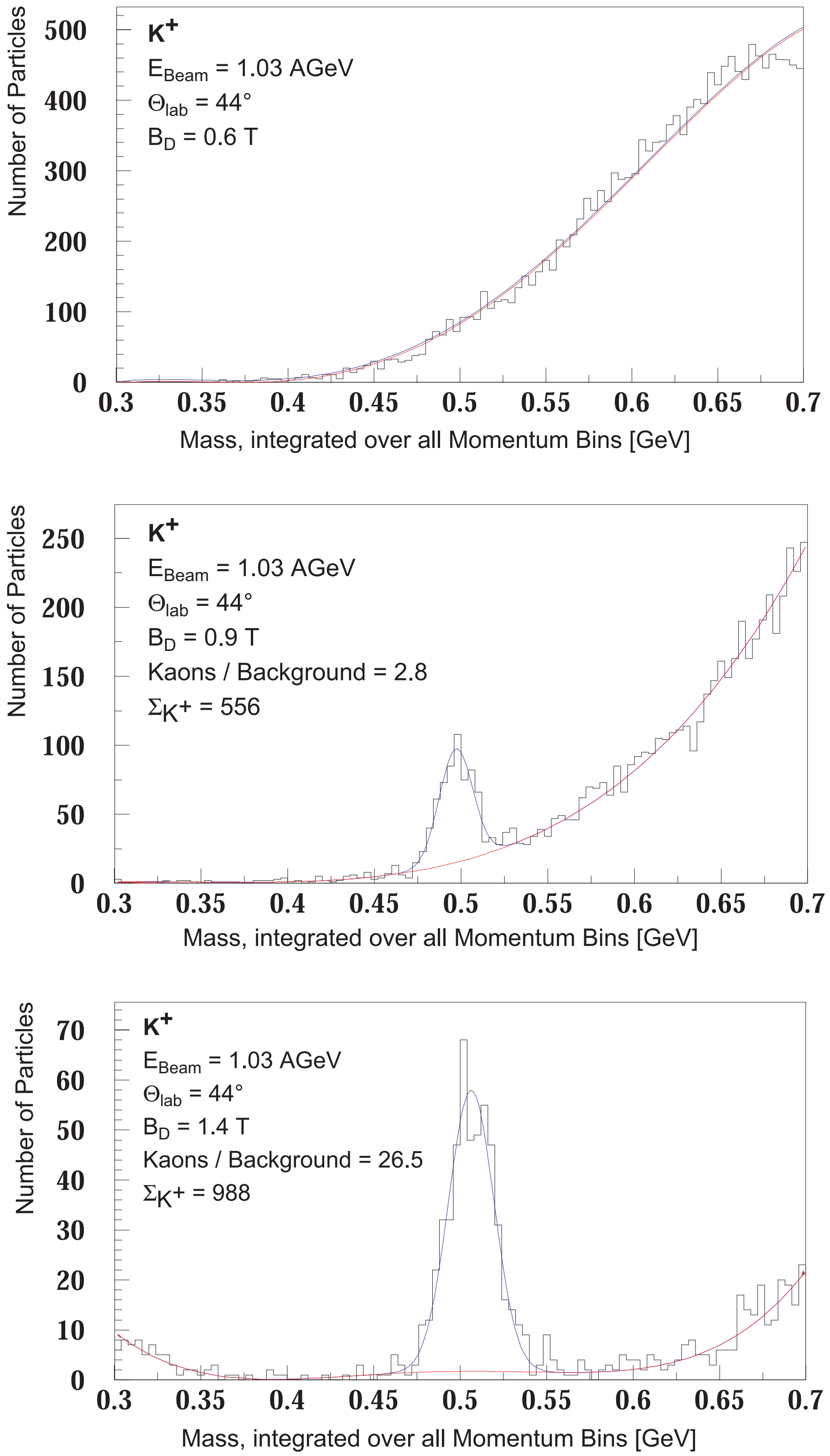


Abbildung 3.1: Massen-Verteilungen zur Bestimmung der Kaonenproduktionsrate nach Anwendung der in Tabelle 3.3 auf der vorherigen Seite aufgeführten Schnitte.

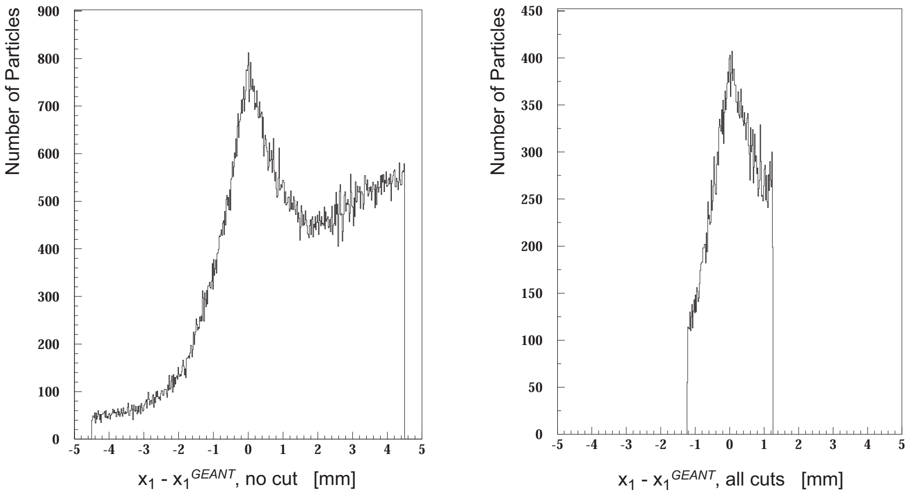


Abbildung 3.2: MWPC-$x_1$ Schnitt bei $B_D = 0.6\,\mathrm{T}$

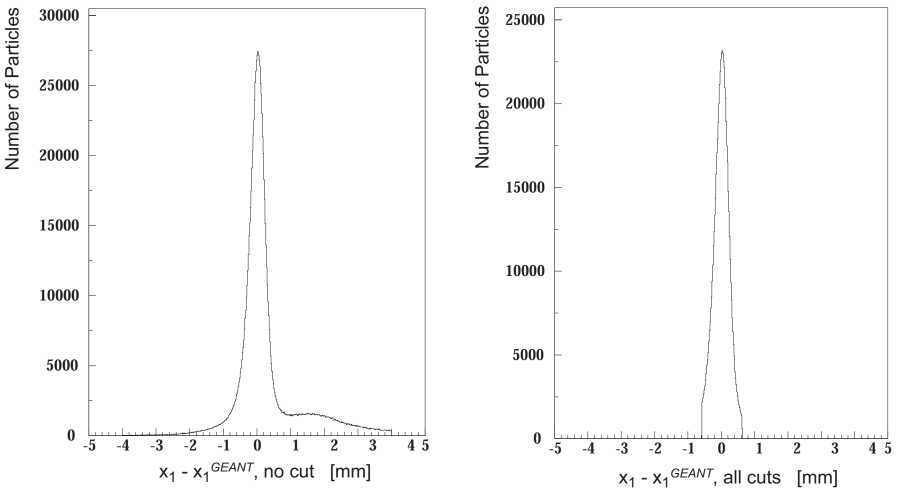


Abbildung 3.3: MWPC-$x_1$ Schnitt bei $B_D = 1.4\,\mathrm{T}$

viel Untergrund, welcher von der Protonen-Seite her in den Massenbereich der Kaonen hinein läuft. Diese Feststellung hat zur Konsequenz, dass es nicht möglich war, überhaupt ein Kaonen-Signal über dem Untergrund in diesem Impulsbereiche zu finden. Die Informationen aus den betroffenen Datensätzen fehlen daher im weiteren Verlauf der Diskussion völlig.
Ebenfalls überlagert der Untergrund sehr stark die erwartete Verteilung der Teilchen in $x$-Richtung, bezüglich der von der passenden Rekonstruktionsfunktion vorhergesagten Position $x_1^{GEANT}$, in der ersten Drahtkammer. Dies zeigt die Abbildung 3.2. Der Schnitt mußte daraufhin vergleichsweise eng gesetzt werden. Zum Vergleich: In Bild 3.3 ist die korrespondierende Verteilung bei $B_D = 1.4\,\mathrm{T}$ dargestellt. Hier ist das Fenster um die Kaonenmasse nahezu untergrundfrei.
Als Ursache für den massiven Untergrund ist vermutlich ein Sekundär-Target verantwortlich, welches durch das nicht richtig positionierte Kohlenstoff-Strahlrohr entstanden ist. Dieses Strahlrohr wurde erst im weiteren Verlauf der Strahlzeit zur Untersuchung des Systems

Au $\mapsto$ Au benutzt, und deshalb auch erst zu Beginn dieses Experimentes richtig justiert. Mit dieser Maßnahme geht auch das Verschwinden des Untergrundes in den aufgezeichneten Daten einher.

## 3.8 Normierungen und Effizienzkorrekturen

Wie zu Anfangs dieses Kapitels erwähnt, sind verschiedene Korrekturen an den Daten nötig, um den Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können. Neben der Normierung auf die Anzahl der Strahlteilchen und das Target, werden alle Effizienzen der Detektoren und der Analyse an sich berücksichtigt.
Die gesamte Effizienz der Analyse setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$\epsilon^{\pi,K,p}_{Analyse}(p_{lab}) = \epsilon^{\pi,K,p}_{MWPC} \cdot \epsilon^{\pi,K,p}_{Spurrek.} \cdot \epsilon^{K}_{s}(p_{lab}) \cdot \epsilon^{K}_{Trigger}(p_{lab}) \tag{3.16}$$

Diese teilchen- bzw. impulsabhängigen Größen – namentlich die MWPC-, Spurrekonstrunktions-, Schnitt- und Trigger-Effizienz – werden u.a. in den folgenden Abschnitten näher dargelegt.

### 3.8.1 Bestimmung des Strahlstroms

Um den Wirkungsquerschnitt ermitteln zu können, ist die Messung der Anzahl von Strahlteilchen notwendig. Hierzu dient ein Strahlmonitorzähler, der aus zwei in Rückwärtsrichtung ($\pm 110\,°$) am Target aufgebauten Teleskopen mit jeweils drei Plastikszintillatoren besteht [Bec93]. Ein zu zählendes Ereignis ist durch eine Dreifach-Koinzidenz der Module eines Teleskoparms definiert. Hierdurch wird gewährleistet, dass auch bei hoher Strahlintensität die Zählrate des Strahlmonitorzählers proportional zur Anzahl der Strahlteilchen ist. Geeicht wird der Detektor mit Hilfe eines Plastikszintillators (B1), der sich lediglich während der Eichmessung bei verringerter Strahlintensität ($10^5$ Teilchen/Extraktionszyklus) vor dem Target im Strahlengang befindet und direkt die Anzahl der Strahlteilchen misst.
Aus der Kalibrierungsmessung ergeben sich Eichfaktoren $R_{B1/Moni.}$ zwischen der Zählrate des Strahlmonitorzählers (Moni.) und der mit Hilfe des Szintillators (B1) ermittelten Anzahl von Strahlteilchen. Als Zählraten des Strahlmonitorzählers $\bar{z}_{Moni.}$ dient das arithmetische Mittel aus den Zählraten beider Teleskoparme, wodurch eine Invarianz gegenüber einer horizontalen Verschiebung des Strahlflecks auf dem Target erreicht wird. Die Eichfaktoren, die abhängig von der Einschussenergie, der Target-Dicke sowie der Massenzahl und Dichte des Target-Materials sind, sind für das in dieser Arbeit analysierte Experiment in Tabelle 3.4 auf der nächsten Seite aufgeführt. Die Anzahl der Strahlteilchen in den Messungen zur Kaonen- und Pionenproduktion ergibt sich dann aus

$$N_{Strahl} = \bar{z}_{Moni.} \cdot R_{B1/Moni.}, \tag{3.17}$$

wobei $\bar{z}_{Moni.}$ hier die Zählrate des Strahlmonitorzählers während der jeweiligen Produkionsmessung angibt.

### 3.8.2 Akzeptanz- und Zerfallskorrektur

Die Bestimmung der Akeptanz- und Zerfallskorrektur erfolgt mit Hilfe einer Geant-Simulationsrechnung [Sch91, Wag96]. Hierzu wird ein Ereignisgenerator verwendet, der Pionen und Kaonen in den ganzen akzeptierten Impuls- und Raumwinkelbereich $\Delta p_{lab}\Delta\Omega_{lab}$ des

| B1 / Strahlmonitor-Faktoren | | | |
|---|---|---|---|
| Eich-Datei | B1 | Moni. | B1/Moni. |
| 155 | $0.515 \cdot 10^7$ | 539 | $9549 \pm 410$ |
| 156 | $0.264 \cdot 10^7$ | 296 | $8919 \pm 517$ |
| Mittlerer B1/Moni.-Faktor: $9243 \pm 300$ | | | |

Tabelle 3.4: Die Strahlnormierungsfaktoren

Spektrometers schickt. Jeweils ein Teilchen wird generiert und dessen Bahn durch das Spektrometer unter Berücksichtigung des Zerfalls, des Energieverlustes, der Kleinwinkelstreuung und der Wechselwirkungen berechnet. Die so gewonnenen Datensätze (vgl. [Uhl03]) werden äquivalent zu den Experimentdaten in der Datenanalyse behandelt. Weil man die Zahl der erzeugten Testteilchen kennt, kann man so die impulsabhängige Akzeptanz- und Zerfallskorrektur durch Vergleich mit der Menge der durch die Analyse erhaltenen Teilchen bestimmen.
In der Abbildung 3.4 auf der nächsten Seite ist die Akzeptanzkorrektur $\Delta p_{lab}\Delta\Omega_{lab}$ für Kaonen in den drei Impulsbereichen $B_D = 0.6\,\text{T}, 0.9\,\text{T}, 1.4\,\text{T}$ unter Berücksichtigung des Zerfalls aufgezeigt. Mit ihrer Lebensdauer von $c\tau_{K^\pm} = 3.713\,\text{m}$ und Trajektorienlängen zwischen 5.5 m – 7.5 m (vom Target zur Fokalebene) zerfallen impulsabhängig 50% bis 90% der Kaonen [Par00]. Die Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für K-Mesonen ergibt sich dann zu

$$f_{acc}^{K^\pm}(p_{lab}, \Omega_{lab}) = (\Delta p_{lab}\Delta\Omega_{lab})_{K^\pm} \cdot \epsilon_{Zerfall}^{K^\pm}. \tag{3.18}$$

Die Grafik 3.5 auf der nächsten Seite zeigt diese kombinierte Größe für Pionen in den vier Impulsbereichen $B_D = 0.35 \ldots 1.4\,\text{T}$. Der Einfluß des Zerfalls ist hier, zum einen durch die längere Lebensdauer ($c\tau_{K^\pm} = 7.805\,\text{m}$) und zum anderen durch die kürzere Flugzeit bei gleichem Impuls, sehr viel geringer.

### 3.8.3 Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Effizienz der Spurrekonstruktion wird ebenfalls mit Hilfe eines GEANT-Datensatzes bestimmt. Dazu wird ein Ereignisgenerator benutzt, der in einer festen Reihenfolge abwechselnd entweder ein Pion, ein Kaon oder ein Proton in die Akzeptanz des Spektrometers schickt. Damit wird vermieden, dass beim späteren Zusammensetzen von bis zu drei Teilchenspuren zwei Protonen – oder gar zwei Kaonen – in einem Ereignis vorliegen, was mit der Akzeptanz des Spektrometers bei SIS-Energien mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit vorkommt. Eine genaue Beschreibung der Effizienzbestimmung findet sich in [Stu01b].
Während der Analyse wird dieser simulierte Datensatz als Referenz genutzt, um den prozentuallen Anteil der richtig gefundenen Spuren zu bestimmen. Daraus ergibt sich im vorliegenden Fall eine über alle Impulsbereiche gemittelte Rate von 96.6% für die Rekonstruktion von Pionen-Spuren und 96.1% für die K-Mesonen.

### 3.8.4 Effizienz der Auswahlkriterien

Die Effizienzberechung der Schnitte wird auf ähnliche Weise (und mit den selben Datensätzen) durchgeführt, wie die Positionierung dieser selbst. Dabei ist zu beachten, dass

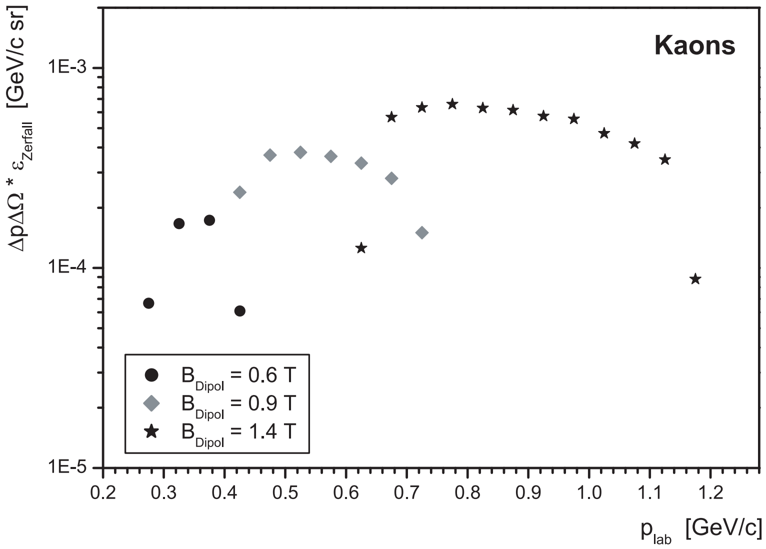


Abbildung 3.4: Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für Kaonen, die in Impulsintervallen von 50 MeV ausgewertet wurden.

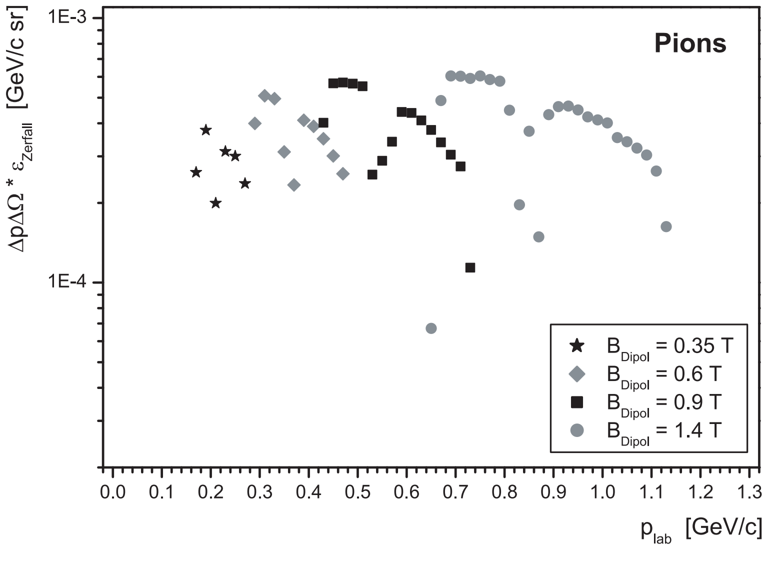


Abbildung 3.5: Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für Pionen. In den Bereichen, in denen die Akzeptanz nachlässt, oder gar auf null absinkt, wurden Szintillatorstreifen während der Analyse – wegen zu starkem Rauschens – nicht berücksichtigt. Die Auswertung erfolgte in Impulsintervallen von 20 MeV.

die Wirkungen der einzelnen Schnitte miteinander korreliert sind. So muß die Effizienz für jede verwendete Schnittkombination differenziert bestimmt werden. Weil die Bestimmung der Schnittparameter für jeden Impulsbereich vorgenommen wird, trifft dies auch auf die Effizienzbestimmung zu. Die Effizienz einer nur bei den Kaonen angewendeten Schnittkombination $\epsilon_s^K(p_{lab})$ wird wie folgt bestimmt:

$$\epsilon_s^K(p_{lab}) = \left.\frac{N_{sg}(p_{lab})}{N(p_{lab})}\right|_{GK} \cdot \left.\frac{N_s(p_{lab})}{N_{sg}(p_{lab})}\right|_{fsK} \tag{3.19}$$

Die Abkürzung „*GK*“steht für GEANT-Kaonen. Diese simulierten Teilchen werden als Referenz benutzt, um die Effizienz der geometrischen Schnitte $sg$ einer ganzen Schnitt-Kombination $s$ zu bestimmen. Analoges gilt für die mit „$fsK$“bezeichneten flugzeitsimulierten Kaonen, welche zur Bestimmung der Effizienz des Flugzeitschnittes verwendet werden. $N_x$ bezeichnet dabei die Anzahl der registrierten bzw. simulierten Teilchen einer Schnitt-Komination.
Für die in diesem Experiment verwendeten Schnitte wurden die in Tabelle 3.5 aufgeführten Effizienzwerte ermittelt.

| **Schnitt-Effizienzen** | |
|---|---|
| $B_D$ [T] | Effizienz |
| 0.6 | 78.1% |
| 0.9 | 86.5% |
| 1.4 | 89.1% |

Tabelle 3.5: Effizienzen der Schnitte zur Selektion der Kaonen

### 3.8.5 Triggereffizienz

Wie bei der Bestimmung der Flugzeitschnitte wird für die Ermittlung der Triggereffizienz für Kaonen ein nahezu untergrundfreier Datensatz mit flugzeitsimulierten Kaonen verwendet. Die Messung dieser simulierten Mesonen wurde mit minimalem Spektrometertrigger durchgeführt, während das Ergebnis der verschiedenen Triggerentscheidungen simultan aufgezeichnet wurde. Somit ist für Kaonen die impulsabhängige Effizienz gegeben durch das Verhältnis aus den Impulsverteilungen, gemessen mit Triggerbedingung, zu der Messung mit minimalem Spektrometertrigger:

$$\epsilon_{Trigger}^K(p_{lab}) = \frac{N_{Trigger}^{fsK}(p_{lab})}{N^{fsK}(p_{lab})} \tag{3.20}$$

Bei Messungen im Impulsbereich von $B_D = 0.6$ und 0.9 T wurden die Pionen und Protonen anhand ihrer Flugzeit unterdrückt. Im Impulsbereichs von 1.4 T wurden zur Messung der Kaonen die Protonen durch ihre Flugzeit und durch das Veto des Cherenkovdetektors geschnitten.
Die Effizienz, des für die Pionen verwendeten Triggers, ist per Definition gleich eins. Hingegen für Kaonen betrug sie im Mittel etwa 85%.

### 3.8.6 Detektoreffizienzen

An dieser Stelle sollen noch einige Bemerkungen zu den Effizienzen von noch nicht erwähnten Detektorsystemen oder deren Bestandteile gemacht werden:

- Die Effizienz des Targethodoskops muß bei Anwendung des Flugzeitvergleichs berücksichtig werden und wird mit der Schnitteffizienz des Flugzeitvergleichs korrigiert.

- Die Effizienz des zur Unterdrückung von Protonen im Trigger der Magnetfeldeinstellungen $B_D = 1.4\,\mathrm{T}$ bzw. $1.9\,\mathrm{T}$ eingesetzte Cherenkovdetektor, ist in der Triggereffizienz mit eingerechnet.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen der Flugzeitstart- und -stoppdetektoren beträgt nahezu 100% [Ber00].

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vieldrahtproportionalkammern wird teilchenspezifisch mit einem in [Wag96] entwickeltem Verfahren, welches auf dem Vergleich der Zählraten im Flugzeitdetektor und in den Kammern basiert, ermittelt. Aufgrund des sehr großen Signal/Untergrund-Verhältnisses der Pionen und Protonen, lässt sich für jeden Datensatz die Effizienz der Kammern direkt aus

  $$\epsilon^{\pi,p}_{MWPC} = \prod_{i=1}^{3} \epsilon^{\pi,p}_{MWPC-i} \tag{3.21}$$

  bestimmen. Für Kaonen ist das nicht möglich. Hier müssen die Effizienzen aus denen der Pionen und Protonen interpoliert werden. Die Tabelle 3.6 enthält die Ergebnisse dieser Prozedur.

| Drahtkammer-Effizienzen | | | |
|---|---|---|---|
| | MWPC-1 | MWPC-2 | MWPC-3 |
| Pionen | 95% | 99% | 96% |
| Kaonen | 97% | 99% | 99% |
| Protonen | 98% | 99% | 99% |

Tabelle 3.6: Effizienzen der Drahtkammern für Pionen und Protonen; die der Kaonen wurde durch Interpolation bestimmt.

- Die Datenaufnahme läuft nicht wirklich kontinuierlich – sie verarbeitet die Daten in zeitlichen Paketen. Die Daten in der Zeitspanne zwischen den Paketen werden nicht aufgezeichnet. Dadurch ergibt sich eine Korrekturgröße bezüglich dieses Verhältnisses. Im zeitlichen Mittel wurden 53% der Daten aufgezeichnet.

## 3.9 Fehlerbetrachtung

Jeder Datenpunkt[3] des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes ist mit einem statistischen und einen systematischen Fehler behaftet. Der statistische Fehler ist in den Spektren selbst enthalten. Der systematische Fehler, welcher u.a. durch die Prozeduren zur Bereinigung des Untergrundes zu Stande kommt, setzt sich aus folgenden Teil-Fehleren zusammen:

| | |
|---|---|
| Strahlnormierung | 5% |
| Totzeit und Datenaufnahme | 3% |
| Triggereffizienz | 3% |
| Effizienz der Vieldrahtproportionalkammern | 3% |
| Mit Geant berechnete Spektrometerakzeptanz | 5% |
| Spurrekonstruktionseffizienz | 3% |
| Effizienz der Schnitt-Anwendung (nur $K$) | 5% |

Durch Variation der einzelnen Größen bei verschiedenen Messeinstellungen bzw. unterschiedlichen Experimenten, den Einsatz von verschiedenen Simulationen und die über die Jahre hinweg gesammelte Erfahrung von Kollaborationsmitglieder, die immer wieder mal die eine oder andere Fehlerquelle verifizierten, wurden diese wie angegeben abgeschätzt.
Da diese einzelnen Fehler voneinander unabängig sind, ergibt sich der gesamte systematische Fehler aus der quadratischen Addition der einzelnen Fehler für Pionen zu insgesamt 9% und für Kaonen zu 11%.

[3] bzw. jedes Impulsintervall von: Pionen: 20 MeV; Kaonen: 50 MeV

Kapitel 4

# Ergebnisse und Interpretation

## 4.1 Die Strahlzeit Juli 1998

Alle Ergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit behandelt werden, beruhen auf Daten, welche in den ersten vier Tagen der Strahlzeit im Juli 1998 mit dem Kaonenspektrometer genommen wurden. Das besondere an dieser Strahlzeit war, dass sie anders stattgefunden hat als ursprünglich geplant. Es sollte eigentlich das Experiment durchgeführt werden, welches von A. Förster in seiner Arbeit behandelt wird [For03], und in dem das symmetrische System Gold-Gold bei Einschussenergien von 1.5 AGeV untersucht wurde. Während der ersten Stunden des Experimentes stellte sich heraus, dass es nicht möglich war – aufgrund von technischen Komplikationen[1] – die geforderte Strahlenergie zu liefern. Daraufhin beschloss die Kollaboration, die angebotene Energie von 1.03 AGeV mit einem Kohlenstoff-Target zu nutzen.
Als die ursprünglich geforderte Strahlenergie von 1.5 AGeV verfügbar war, wurde dann natürlich so bald als möglich auf das eigentlich geplante Experiment umgebaut. Daher wurden die Messungen zum System Au $\mapsto$ C nicht vollständig abgeschlossen. Dieser Umstand drückt sich nun hier vor allem in einer nur begrenzt vorhanden Auswahl an Daten mit einer eingeschränkten Statistik aus. So wurde nur unter einem Laborwinkel von $44^\circ$ gemessen und ausschließlich positiv geladene Pionen bzw. Kaonen betrachtet. Die Tabelle 4.1 auf der nächsten Seite zeigt die Anzahl und Art der verschiedenen Datensätze.
Dennoch ist es gelungen einige sehr interessante Schlüsse aus dem Experiment zu ziehen – insbesondere durch den Vergleich mit den Daten des gespiegelten Stoßsystems. So hat letztendlich, das im Vorwort gebrachte Zitat in diesem Fall eine doch recht wohl schmeckende Schachtel Pralinen als Bezug.

[1] Das Beschleunigen von Gold-Ionen auf eine Energie von 1.5 AGeV ist bei der GSI ein nicht-trivialer Prozess: Nach einer ersten Beschleunigungsstufe im SIS werden die Ionen in den Experimentierspeicherring (ESR) eingeschossen. Dort werden sie durch ein Folien-Target weiter ionisiert, danach gekühlt und wieder in das SIS, zur letzten Beschleunigung, eingeschossen. Eben dieser Vorgang schlug fehl.

| Die Strahzeit im Juli 1998 | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Anzahl der Dateien | Teichensorte | Winkel $\Theta_{lab}$ | Triggertyp | $B_D$ |
| 6 | $\pi^+$ | 44 ° | ToF2 | 0.35 T |
| 4 | | 44 ° | ToF2 | 0.6 T |
| 5 | | 44 ° | ToF2 | 0.9 T |
| 31 | | 44 ° | ToF2,C | 1.4 T |
| 38 | $K^+$ | 44 ° | ToF1 | 0.6 T |
| 33 | | 44 ° | ToF1 | 0.9 T |
| 31 | | 44 ° | ToF2,C | 1.4 T |

Tabelle 4.1: Diese Tabelle enthält nur die Datensätze die zu diesem Experiment gehören.

## 4.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte im Laborbezugssystem

Die Ergebnisse des Experimentes lassen sich, nach der Bearbeitung der Daten, wie folgt zusammenfassen: Ein Spektrum stellt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Pionen, und eines den der Kaonen dar. Die physikalischen Charakteristika dieser Spektren lassen sich der Tabelle 4.1 entnehmen. Die Beschreibung dieser Spektren soll das Thema der nächsten Abschnitte sein.

### 4.2.1 Pionen

Die Bestimmung des doppelt-differentiellen Produktionswirkungsquerschnittes für Pionen $d^2\sigma/(dp_{lab}d\Omega_{lab})$ ist relativ unproblematisch. Das Wegschneiden von Untergrundereignissen ist nicht von Nöten, da das Massenspektrum faktisch ohne Untergrund ist.
Die vier Einzelspektren (siehe Abbildung 4.1 auf der nächsten Seite), welche den Wirkungsquerschnitt in jedem Impulsbereich repräsentieren, und die sich teilweise überlappen, werden fehlergewichtet zusammengesetzt und ergeben das in Abbildung 4.2 auf Seite 38 darstellte Spektrum. Dieses ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion des im Labor gemessene Impulses, der ohne Berücksichtigung der Zentralitätsabhängigkeit der Pionenproduktion erzeugt wurde.

### 4.2.2 Kaonen

Bei Kaonen ist die Bestimmung des doppelt-differentiellen Produktionswirkungsquerschnittes schwieriger. Es wird der Kaonen-Trigger eingesetzt, um die Datensätze mit Kaonen-Ereignissen anzureichern. Bei hohen Impulsen ($B_D$ = 1.4 T) wird zusätzlich noch der Cherenkovdetektor hinzugenommen, um die Protonen in diesem Fall besser diskriminieren zu können (vgl. Abschnitt 2.3 auf Seite 15).
Wie im Falle der Pionen erhält man am Ende der Analyse, das Spektrum des Wirkungsquerschnittes für die Kaonenproduktion in Abhänigkeit vom Laborimpuls. Dieser ist in Abbildung 4.3 auf Seite 38 dargestellt. Das Spektrum wurde nicht unter Beachtung der Zentralität erstellt.

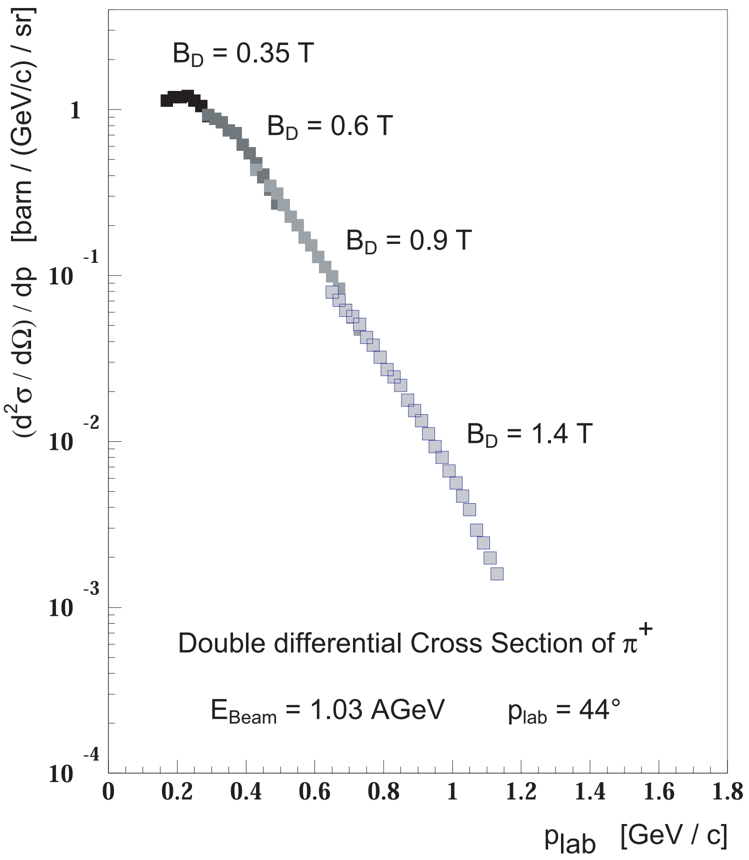


Abbildung 4.1: Zusammengesetzter doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für positive Pionen – gemessen im Laborsystem und dargestellt für die vier Magnetfeldeinstellungen

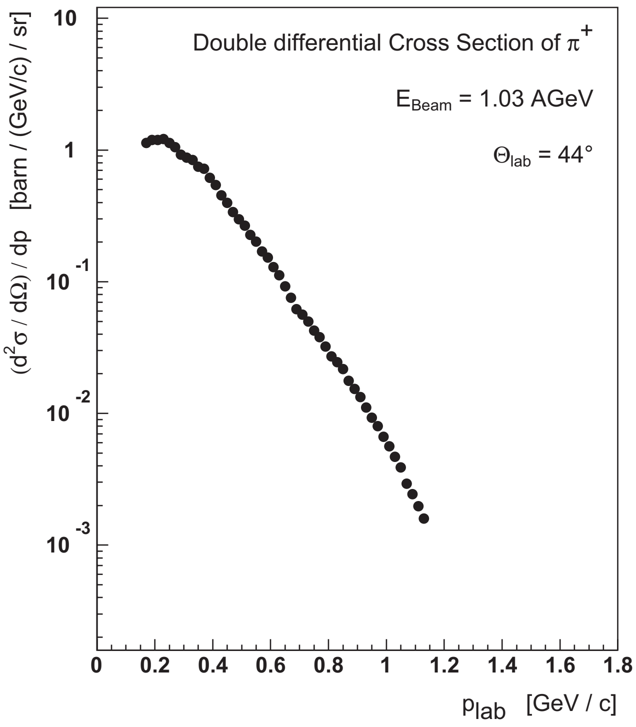


Abbildung 4.2: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt von positiven Pionen im Laborbezugssystem.

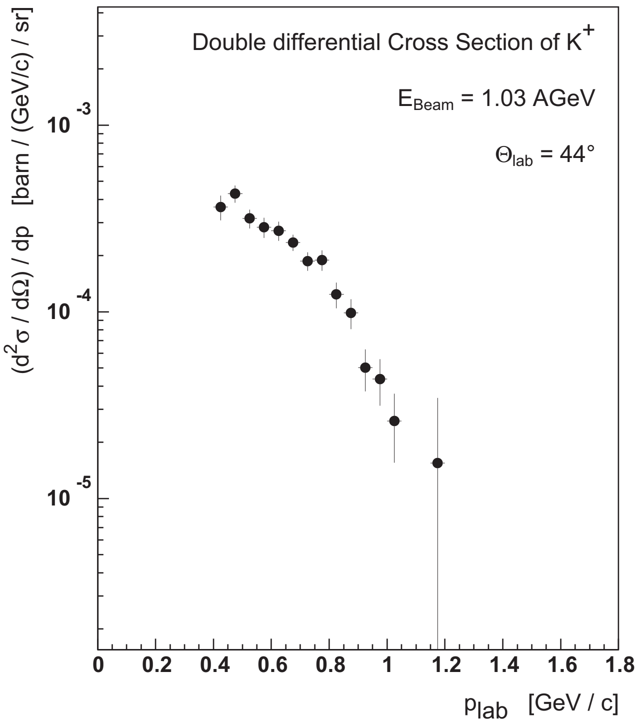


Abbildung 4.3: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt von positiven Kaonen im Laborbezugssystem.

## 4.3 Transformation in verschiedene Bezugssysteme

Nach der Analyse der Daten liegen die resultierenden Wirkungsquerschnitte im Laborbezugssystem vor. Der Wirkungsquerschnitt ist eine differentielle Funktion des polaren Laborwinkels $\Theta$, des azimuthalen Laborwinkels $\phi$ und des Laborimpulses $p_{lab}$ des emittierten Teilchens. Da der azimuthale Winkel in diesem Experiment nicht berücksichtigt wurde, werden im weiteren Verlauf Gleichungen in denen er implizit vorkommt mit einem Faktor $2\pi$ gewichtet – gegenüber allen hier gezeigten Bildern von differentiellen Wirkungsquerschnitten, die unverändert bleiben. Desweiteren lassen sich die Winkel zu einem differentiellen Raumwinkelelement $d\Omega$ in Kugelkoordinaten zusammenfassen:

$$d\Omega = sin\Theta \, d\Theta \, d\phi \quad \Rightarrow \quad \frac{d^3\sigma}{sin\Theta \, d\Theta \, d\phi \, dp} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega \, dp} \tag{4.1}$$

Mit Hilfe einer Normierung durch die Gesamtenergie

$$E = \sqrt{p_{lab}^2 + m_0^2} \tag{4.2}$$

und den Laborimpuls wird der gemessene Wirkungsquerschnitt in einen in allen Bezugssystemen gleichen – den Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{inv}$ – transformiert:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega \, dp}\right|_{lab} \longrightarrow \frac{E}{p_{lab}^2} \cdot \left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega \, dp}\right|_{inv} = E \left.\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right|_{inv} \tag{4.3}$$

Wobei

$$dp^3 = p^2 \, sin\Theta \, d\Theta \, d\phi \, dp = p^2 \, dp \, d\Omega \tag{4.4}$$

das Volumenelement in Kugelkoordinaten ist. Die Auftragung dieses invarianten Wirkungsquerschnittes erfolgt nun nicht mehr über dem Laborimpuls, sondern über der kinetischen Energie $E_{kin}$ des erzeugten Teilchens mit der Masse $m_0$ im jeweiligen Bezugssystem. Diese errechnet sich wie folgt:

$$E_{kin} = \gamma \cdot \left(E_{kin,lab} - \beta p_{lab}^{\parallel}\right) - m_0 \tag{4.5}$$

Hierbei ist $p_{lab}^{\parallel}$ die Impulskomponente in Strahlrichtung (gemessen im Laborbezugssystem)

$$p_{lab}^{\parallel} = p_{lab} \cdot \cos\Theta_{lab} \tag{4.6}$$

und $\beta$ bzw. $\gamma$ sind die bekannten Faktoren aus der speziellen Relativitätstheorie:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{4.7}$$

$$\beta = \sqrt{\frac{E_{kin,lab}^2 + 2\, m_N \, E_{kin,lab}}{E_{kin,lab} + m_N + V \cdot m_N}} \tag{4.8}$$

Wie zu erkennen ist – und im Kapitel 1.5 auf Seite 8 schon erörtert wurde – geht in die Gleichung der relativistische Geschwindigkeit $\beta$ neben der kinetischen Energie des Teilchens im Labor $E_{kin,lab}$ auch das Verhältnis der Massen der Target- zu Projektil-Partizipanten $V$ ein, wobei $m_N$ die Nukleonmasse bezeichnet.

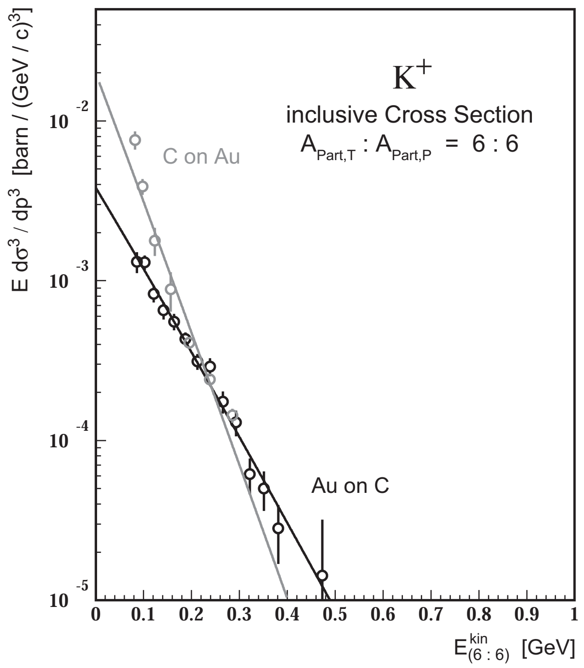


Abbildung 4.4: Diese beiden Spektren wurden durch Transformation bei einem kleinen Partizipantenverhältnis erzeugt. Das Bild dient zusammen mit der Abbildung 4.5 auf der nächsten Seite zur Verdeutlichung der Wirkung der Variationsmethode auf die Spektren der Wirkungsquerschnitte. Sie sind Teil der in Abschnitt 4.3.2 auf der nächsten Seite definierten Datensätze 1 und 2.

### 4.3.1 Die Methode der Massenvariation

Wie eben gezeigt, gehen bei der Transformation in ein anderes Bezugssystem das Verhältnis der Partizipanten des Projektils und des Targets ein. Weil dieser Faktor nicht bekannt ist, wird er als variabel angenommen und so, ausgehend von einem einzigen Labor-Datensatz, verschiedene „Schwerpunktsspektren“ erzeugt. Der Variationsbereich erstreckt sich dabei von einem minimalen Stoßsystem von einem Gold-Nukleon aus dem Projektilkern, welches mit einem Kohlenstoff-Nukleon aus dem Target-Kern reagiert, bis hin zu einem System, in welchem der volle Goldkern mit dem ganzen Kohlenstoffkern reagiert.

Für beide Systeme – einmal Au $\mapsto$ C, zum anderen C $\mapsto$ Au – wurde jeweils eine ganze Serie von Spektren durch Transformation, bei verändertem Massenverhältnisse von Projektil- zu Target-Partizipanten, erzeugt. In den Abbildungen 4.4 und 4.5 auf der nächsten Seite sind zur Verdeutlichung einmal die transformierten Spektren der Kaonen bei einem kleinen Massenverhältnis von 1 zu 1, aber auch bei einem großen Verhältnis von 12 zu 197, zusammen dargestellt. Man erkennt an ihnen gut, wie die Datenpunkte ihre relative Lage, über den Parameterraum hinweg, durch Scherung und Drehung verändern. Im gesuchten Schwerpunktsystem müssen – unter Annahme einer isotropen Quelle – die Spektren dann genau aufeinander liegen.

Aus diesen Spektren der beiden Serien wurden dann (durch die in Abschnitt 4.3.3 auf Seite 42, bzw. 4.3.4 auf Seite 45 beschreibenen Fit-Routinen) jeweils die inverse Steigung und der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt. Mit dieser Methode erhält man pro Teilchensorte zwei Ergebnisvektoren (für jedes Stoßsystem einen) mit jeweils $197 \cdot 12$ möglichen Einträgen die durch die bei der Transformation verwendetet Anzahl der Projektil- und

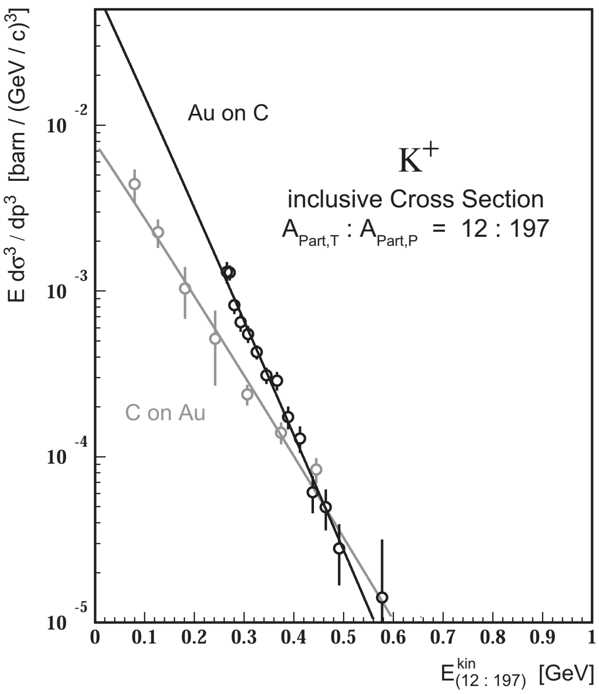


Abbildung 4.5: Diese beiden Spektren wurden durch Transformation bei einem großen Partizipantenverhältnis erzeugt. Durch Vergleich mit Abbildung 4.4 auf der vorherigen Seite erkennt man deutlich die Scherung der Spektren zueinander. Sie sind Teil der in Abschnitt 4.3.2 definierten Datensätze 1 und 2.

Target-Nukleonen charakterisiert sind.

Weil es zur Bestimmung des Schwerpunktsystems lediglich nötig ist, das Verhältnis der beiden Partizipantenmassen (bzw. der reagierenden Nukleonen) zu kennen, ist es folglich gleichwertig, ob man das resultierende Spektrum einer Transformation bei einem Verhältnis von z.B. $V = \frac{50}{12}$ oder $V = \frac{25}{6}$ betrachtet. Aus diesem Grund werden die bestimmten Werte über einer Achse aufgetragen, welche es ermöglicht die Variation in einer Masse außer Acht zu lassen, weil ein erweitertes oder gekürztes Pendant des Verhältnisses schon in dem Datensatz enthalten ist.

### 4.3.2 Bestimmung des Schwerpunktsystems für Kaonen

Die Anwendung dieser Methode auf die Datensätze

1) Au $\mapsto$ C, $K^+$, $\Theta_{lab} = 44\,°$, inklusiv
2) C $\mapsto$ Au, $K^+$, $\Theta_{lab} = 44\,°$, inklusiv
3) C $\mapsto$ Au, $K^+$, $\Theta_{lab} = 70\,°$, inklusiv

ergibt das in Abbildung 4.6 auf Seite 43 dargestellte Ergebnis. Die Bilder enthalten den Verlauf der inversen Steigungen und der totalen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen zuvor durch Transformation erzeugten Spektren. Wie diese Größen aus den Spektren extrahiert werden wird ausführlich im Abschnitt 4.3.3 auf der nächsten Seite erläutert. An dieser Stelle sind diese Details für die nun folgende Diskussion nicht von belang.

Bei einem Partizipantenverhältnis von 36 zu 12 ($A_{Part}(Au)/A_{Part}(C)$) sind die totalen Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Spektren aus den drei Stoßsystemen identisch (untere Bildhälfte). Das entspricht einer normierten Quellen-Rapidität[2] von $y_S/y_{Beam} = 0.263$.
Die obere Bildhälfte stellt die inversen Steigungen des Verlaufs der differentiellen Wirkungsquerschnitte dar, deren Entstehung von der Gesamtzahl der produzierten Teilchen völlig unbeeinflußt ist. Im vorliegenden Fall sind diese im Schwerpunktsystem nicht gleich. Insbesondere der Temperaturverlauf der unter $70^\circ$ gewonnenen Kaonen weicht von den beiden anderen ab. Betrachtet man aber die Fehler der Graphen, so gibt es einen genügend großen Überlappbereich im Gebiet der Lage des Schwerpunktsystems. Die Methoden zur Fehlerbestimmung werden im Abschnitt 4.5 auf Seite 55 erläutert.
Weil es sich um inklusive Wirkungsquerschnitte handelt ist das so ermittelte Schwerpunktsystem auch ein gemitteltes. Es ist durchaus zu erwarten, dass bei peripheren Stößen ein anderes Verhältnis von kollidierenden Nukleonen nötig ist, als bei zentralen Stößen.
Aus diesem Bild folgt, dass im Mittel ein Nukleon des Kohlenstoffkerns mit drei Gold-Nukleonen, in einem Stoß, ein $K^+$-Meson erzeugen. Weil somit bei der Produktion eines Kaons mehr als zwei Nukleonen beteiligt sind, ist das ein Beweis dafür, dass bei einer Reaktion ganze Teilchenverbände interagieren. Nur mit Hilfe solcher Kollektiveffekte kann man die Entstehung von Kaonen so weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Energieschwelle erklären. Wie diese Untersuchung zeigt, ist die Anzahl der kollektiv wechselwirkenden Nukleonen aber nicht sehr groß.

### 4.3.3 Die Kaonenspektren im Schwerpunktsystem

Nach der Transformation in ein Bezugssystem werden die resultierenden invarianten Wirkungsquerschnitte mit Hilfe einer Fit-Routine durch folgende Funktion beschreiben,

$$\sigma_{inv} = E \cdot C \cdot \exp\left(-\frac{E_{kin} + m_K}{T}\right) \tag{4.9}$$

wobei $E$ die Gesamtenergie eines Kaons der Masse $m_K$ ist. Da dieser funktionelle Zusammenhang dem einer Boltzmann-Verteilung entspricht, wird im allgemeinen Sprachgebrauch die inverse Steigung $T$ der Exponentialfunktion als Temperatur bezeichnet, obwohl die physikalische Identifikation mit dieser nicht belegt ist. Der Achsenabschnitt $C$ und eben diese Temperatur sind die freien Parameter, welche durch die Fit-Routine festgelegt werden.
Ist dieser Boltzmann-Fit bekannt, wird er genutzt, um den differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitt $E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ zu integrieren. Man erhält dadurch den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma$ der Kaonenproduktion im gewählten Bezugssystem:

$$\sigma = 4\pi\, E\, C \iiint_0^\infty \exp\left(-\frac{E_{kin} + m_K}{T}\right) \cdot dp_1\, dp_2\, dp_3 \tag{4.10}$$

Durch die begrenzte Statistik (556 $K^+$ bei einem Signale zu Untergrund Verhältnis von 2.8 im Impulsbereich von $B_D = 0.9\,\mathrm{T}$ und 988 $K^+$ bei einem Signale zu Untergrund Verhältnis von 26.5 im Impulsbereich von $B_D = 1.4\,\mathrm{T}$) war es nicht möglich die Kaonen zentralitätsabhängig auszuwerten. Daher zeigt die Abbildung 4.7 auf Seite 44 den über alle Zentralitätsklassen gemittelten Wirkungsquerschnitt für Kaonen der Datensätze 1, 2 und 3 im gerade ermittelten

[2] Zur Berechnung wurde der Mittelwert der beiden Einschussenergien verwendet: $E_{P,lab} = 1.015\,\mathrm{GeV}$

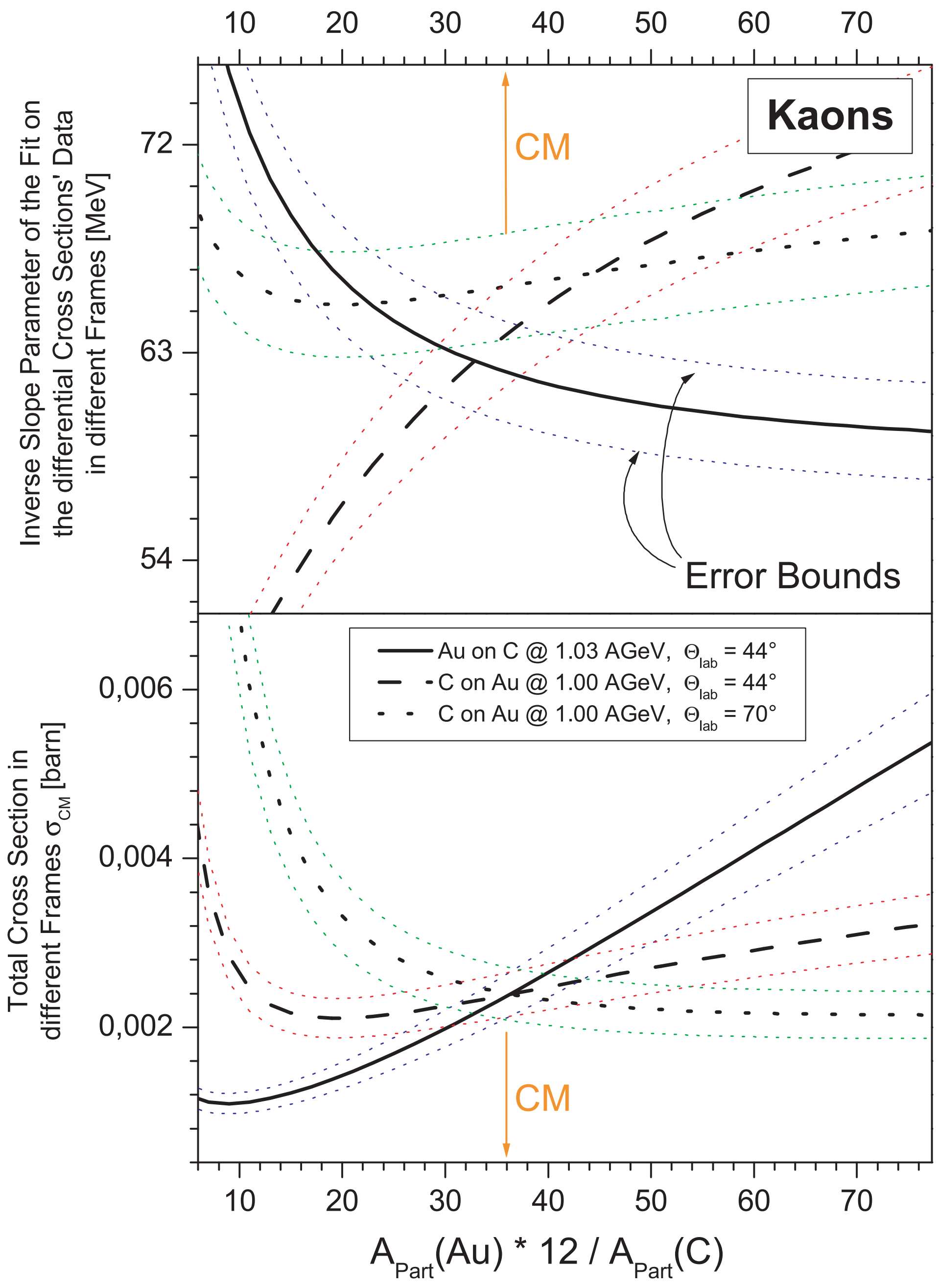


Abbildung 4.6: Merkmale der Kaonenproduktion in verschiedenen Bezugssystemen: Im oberen Bild sind die Graphen der inversen Steigungen dargestellt; im untern die der Wirkungsquerschnitte. Es handelt sich hierbei um zentralitätsunabhängige Spektren mit den zugehörigen Fehlern. Zur besseren Darstellung wurden die relevanten Bereiche vergrößert dargestellt.

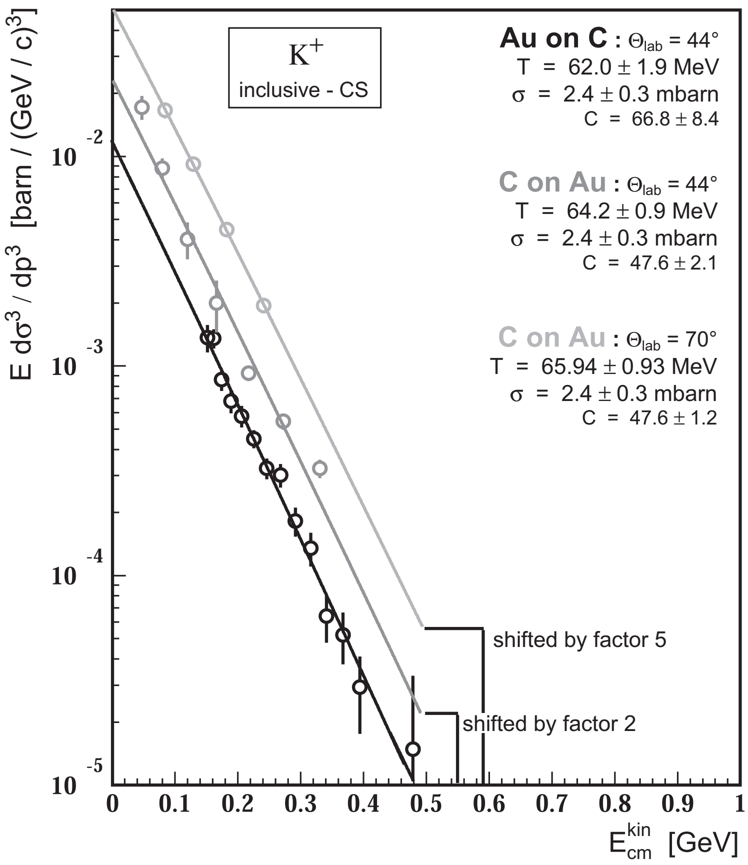


Abbildung 4.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Kaonen im Schwerpunktsystem, bei $V = 36/12$. Da die Spektren – wie erwartet – direkt aufeinander liegen wurden sie zur besseren Darstellung durch vertikales grafisches Verschieben getrennt.

Schwerpunktsystem.

Das gute Übereinstimmen der Wirkungsquerschnitte *und* der inversen Steigungen im Schwerpunktsystem der $K^{+}$-Mesonen gibt einen Hinweis darauf, dass die polare Winkelverteilung ziemlich isotrop sein muß. Bei Pionen ist dieses Bild uneinheitlicher, weil die Beobachtung dort durch Effekte wie Abschattung oder Generationenbildung verzerrt wird.

Wie in der Einleitung dargelegt wurde (vgl. Kapitel 1.4 auf Seite 6), sollten die Spektren der beiden Systeme einen gemeinsamen Kreuzungspunkt im Phasenraum haben und an diesem einen gleichen Produktionswirkungsquerschnitt aufweisen – was gerade eben erfolgreich demonstriert wurde.

Doch stellte sich nach der Analyse der Daten heraus, dass die Wirkungquerschnitte eben keinen solchen Punkt besitzen, so wie es für das Schwerpunktsystem vorhergesagt wird. Dieser ist kein physikalisches Ergebnis, sondern ein bis dato unbehobener Fehler in der Analyse. Alle Wirkungsquerschnitte aus den beiden Gold-Kohlenstoff Experimenten unterscheiden sich systematisch um einen Faktor von 1.7:

$$\sigma_{C \mapsto Au} \cdot 1.7 = \sigma_{Au \mapsto C} \tag{4.11}$$

Dieser Faktor ist unabhängig von der Teilchensorte, dem Winkel und dem Impulsbereich. Dies lässt darauf schließen, dass einer der globalen Normierungsfaktoren, z.B. der Strahl- oder Target-Normierung, nicht korrekt ist. Es ist nicht gelungen, bis zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit, den Fehler zu finden. Deshalb wurden im vorliegenden Fall alle betroffenen Daten, welche von Alexander Schmah zur gleichen Zeit analysiert wurden, um eben diesen Faktor angehoben. Alle Versuche zu klären, ob die ermittelten Wirkungsquerschnitte dieses Stoßsystems zu hoch, oder die des Systems C $\mapsto$ Au zu niedrig liegen, waren noch nicht von Erfolg gekrönt, weil dazu nur indirekte Methoden zur Verfügung stehen und diese kein eindeutiges Ergebnis lieferten.
An den Aussagen zu den ermittelten Schwerpunktsystemen wird sich allerdings nichts ändern, da die Betrachtung der inversen Steigungen von dieser Problematik nicht betroffen ist. In diesem Sinne hat schon Georg Lichtenberg, wie er im Vorwort zitiert wurde, recht gehabt.

### 4.3.4 Die Pionen-Produktion im Schwerpunktsystem

Die Verfahrensweise bei Pionen ist identisch mit der bei den Kaonen angewendeten. Allerdings wird hier eine Unterschied zwischen den hoch- und niederenergetischen Pionen gemacht. Diese Unterscheidung lässt sich heuristisch motivieren, weil der differentielle Wirkungsquerschnitt eine leicht konkave Abweichung von einer Geraden in logarithmischer Darstellung aufweist. Zur Ermittlung der beiden Temperaturen wird jeweils eine isolierter Teil des Spektrums mit einer Exponentialfunktion – die der bei den Kaonen verwendeten ähnelt – beschrieben. Die Integration zum Erhalt des totalen Wirkungsquerschnittes wird analog zu der bei den Kaonen verwendeten durchgeführt. Allerdings wird hier ein kombinierter Fit von zwei Exponentialfunktionen verwendet:

$$\sigma_{inv} = E\left[C_{low} \cdot \exp\left(-\frac{E_{kin} + m_\pi}{T_{low}}\right) + C_{high} \cdot \exp\left(-\frac{E_{kin} + m_\pi}{T_{high}}\right)\right] \tag{4.12}$$

Das Ergebnis dieser Prozeduren, für die in diesem Experiment untersuchten Pionen, ist in Abbildung 4.8 auf der nächsten Seite, ohne Berücksichtigung der Zentralitätsabhängigkeit, dargestellt. Auch hier wurde eine Korrektur um den Faktor 1.7 vorgenommen.

### 4.3.5 Bestimmung des Schwerpunktsystems für Pionen

Analog zur Vorgehensweise bei der Untersuchung der Kaonen, wird mit Hilfe dieser Datensätze

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 1) | Au $\mapsto$ C, | $\pi^+$, | inklusiv | $\Theta_{lab} = 44\,^\circ$ |
| 2) | C $\mapsto$ Au, | $\pi^+$, | inklusiv | $\Theta_{lab} = 44\,^\circ$ |
| 3) | C $\mapsto$ Au, | $\pi^+$, | inklusiv | $\Theta_{lab} = 70\,^\circ$ |
| 4) | wie 1-3, | aber Bin-1 | (periphere Stöße) | |
| 5) | wie 1-3, | aber Bin-2 | (semiperiphere Stöße) | |
| 6) | wie 1-3, | aber Bin-3 | (semizentrale Stöße) | |
| 7) | wie 1-3, | aber Bin-4 | (zentrale Stöße), | |

die Pionen-Produktion betrachtet.
Durch Auftragung der mit variabler Transformation gefundenen Wirkungsquerschnitte und

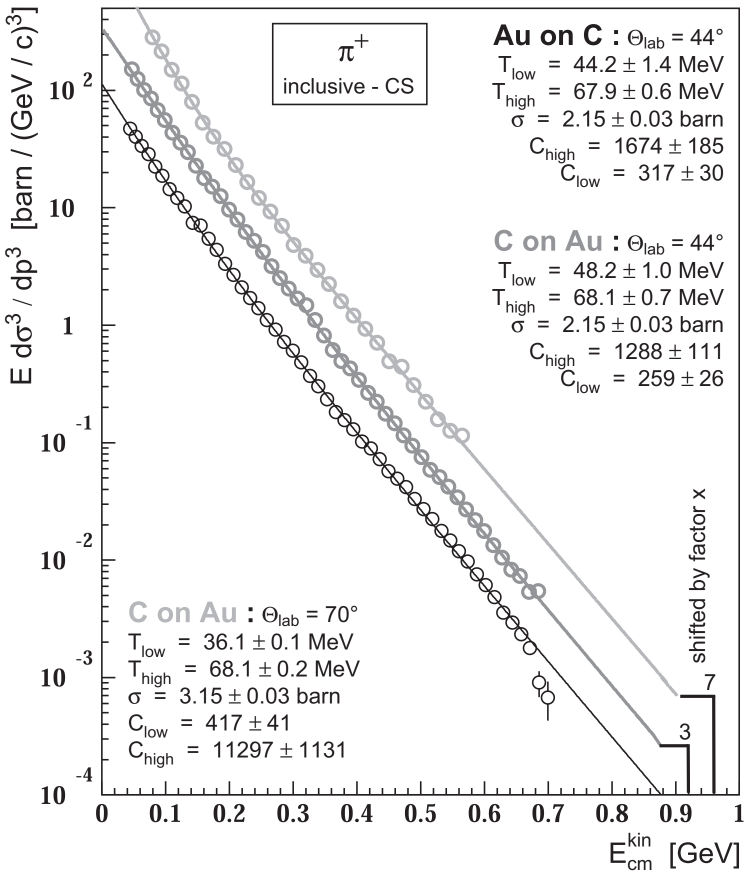


Abbildung 4.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Pionen im Schwerpunktsystem (Au $\mapsto$ C) bei $V = 12/12$. Da die Spektren – wie erwartet – direkt aufeinander liegen wurden sie zur besseren Darstellung durch vertikales grafisches Verschieben getrennt.

Temperaturen in verschiedenen Bezugssystemen erhält man die in Bild 4.9 auf der nächsten Seite dargestellten Graphen. Dort sind die zentralitätsunabhängigen Wirkungsquerschnitte der Datensätze 1-3 aufgetragen. Eine Definition der verwendeten Parameter findet sich im Abschnitt 4.3.4 auf der vorherigen Seite. Die Abbildung 4.10 auf Seite 48 stellt wegen der Übersichtslichkeit die dazugehörigen Fehler in der Schwerpunkt-Region vergrößert dar.

Die inversen Steigungen der Wirkungsquerschnitte für Pionen sind in einen hoch- und niederenergetischen Bereich unterteilt. Es ist erforderlich *eine* Grenze für alle Spektren in den verschiedenen Bezugssystemen zu wählen, weil nur so die Vergleichbarkeit der resultierenden Datensätze ermöglicht wird. Aus den Untersuchungen der Pionen in symmetrischen Systemen weis man, dass die Spektren eine Konkavität aufweisen. Durch Prüfung der Spektren der asymmetrischen Systeme konnte dieser Sachverhalt auch hier bestätigt werden, und der Schnitt wurde in allen Fällen bei einer kinetischen Energie von 0.38 GeV gesetzt. Dieser Grenzwert wurde so gewählt, dass er mittig in dem kleinen Bereich liegt, in welchem sich die Scheitelpunkte der konkaven Spektren bewegen (vgl. Abb. 4.4 auf Seite 40 und 4.5 auf Seite 41).

Wie aus der Abbildung 4.9 auf der nächsten Seite ersichtlich ist, stimmen die Positionen der Schnittpunkte der inklusiven Wirkungsquerschnitte und den hochenergietischen Tem-

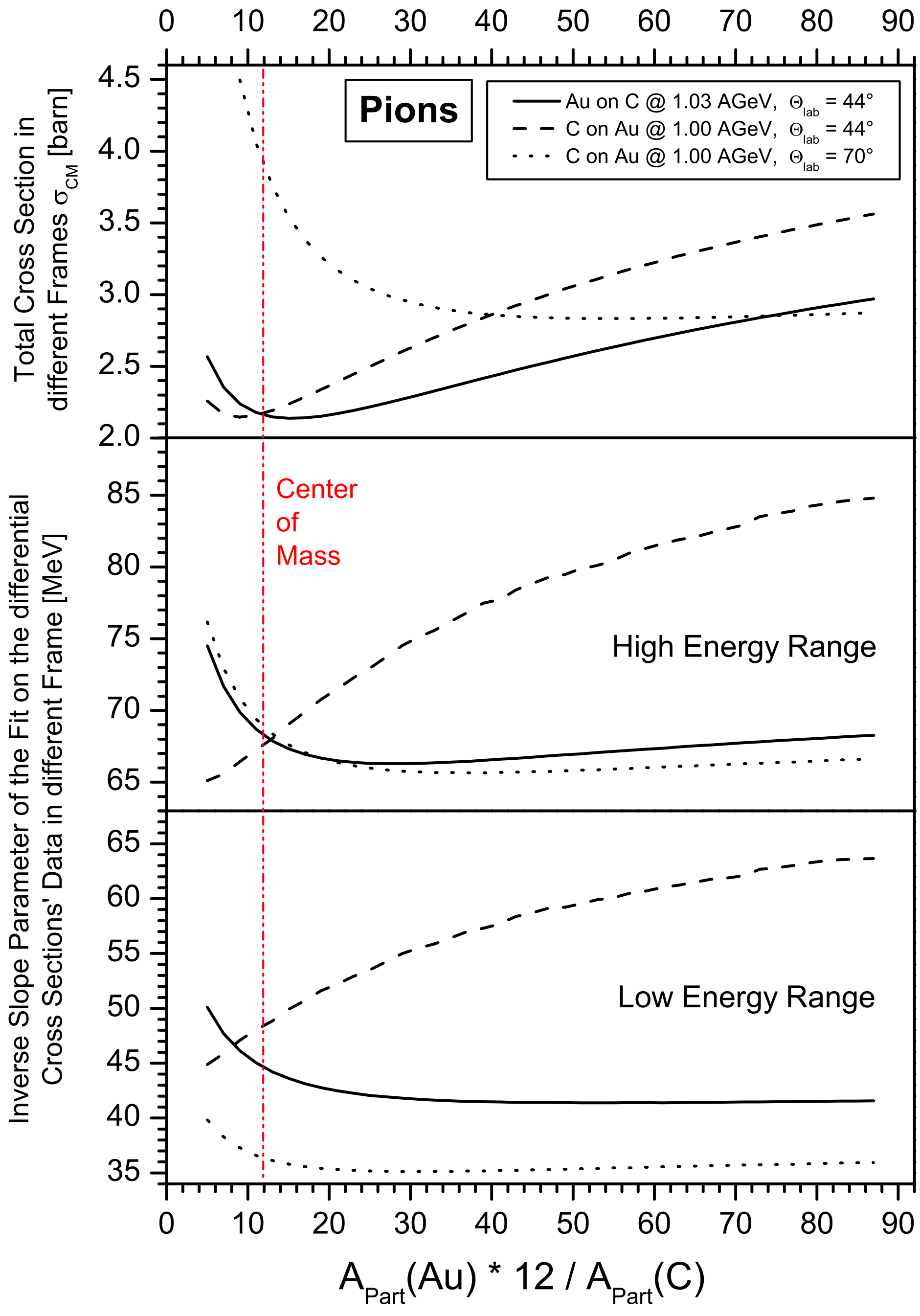


Abbildung 4.9: Die Pionenproduktion in verschiedenen Bezugssystemen (inklusive Daten): Im oberen Bild sind die totalen Wirkungsquerschnitte dargestellt; in der Mitte die Graphen der inversen Steigungen (hochenergetischer Bereich) und im unteren Fenster die Temperatur im niederenergetischen Bereich.

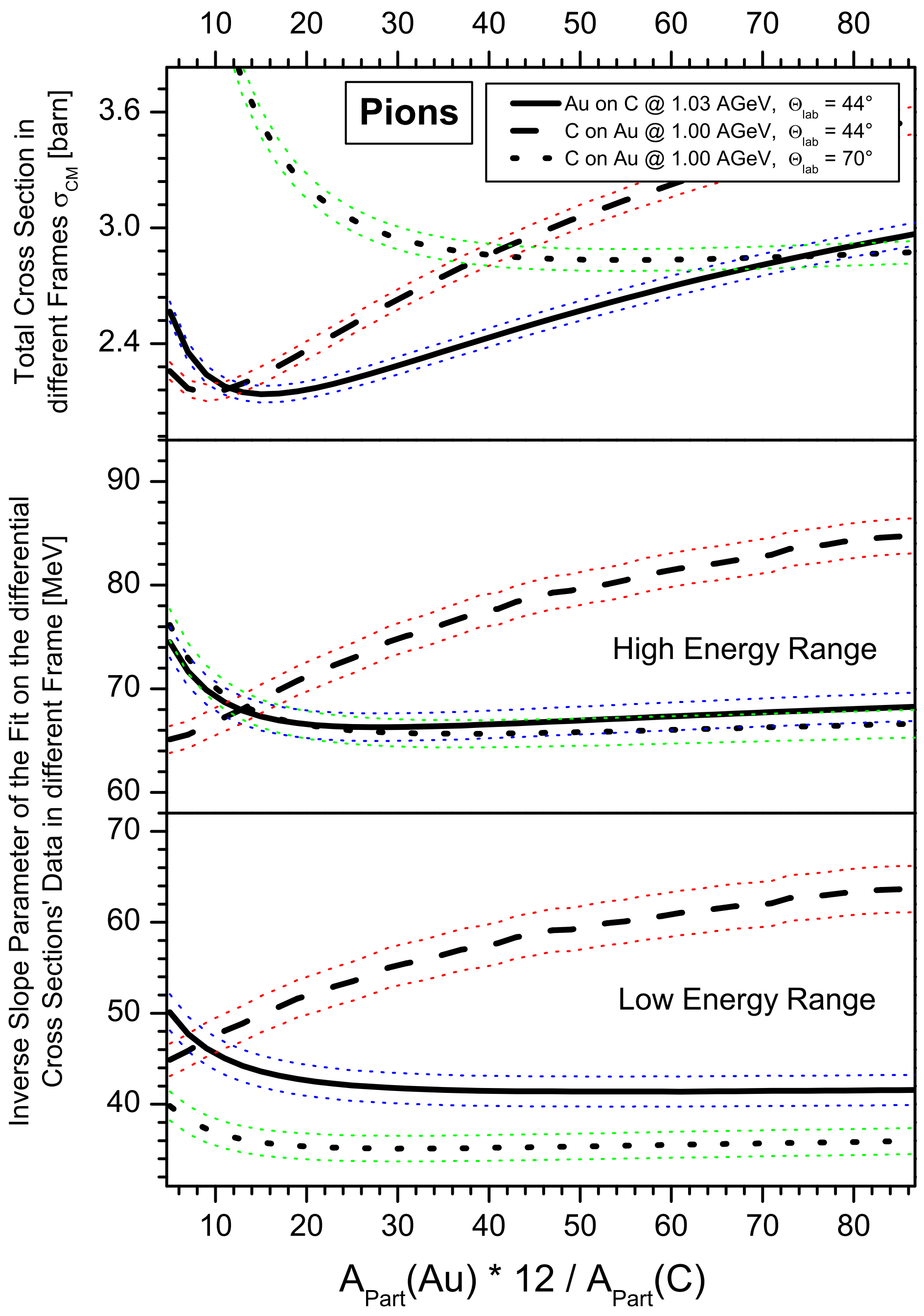


Abbildung 4.10: Das Bild stellt die vergrössert die Fehler der Bestimmung des Schwerpunktssytems der Pionenproduktion dar: Im oberen Bild sind die totalen Wirkungsquerschnitte dargestellt; in der Mitte die Graphen der inversen Steigungen (hochenergetischer Bereich) und im unteren Fenster die Temperatur im niederenergetischen Bereich.

peraturen aus den Datensätzen 1 und 2 gut überein. Daraus lässt sich ein Verhältnis der reagierenden Projektil- zu Target-Nukleonen von $V = \frac{12}{12}$ ablesen. Somit wurden die Pionen im Mittel in ein System erzeugt, welches aus einen Nukleon des Projektilkerns und einem Nukleon des Target-Kerns besteht. Dieses Ergebnis ist verständlich, weil bei der relativ geringen Masse der $\pi$-Mesonen und den hier betrachteten Skalen immer genug Energie pro Nukleon vorhanden ist, um ein Pion zu erzeugen.
Allerdings schneiden sich die Graphen der Wirkungsquerschnitte der unter 44 ° gemessenen Pionen nicht mit dem der unter 70 ° emittierten Mesonen in einem Punkt. Diese Abweichung kann mit dem Durchlaufen von mehreren Erzeugungs- und Vernichtungszyklen bei der Pionen-Emission erklärt werden. Die unter 70 ° gemessenen Pionen besitzen eine geringere transversale Impulskomponente als die unter 44 ° gemessenen. Weil die Pionen kinetische Energie verloren haben als sie absorbiert, und reemittiert worden sind, führt dies zu Verschiebungen im Emissions-Verhalten hin zu niederen Energien – eben in den Bereich der unter 70 ° gemessen wird. Deswegen liegt dieser Wirkungsquerschnitt höher als die beiden anderen. Somit lässt sich schlussfolgern, dass sich die Pionen-Produktion nicht mit einer einzigen Quelle in allen Energiebereichen beschreiben lässt. Um diese Abweichung zu bereinigen, müßte man verschiedene Quellen mit unterschiedlichen Rapiditäten annehmen, deren konkrete Parametrisierung wegen der eingeschränkten Variation in den Experiment-Einstellungen an dieser Stelle nicht möglich ist. Dazu wären Messungen unter weiteren Labor-Winkeln und Energien von Nöten. Vermutlich könnte man dann beobachten, wie sich die Schnittpunkte der Graphen der Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Systemen mit größer werdenden Winkeln von einem Massenverhältnis von 12/12 wegbewegen, hin zu einem Schwerpunktsystem mit mehr Partizipanten und einer höheren Rapidität.
Für den niederenergetischen Bereich der inversen Steigungen ist ebenfalls kein gemeinsamer Schnittpunkt und damit ein ausgezeichnetes Erzeugenden-System für alle drei Fälle auffindbar. Mehr noch: Der bestehende Schnittpunkt der beiden Graphen der Datensätze 1 und 2 weist ein unphysikalisches Schwerpunktsystem von weniger als einem Gold- bzw. Kohlenstoff Nukleon aus. Die Ursache liegt in einer sich ändernden mathematischen Gewichtung der niederenergetischen Pionen innerhalb der Fit-Prozedur. Durch die Transformation wandern die resultierenen Spektren, bei abnehmendem Partizipanten-Verhältnis, in horizontaler Richtung zu niedrigeren Energien. Daher enthält der niederenergetische Bereich eines Spektrums bei kleinem Massenverhältnis mehr Datenpunkte, was die Steigung der Fit-Geraden in diesem Bereich übermäßig verändert.
Der völlig abweichende Verlauf der Temperatur der niederenergetischen und unter 70 ° emittierten Pionen, ist das Resultat eines zusätzlich wirkenden anderen Effektes – der Abschattung. Die Spektatoren der Reaktion C $\mapsto$ Au decken einen großen Teil des Winkelbereiches in Strahlrichtung ab (vgl. Abbildung 1.3 auf Seite 6), welcher nur schwer von Pionen und insbesondere den niederenergetischen durchdrungen wird. Somit steht den emittierten Pionen nur einen kleiner Öffnungswinkel in Strahlrichtung als Austrittsfenster zur Verfügung, was zur Absenkung der entsprechenden Temperatur führt.
All diese Einflüsse, die mit der Generationenbildung oder der Abschattungen korreliert sind, sind bei Kaonen nicht vorhanden, was dort ein klareres Bild der Entstehungsmechanismen zur Folge hat.

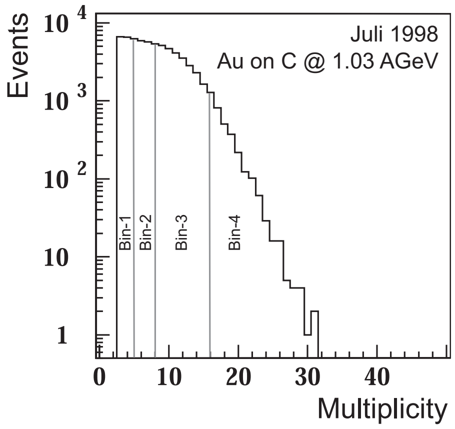


Abbildung 4.11: Die Abbildung zeigt die Anzahl der Ereignisse einer bestimmten Multiplizität in den Modulen des Targethodoskops. Diese wurden aus insgesamt 25 Daten-Dateien extrahiert.

### 4.3.6 Zentralitätsabhängige Untersuchung der Pionen

Ein weiterer Aspekt, bei der Betrachtung der Pionen-Produktion, ist die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Zentralität.
Wie im Kapitel 3.3 auf Seite 22 schon erwähnt, dient zur Charakterisierung der Zentralität eines Ereignisses die Multiplizität in der Anzahl der angesprochenen Target-Detektormodule. Dazu wird der mögliche Bereich von einem bis maximal 84 gleichzeitig getroffenen Modulen in vier Gruppen unterteilt. In Abbildung 4.11 sind die Anzahl der Ereignisse mit einer bestimmten Target-Multiplizität dargestellt. Die daraus resultierende Fläche wurde in eben diese Gruppen unterteilt. Damit repräsentiert ein Teilstück einen bestimmten Prozentsatz an der Menge der Gesamtereignisse. Die Tabelle 4.2 auf der nächsten Seite stellt die entsprechenden Werte dar. Sie enthält sowohl die Einteilung für die Daten des hier behandelten Experimentes (Au $\mapsto$ C), wie auch für die des gespiegelten Systems (C $\mapsto$ Au). Für beide Systeme wurde versucht, einen jeweils gleichen Anteil an der Gesamtzahl der Ereignisse durch die Einteilung zu erhalten. Nach der Analyse erhält man die Datensätze 4 bis 7 (siehe Anfang Abschnitt 4.3.5 auf Seite 45).
Wie aus dem Kapitel 4.3.5 auf Seite 45 klar wurde, sind die niederenergetischen inversen Steigungen kein geeigneter Indikator für ein Schwerpunktsystem. Deshalb wurden diese in der folgenden Betrachtung außer Acht gelassen. Desweiteren gibt es ein prinzipielles Problem bei der Einteilung der Zentralitätsklassen. Weil durch Rauschen von einzelnen Detektoren sehr oft Untergrundsignale mit der Multiplizität von 1 oder 2 erzeugt werden, müssen diese weggeschnitten werden. Dadurch gibt es Abweichungen bei der Ermittlung der Gesamtzahl der Ereignisse. Man versucht durch Extrapolation mit Hilfe eines Fits an die Verteilung und anschließender Rekonstruktion des fehlenden Anteils der Daten dies zu kompensieren, doch ist diese Methode mit großen Fehlern behaftet. Damit war es nicht möglich, die prozentuale Einteilung der Zentralitätsklassen der beiden Stoßsysteme wirklich deckungsgleich zu bekommen. Weil die Betrachtung der zentralitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte sehr sensitiv auf solche Differenzen ist, werden diese hier nicht gezeigt. Eine neue und genauere Methode zum Abgleich der Zentralitätseinteilungen ist in Arbeit.
Deswegen ist momentan nur eine Betrachtung der inversen Steigungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von hochenergetischen Pionen möglich. Diese

| Parameter der Zentralitätsklassen | | |
|---|---|---|
| **System** | **Klasse** | **Anteil** |
| Au $\mapsto$ C | Bin-1: peripher | 31.2% |
| | Bin-2: semi-peripher | 22.4% |
| | Bin-3: semi-zentral | 40.2% |
| | Bin-4: zentral | 6.2% |
| C $\mapsto$ Au | Bin-1: peripher | 33.6% |
| | Bin-2: semi-peripher | 26.5% |
| | Bin-3: semi-zentral | 32.7% |
| | Bin-4: zentral | 7.3% |

Tabelle 4.2: Einteilung der gemessenen Reaktionen in Zentralitätsklassen. Für jedes Stoßsystem ist der prozentuale Anteil der jeweiligen Klasse an der Anzahl der insgesamt registrierten Ereignisse dargestellt.

Größe ist unabhängig von der absoluten Zahl der emittierten Teilchen, so dass eine Beurteilung möglich ist. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 auf der nächsten Seite dargestellt.
Die vier Bilder der verschiedenen Zentralitätsklassen zeigen einen deutlichen Trend – wenn auch nicht so stark wie erwartet – für das Schwerpunktsystem der Pionen-Emission. Für die $\pi^+$-Mesonen die in den peripheren Stößen erzeugt werden, findet man ein Schwerpunktsystem mit $V_{Bin-1} = \frac{13}{12}$. Das Verhältnis verschiebt sich mit zunehmender Zentralität bis hin zu einem Partizipanten-Verhältnis von $V_{Bin-4} = \frac{16}{12}$. Dieses Ergebnis gibt, unter Berücksichtigung der Geometrie eines Schwerionen-Stoßes, einen Hinweis auf die schon erwähnten Generationen von Pionen. Diejenigen welche tiefer aus der Reaktionszone stammen, also in zentralen Stößen entstanden sind, haben im Mittel einen weiteren Weg durch die Reaktionszone zurückzulegen als die Pionen aus den peripherien Stößen. Somit war für diese die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit verbundener Absorption und Reemission ebenfalls höher.
Für jede Zentralitätsklasse kann man so eine eigene Quelle für die Pionen-Emission bestimmen. Auf diesen Aspekt geht Alexander Schmah in seiner Arbeit [Sch03] quantitativer ein.

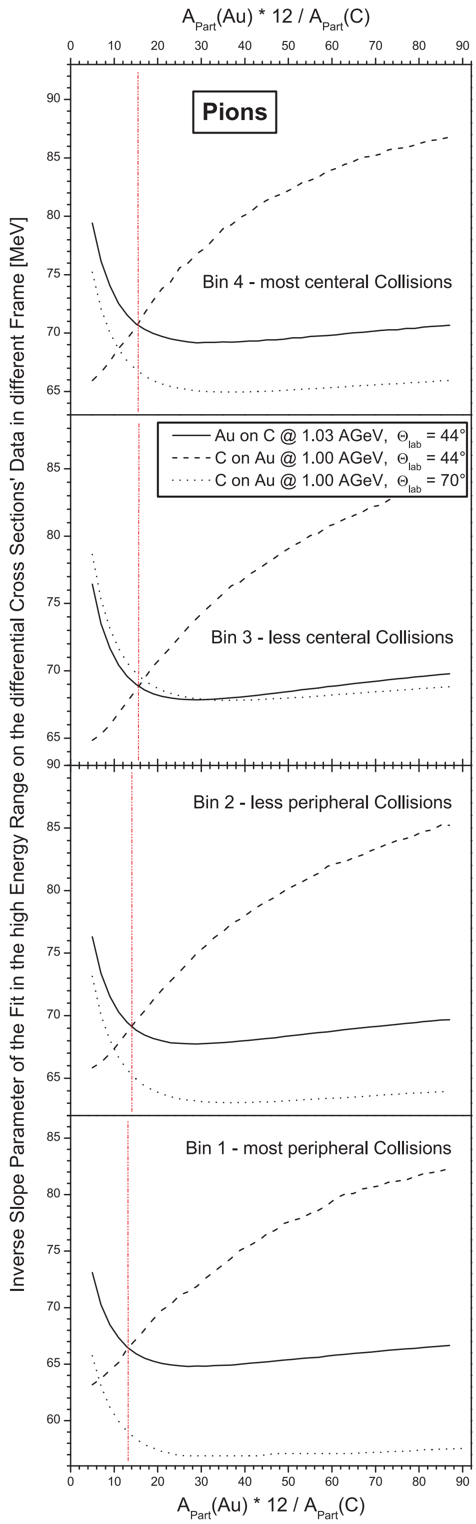


Abbildung 4.12: Inverse Steigungen der zentralitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von hochenergetischen Pionen in verschiedenen Bezugssystemen. Die vertikale Linie bezieht sich auf die vermutete Lage des Schwerpunktsystems. Zu dessen Festlegung wurden hier die unter 70° gemessenen Pionen nicht berücksichtigt.

## 4.4 Bestimmung des Schwerpunktsystems durch Minimierung der Invarianten-Abweichung

In diesem Kapitel soll ein Vergleich gezogen werden zwischen den Ergebnissen der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Vorgehensweise und der von A. Schmah angewandten [Sch03] Methode zur Bestimmung des Schwerpunktsystems, bzw. der Quellenrapidität. Diese Methode der kleinsten Invarianten-Abweichung wurde bereits in der Einleitung (Abschnitt 1.5.2 auf Seite 10) umrissen. Zum Vergleich wurden die selben Laborspektren als Ausgangsbasis benutzt, wie unter der Variation des Massenverhältnisses auch. Allerdings wurden die Daten im umgekehrten Sinne mit dem Faktor 1.7 gewichtet.
Die zu diesem Zweck herangezogenen Grafiken wurden der Arbeit meines Kommilitonen entnommen. Im Rahmen seiner Arbeit betrachtet er darüber hinaus die Asymmetrie in der polaren Winkelverteilung bei der Emission von Pionen und Kaonen. Deswegen sind in den Abbildungen Werte $a_2$ zur Parametrisierung dieser Asymmetrie angegeben. Die gezeigte Temperatur $T$ hat nichts mit der in dieser Arbeit verwendeten Größe gemein und wird für den Vergleich nicht gebraucht. Der gezeigte Wert $D$ bezeichnet die Summe der Abweichungen von den Referenzlinien und gibt die Güte des Resultates an. Die Werte der invarianten Wirkungsquerschnitte sind an den entsprechenden transformierten Datenpunkten angebracht.
Dieser Abschnitt zielt lediglich auf einen Vergleich der für die Quellenrapidität gefundenen Werte ab – für alle anderen Fragen möge der interessierte Leser doch die eben zitierte Arbeit konsultieren.

### 4.4.1 Die Kaonen-Produktion im Schwerpunktsystem

Die Fit-Routine unter Variation der Quellen-Rapidität $y_S$ wurde auf die drei Kaonen-Spektren der Systeme Au $\mapsto$ C unter 44 ° sowie C $\mapsto$ Au unter 44 ° und 70 ° angewandt.
In Abbildung 4.13 auf der nächsten Seite ist das daraus resultierende Ergebnis abgebildet. Es zeigt die Spektren vor dem Hintergrund einer Quelle – bzw. eines Schwerpunktsystems – deren Rapidität zu $y_S/y_{Beam} = 0.26 \pm 0.01$ bestimmt wurde. Vergleicht man das mit dem Ergebnis, welches zuvor durch Massenvariation ermittelte wurde ($y_S/y_{Beam} = 0.26$), so stimmen diese sehr gut überein[3]. Die grau schattierten Kreise geben die Abweichungen zwischen den durch die Fit-Routine gefundenen und den gemessen Schnittpunkten an. Wie erwartet haben die beiden unter $\Theta_{lab} = 44$ ° gemessenen Spektren einen Schnittpunkt in dem Phasenraumbereich, der in beiden Stoßsystemen gleich ist (vgl. Kapitel 1.4 auf Seite 6). Die Daten der unter 70 ° gemessenen Kaonen wurden bei der Variation der Quellen-Rapidität $y_S$ und der Ermittlungen des Schwerpunktsystems mit berücksichtigt. Deshalb gilt das Ergebnis auch für alle drei Wirkungsquerschnitte. Desweiteren mußte keine Asymmetrie in der Winkelverteilung angenommen werden um die Spektren gut beschreiben zu können, weshalb der Asymmetrieparameter auch auf null gesetzt wurde.

### 4.4.2 Pionen-Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem

Eine Betrachtung der Pionen-Produktion mit der Methode der kleinsten Invarianten-Abweichungen hat das in Abbildung 4.14 auf der nächsten Seite dargestellte Ergebnis zur Folge. Auch hier findet sich ein Schnittpunkt im überlappenden Phasenraumbereich der Sy-

[3] Bei der Umrechnung dieser Verhältnisse in Rapiditäten können Rundungsfehler auftreten – die Transformationsgleichung ist hochgradig nicht-linear.

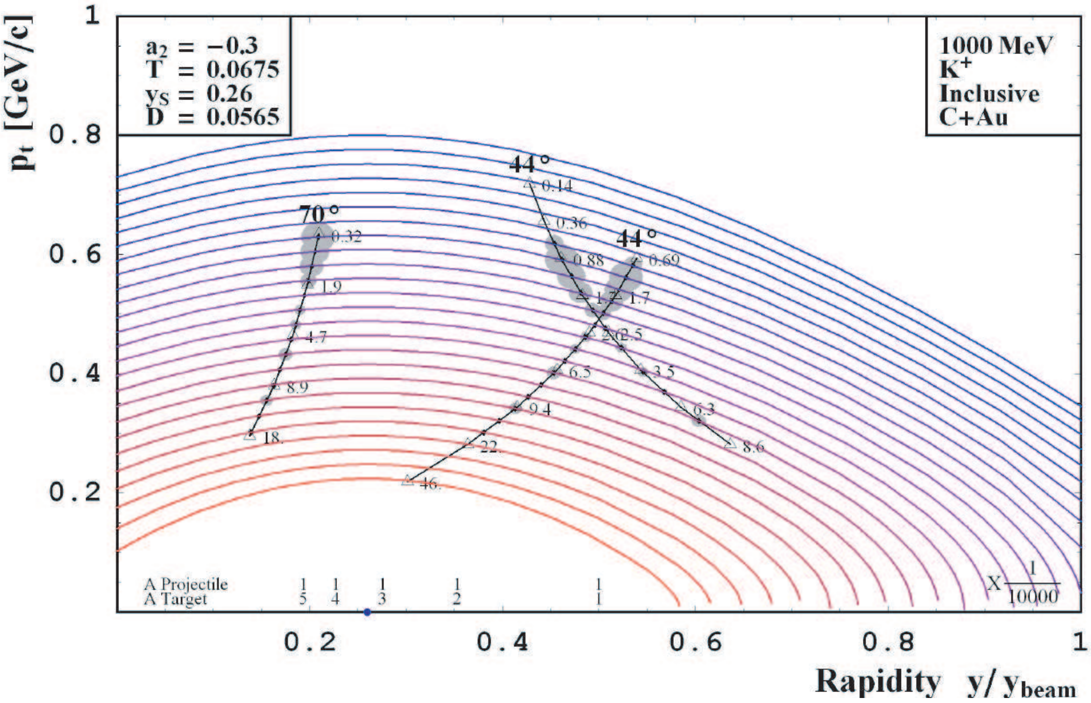


Abbildung 4.13: Die Wirkungsquerschnitte der Kaonenproduktion im Schwerpunktsystem – angepaßt an die Emission aus einer Quelle mit $y_S/y_{Beam} = 0.26 \pm 0.01$.

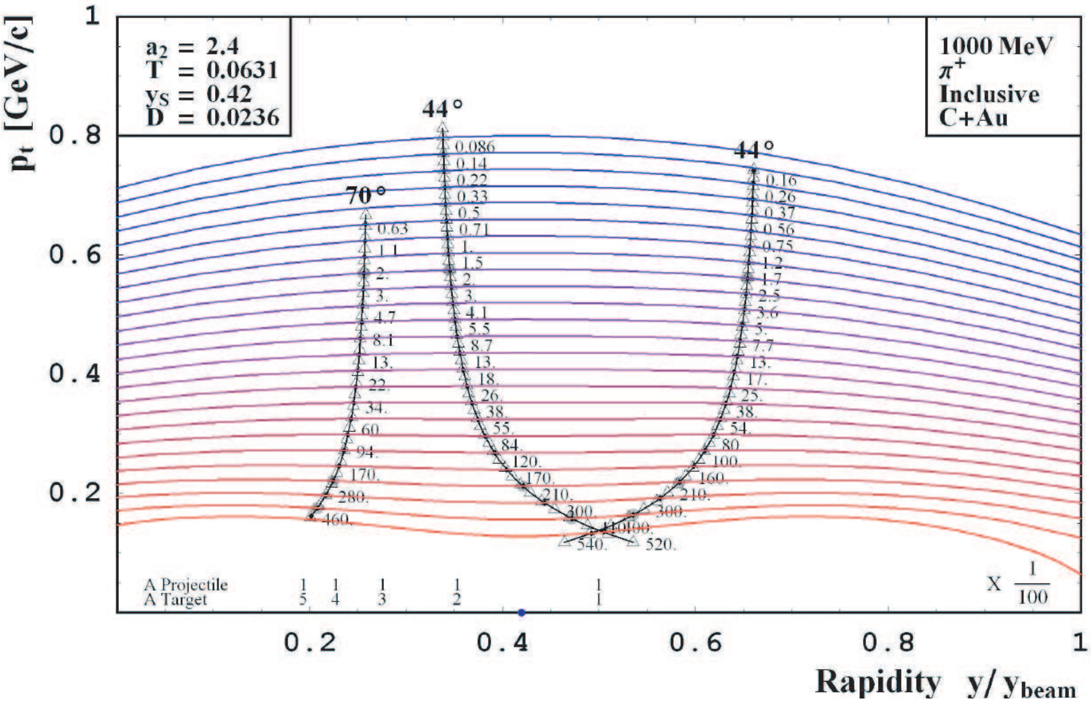


Abbildung 4.14: Die Wirkungsquerschnitte der Pionenproduktion im Scherpunktsystem – angepaßt an die Emission aus einer Quelle mit $y_S/y_{Beam} = 0.42 \pm 0.01$.

steme. Die gefundene Quellen-Rapidität von $y_S = 0.42 \pm 0.01$ entspricht einen Partizipanten-Verhältnis von $V = \frac{18}{12}$. Dieses Ergebnis liegt über dem mit der anderen Methode ermittelten Verhältnis. Weil aber bei der Anwendung des Fits die unter $70\,^\circ$ gemessenen Pionen mit berücksichtigt wurden und eine hinreichend hohe Güte des Fits einen von null verschiedenen Asymmetriefaktor verlangt, ist eine direkte Vergleichbarkeit der Ergebnisse nicht mehr gegeben. Dieser Pionen-spezifische Effekt steht in Verbindung mit der Notwenigkeit mehrerer Quellen zur konsistenten Beschreibung der Pionen-Emission anzunehmen, was aus der Diskussion über den Wirkungsquerschnitt in Abschnitt 4.3.5 auf Seite 45 klar geworden sein sollte. Dieser Sachverhalt wird aber eingehender in [Sch03] erläutert.
Die hier diskutierten Effekte wie Abschattung und Generationen-Bildung während der Produktion der Pionen, können mit der Methode der Invarianten-Abweichung ebenfalls beurteilt werden. Dazu gibt es die Möglichkeit, die Spektren zu unterteilen und die Fit-Routine in jedem Bereich gesondert laufen zu lassen. So erhält man die Quellen-Charakteristika für die verschiedenen Energiebereiche.

## 4.5 Fehlerbetrachtung

Die Fehlerbetrachtung ist für die gezeigte Methode der Partizipantenverhältnisvariation im Falle der Pionen wie auch der Kaonen identisch. Die statistischen Fehler der Daten fließen alle in die Spektren der doppelt-differentiellen Laborwirkungsquerschnitte mit ein. Somit beschränkt sich die Diskusion hier auf die Fehler, welche von den Transformationen in die verschiedenen Bezugssysteme und den Fit-Routinen her rühren.
Die wesentliche Arbeit wird dabei bereits von den Fit-Routine selbst erledigt. Diese sind mit dem Programmpaktet Minuit [Gro93b] (ein Teil der Cernlib-Programmbibliothek) erstellt worden, und dieses übernimmt auch die Berechnung der Fehler.
Während der Transformationen in die verschiedenen Bezugssysteme werden die Fehler der einzelnen Punkte des jeweiligen Laborspektrums genau so transformiert wie die Datenpunkte selbst. Da die Umrechnung eine exakte mathematische Operation ist, erzeugt sie keine zusätlichen Fehler. Die Unsicherheit im Laborimpuls, bzw. in der kinetschen Energie in einem Bezugssystem, bleibt genau so erhalten und ist durch die ensprechende Einteilung in Impulsabschnitte – wie in der Analyse selbst – vorgegeben.
Bleibt die Einwirkung der Fit-Routine. Im Falle der Kaonen wird eine einfache Exponentialfunktion, bei den Pionen ein korrelierter Fit aus zwei Exponentialfunktionen zur Fehlerbestimmung angewendet. Wie sich bei der Bearbeitung der Daten zeigte, war dieser kombinierte Fit derjenige welcher das beste Ergebnis im Hinblick auf die Stabilität der Routine ergab. Die Anwendung von jeweils einzelnen Exponential-Fits führte zu starken Sprüngen in den Fehlern der Parameter, was durch die Existenz von verschiedenen lokalen Minima zu erklären ist. Eine genau Beschreibung des korrelierten Fits findet man bei [For98]. Für $\pi$- und K-Mesonen gilt: In beiden Fällen werden die Spektren durch zwei Parameter – die inverse Steigung $T$ und den Achsenabschnitt $C$ beschreiben. Diese beiden sind aber nicht unabhängig voneinander. Deshalb ist eine Fehlerrechnung nach Gauss nicht adäquat. Vielmehr mußten mit Hilfe einer Korrelationsmatrix die Einzelfehler miteinander verknüpft werden [Leo87]. Diese wird bei Bedarf von Minuit ausgegeben.
Mit dieser Methode erhält man für jedes Bezugssystem einen eigenen Fehler für die Temperaturen und Wirkungsquerschnitte. Um eine sinnvolle Einhüllende für die jeweiligen Graphen zu erhalten, wurde der maximale relative Fehler aus der Menge der zugehörigen Daten-

| Relative Fehler der Fit-Parameter | | | |
|---|---|---|---|
| System | Fehler von | | |
| | $\sigma$ | $T_{high}$, T | $T_{low}$ |
| Au $\mapsto$ C, $K^+$, 44° | 11% | 3.5% | |
| C $\mapsto$ Au, $K^+$, 44° | 11% | 3.5% | |
| C $\mapsto$ Au, $K^+$, 70° | 13% | 3.5% | |
| Au $\mapsto$ C, $\pi^+$, 44° | 2% | 2% | 4% |
| C $\mapsto$ Au, $\pi^+$, 44° | 2% | 2% | 4% |
| C $\mapsto$ Au, $\pi^+$, 70° | 2% | 2% | 4% |

Tabelle 4.3: Fehler der inversen Steigungen und Wirkungsquerschnitte

punkte ermittelt und auf die anderen übertragen. Diese sind in Tabelle 4.3 dargestellt.
Die Grafiken mit den Fehlern wurden bereits an entsprechender Stelle gezeigt.

## 4.6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit symmetrischen Stoßsystemen

Etwas was noch aussteht, ist der Vergleich der in dieser Arbeit gefunden experimentellen Ergebnisse mit denen aus anderen Veröffentlichungen der KaoS-Kollaboration. Das soll nun mit Hilfe der Multiplizitäten der Teilchenproduktion geschehen.
Diese Größe ist wie folgt definiert,

$$M_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{Reaktion}} \tag{4.13}$$

wobei $\sigma_i$ der totale Produktionswirkungsquerschnitt einer Teilchensorte $i$ ist. $\sigma_{Reakion}$ bezeichnet den Reaktionswirkungsquerschnitt des jeweiligen Stoßsystems. Dieser kann experimentell ermittelt werden oder aber auch, unter der Annahme eines bestimmten Modells, berechnet werden. Die experimentelle Variante fußt zu einem großen Teil auf der selben Methode, wie sie bei der Bestimmung der Multiplizität im Targethodoskop verwendet wurde (vgl. Abschnitt 4.3.6 auf Seite 50). Da diese mit einem relativ großen Fehler behaftet ist, und ihre Effizienz in verschiedenen Stoßsystemen unterschiedlich ausfällt, ist sie als Grundlage für einen globalen Vergleich ungeeignet. Deshalb wird der Reaktionswirkungsquerschnitt berechnet und dazu ein geometrisches Modell, mit einem einheitlichen Radiusparameter von $r_0 = 1.2\,\mathrm{fm}$, verwendet:

$$\sigma_{Reaktion} = \pi \cdot r_0^2 \cdot \left(A_P^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}}\right)^2 \tag{4.14}$$

Die Multiplizität wird im nächsten Schritt auf die Anzahl der Nukleonen im betrachteten System normiert und gegenüber dieser aufgetragen. Das Resultat für Pionen ist in Abbildung 4.15 auf der nächsten Seite bzw. das für Kaonen in Abbildung 4.16 dargestellt.
Um die in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen zu können, ist es natürlich notwendig, eine einheitliche Methode zu Bestimmung der Anzahl der Reaktionspartizipanten zu benutzen. Weil dies auf experimentellem Wege bei den symmetrischen Experimenten nicht möglich ist, wird im Folgenden für alle Stoßsysteme eine theoretische Bestimmungsmethode angewendet. Unter Annahme eines geometrischen

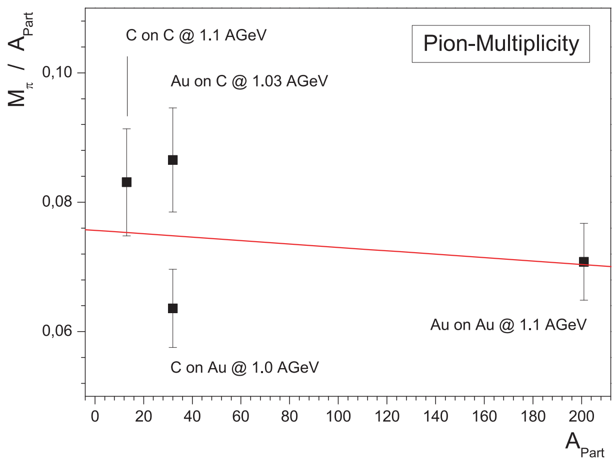


Abbildung 4.15: $\pi$-Multiplizität pro Nukleon als Funktion der Partizipantenzahl $A_{Part}$. Die Datenpunkte für Au $\mapsto$ Au und C $\mapsto$ C stammen aus [Stu01b].

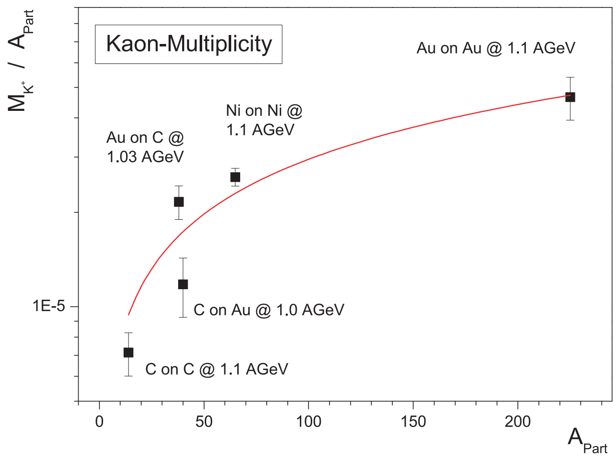


Abbildung 4.16: $K^+$-Multiplizität pro Nukleon als Funktion der Partizipantenzahl $A_{Part}$. Die Datenpunkte für Au $\mapsto$ Au und C $\mapsto$ C stammen aus [Stu01b], die für Ni $\mapsto$ Ni aus [Men00].

Modells kann man die Anahl der Partizipanten $A_{Part}$ an einer Kollision als Funktion des Stoßparameters $b$ darstellen [Sch03]. Es zeigt sich, dass diese errechneten Werte gut mit den gemessenen übereinstimmen. Die mittlere Partizipantenzahl $\langle A_{Part} \rangle$ ist dann wie folgt definiert:

$$\langle A_{Part} \rangle = \int_0^{b_{max}} A_{Part}(b)\, b\, db \tag{4.15}$$

Die mittlere Partizipantenzahl einer Teilchensorte $i$ ist gegeben durch

$$\langle A_{Part} \rangle_i = \int_0^{b_{max}} A_{Part,i}(b) \cdot P_i(b)\, db \tag{4.16}$$

wobei die Gewichtung $P_i(b)$ durch

$$P_i(b) = \frac{A_{Part,i}^{\alpha_i}(b)}{\int_0^{b_{max}} A_{Part,i}^{\alpha_i}(b)\, b\, db} \tag{4.17}$$

gegeben ist. Somit ergibt sich für die mittlere teilchenspezifische Partizipantenzahl:

$$\langle A_{Part} \rangle_i = \frac{\int_0^{b_{max}} A_{Part,i}^{\alpha_i+1}(b)\, b\, db}{\int_0^{b_{max}} A_{Part,i}^{\alpha_i}(b)\, b\, db} \tag{4.18}$$

Der teilchenspezifische Exponent $\alpha_i$ ist durch die experimentelle Feststellung motiviert, dass bei $K^+$-Mesonen die Multiplizität überproportional mit der Systemgröße anwächst, was durch die Notwendigkeit von kollektiven Produktionsprozessen einleuchtet. Deshalb wird dieser auch bei Pionen – wo diese im Experiment nicht bestätigt werden konnten – auf eins gesetzt. Für Kaonen wurde der Exponent zu $\alpha = 1.6 \pm 0.3$ gewählt. Dieser Wert wurde aus den Ergebnissen von C. Sturm extrahiert [Stu01b] und konnte hier durch einen Fit an die Verteilung der resultierenden Kaonen-Multiplizitäten $M_{K^+}$ bestätigt werden. Dazu werden die Datenpunkte, die in Bild 4.16 auf der vorherigen Seite dargestellt sind, durch die Potenzfunktion

$$M_{K^+} = C \cdot A_{Part,K^+}^{\alpha} \tag{4.19}$$

beschreiben, was für sich die normierte Größe $\frac{M_{K^+}}{A_{Part,K^+}}$ wie folgt liest:

$$\frac{M_{K^+}}{A_{Part,K^+}} = C \cdot A_{Part,K^+}^{\alpha-1} \tag{4.20}$$

Für $\alpha$ ergibt sich daraus ein Wert von $1.65 \pm 0.9$, was im Rahmen der Ungenauigkeit als gleich zu erachten ist. Der Variationsbereich von $\alpha$ ist relativ klein, weil die Abhängigkeit von der Partizipantenzahl $A_{Part}$ durch die Mittelungen nur einen geringen Einfluß hat (vgl. Gl. 4.18). Durch diese Festlegungen des Exponenten $\alpha$ konnten mit Hilfe der Gleichung 4.18 die Anzahl der Partizipanten an der Teilchenproduktionen errechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 auf der nächsten Seite angegeben. Mit diesen Werten wurden dann die entsprechenden Abbildungen erzeugt.
Die Multiplizitäten aller Pionen wurde aus denen der $\pi^+$-Mesonen mit Hilfe eines genährten Isospin-Faktors $I$ bestimmt (motiviert durch die Arbeit von [Wag96]):

$$M_\pi = M_{\pi^+} \cdot I \quad \text{mit} \quad I = \frac{3}{2}\left(1 + \left(\frac{A_{Part,P} \cdot \frac{N_P}{Z_P} + A_{Part,T} \cdot \frac{N_T}{Z_T}}{A_{Part,P} + A_{Part,T}}\right)^2\right) \tag{4.21}$$

Dies ist notwendig, weil ein direkter Vergleich der $\pi^+$-Multiplizitäten wegen der unterschiedlichen Neutronen-Protonen-Verhältnisse der Systeme C $\mapsto$ C und Au $\mapsto$ Au nicht möglich ist. In die Gleichung gehen neben dieser Verhältnisse $\frac{N}{Z}$ des Projektil- bzw. des Target-Kerns (Index $P$ und $T$) auch die Anzahl der jeweiligen Partizipanten ein.
Auf das Bild der Pionen-Multiplizitäten wurde eine einfacher linearer Fit angewendet. Das damit optisch sichtbar werdende Abnehmen der Multiplizität mit zunehmender Partizipantenzahl deutet auf Abschattungseffekte hin.
Mit Hilfe der gezeigten Bilder der Multiplizitäten ist es nicht möglich eine Aussage bezüglich des fehlenden Faktors 1.7 zu machen. Ein Datenpunkt liegt falsch[4] – doch lässt sich anhand der Grafiken nicht sagen welcher.
Insgesamt ist die hier diskutierte Methode – insbesondere die Bestimmung von $A_{Part,i}$ – mit

[4] Der des Systems C $\mapsto$ Au könnte zu niedrig, oder der des Stoßsystems Au $\mapsto$ C zu hoch liegen.

| Daten zur Berechnung der Multiplizitäten | | | | |
|---|---|---|---|---|
| System | $A_{Part,i}$ | $\sigma_{Reaktion}$ [barn] | $I$ | $\sigma$ [barn] |
| C $\mapsto$ C, $K^+$ | 14 | 0.95 | | $9.5 \cdot 10^{-5}$ |
| C $\mapsto$ C, $\pi^+$ | 13 | 0.95 | 3.0 | 0.343 |
| C $\mapsto$ Au, $K^+$ | 40 | 2.97 | | $1.4 \cdot 10^{-3}$ |
| C $\mapsto$ Au, $\pi^+$ | 32 | 2.97 | 3.83 | 1.58 |
| Au $\mapsto$ C, $K^+$ | 38 | 2.97 | | $2.4 \cdot 10^{-3}$ |
| Au $\mapsto$ C, $\pi^+$ | 32 | 2.97 | 3.83 | 2.15 |
| Au $\mapsto$ Au, $K^+$ | 225 | 6.1 | | $64 \cdot 10^{-3}$ |
| Au $\mapsto$ Au, $\pi^+$ | 201 | 6.1 | 4.85 | 17.9 |
| Ni $\mapsto$ Ni, $K^+$ | 65 | 2.73 | | $4.6 \cdot 10^{-3}$ |

Tabelle 4.4: Die Tabelle enthält alle relevanten Größen zur Berechnung der Multiplizitäten $M_i$

großen Fehlern behaftet. Die Fehlerbalken in den Abbildungen stellen die Unsicherheiten von $A_{Part,i}$ nicht da, weil über die ganze Vorgehensweise noch kein abschließendes Votum innerhalb der Kollaboration, bis zur Fertigstellung dieser Arbeit, erzielt werden konnte. An dieser Thematik wird noch gearbeitet.

Kapitel 5

# Resumee und Ausblick

Zur Darstellung des Produktionswirkungsquerschnittes von positiven Pionen und Kaonen wurden die Eigenschaften der Emissionsquelle dieser Teilchen untersucht und die Wirkungsquerschnitte in dem gefundenen Bezugssystem, in welchem die Quelle ruht, dargestellt. Dazu wurde mit dem Kaonenspektrometer im Juli 1998 ein Experiment durchgeführt, in welchem Gold-Ionen als Projektile mit einer Einschussenergie von 1.03 AGeV benutzt wurden. Als Target diente ein Kohlenstoff-Platte. Die Laborspektren wurden unter einem azimuthalen Winkel von 44 ° gemessen.

Diese Arbeit stellte eine neue und erfolgreiche Methode vor, die Anzahl der Partizipanten $A_{Part}$ einer Schwerionen-Reaktion auf experimentelle Weise zu bestimmen. Dies ist, im Rahmen der Möglichkeiten am Kaonen-Spektrometer, nur durch den Vergleich zweier spiegel-gleicher asymmetrischer Systeme möglich. Dazu wurden Daten herangezogen welche im Rahmen einer parallel verlaufenden Diplomarbeit von Alexander Schmah bearbeitet wurden und das System C $\mapsto$ Au betreffen. Dieses Stoßsystem wurde unter dem selben Laborwinkel mit einer vergleichbaren Einschussenergie von 1.0 AGeV gemessen. Die vorgestellte Methode erlaubt es mit Hilfe der inversen Steigungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und dem Wert des totalen Wirkungsquerschnittes die Anzahl der an der Reaktion beteiligten Projektil- und Target-Nukleonen zu bestimmen und aus ihrem Verhältnis die Quellenrapidität zu ermitteln.

Durch die große mittlere freie Weglänge der $K^+$-Mesonen erweisen sich diese – wie bei der Untersuchen der Zustandsgleichung von Kernmaterie – als gute Sonde zur Ermittlung der Partizipantenzahl. Sie verlassen die Reaktionszone nahezu ungestört und geben ein einheitliches Bild über ihre Entstehung wieder. Beide Indikatoren für das Schwerpunktsystem, zum einen die inverse Steigung $T$, zum andern der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma$, zeigen in guter Übereinstimmung ein Partizipanten-Verhältnis von $V = \frac{36}{12}$ an. Das entspricht einer Rapidität der Emissionsquelle bzw. des Schwerpunktsystems von $y_S/y_{Beam} = 0.263$. Aus dem Verhältnis kann man entnehmen, dass an der Produktion eines Kaons im Mittel vier Nukleonen (drei aus dem Projektil, eins aus dem Target) beteiligt sind, was zu einer Notwendigkeit von Kollektiveffekten unterhalb der Nukleon-Nukleon-Energieschwelle führt. Weil es sich bei dem unter lediglich einem Winkel gemessenen Wirkungsquerschnitt um eine inklusive Größe handelt konnte bei der Untersuchung der Kaonen nicht auf die

Fragestellungen nach der Zentralitätsabhängigkeit sowie der azimuthale Winkelverteilungen der Produktionraten eingegangen werden. Mit weiteren Messungen zur Verbesserung der Statistik und Berücksichtigung anderer Winkel ist man in der Lage, diese Fragen zu beantworten.

Das Gesamtbild ist im Fall der $\pi^{+}$-Mesonen weniger einheitlich. Bedingt durch Abschattungseffekte, sowie durch das Wechselspiel von Emission und Absorption, kann keine eindeutige Anzahl an Partizipanten ermittelt werden. Insbesondere die unter 70° emittierten Pionen des Systems C $\mapsto$ Au sind aufgrund ihrer generell niedrigeren kinetischen Energie im besonderem Maße von diesen Effekten betroffen.
Die Bearbeitung der beiden inklusiven Wirkungsquerschnitte gab einen starkte Hinweise darauf, dass die Entstehung der Pionen im Mittel in einem Nukleon-Nukleon System stattfindet, was sich anhand des gefundenen Partizipantenverhältnisses von $V = \frac{12}{12}$ festmachen lässt. Das entspricht einer normierten Rapidität von $y_S/y_{Beam} = 0.5$. In dieses Bild lassen sich die unter 70° gemessenen Pionen des Systems C $\mapsto$ Au nur durch das Verhalten der inversen Steigung im hochenergetischen Bereich einfügen. Dieser Befund ist direkt mit der Feststellung gleichzusetzen, dass es keine Möglichkeit gibt die inklusive Pionenproduktion über den gesamten betrachteten Energiebereich hinweg mit einer einzigen Quelle zu beschreiben.
Ein erster Ansatz zur Bestimmung der Parameter von mehreren Quellen stellte die Einteilung in vier Zentralitätsklassen da. Durch diese Maßnahme konnte ein Trend für das die Quelle definierende Verhältnis der Partizipanten gefunden werden. Es zeigt eine Verschiebung der Quellenrapidität auf – hin zu kleiner Rapiditäten bei zunehmender Zentralität des Stoßes. Eine mögliche Begründung liegt in der Tatsache, dass Pionen die tiefer aus der Reaktionszone stammen eine höhere Wahrscheinlichkeit aufweisen gestreut bzw. absorbiert und reemittiert worden zu sein.
Eine quantitative Klärung des Quellenverhaltens bei Pionen wird nur möglich, wenn weitere Messungen mit einer möglichst großen Abdeckung des Phasenraums beider Stoßsysteme stattfinden. Die Einbindung von theoretischen Modellen könnte bei der Beurteilung der Einteilung der Zentralitätsklassen und der Bestimmung von markanten Grenzen innerhalb des Energiebereiches von entscheidendem Vorteil sein. Das selbe trifft auf die Investigation der Generationen-Bildung während der gesamten Reaktionszeit zu.
Die Produktionsraten der $\pi^{-}$- und $\pi^{0}$-Mesonen liesen sich für die Zwecke in dieser Arbeit mit Hilfe der entsprechenden Isospin-Faktoren bestimmen. Eine experimentelle Verifikation ihrer Produktionsraten ist dennoch sinnvoll. Der Einfluss der Coulomb-Kraft auf die Winkelverteilung der Teilchenemission – welcher bei asymmetrischen Systemen anders ausfällt als bei massensymmetrischen Stoßsystemen – kann so ermittelt werden.

Der Vergleich der Teilchen-Multiplizitäten des hier betrachteten Experimentes mit denen von anderen Systemen erlaubt keinen konkreten Rückschluss auf die Richtung des fehlenden globalen Normierungsfaktors 1.7, dessen Herkunft ebenfalls noch nicht entgültig verifiziert werden konnte. Die Kollaboration setzt alles daran diesen Sachverhalt zu klären um eine entgültige Veröffentlichung der Ergebnisse zu ermöglichen.
Eine vergleichende Beurteilung der Multiplizitäten der Teilchenproduktionen ist generell nicht unproblematisch, weil die dazu benötigte Anzahl der Partizipanten an einer Reaktion und der Reaktionswirkungsquerschnitt des jeweiligen Systems stark modellabhängig sind. Deswegen ist das Ergebnis auch mit großen Unsicherheiten behaftet, was sich insbeson-

dere in der Diskrepanz der gemessenen und der berechneten Partizipantenzahlen ausdrückt.

Weil die $K^-$-Mesonen des Systems Au $\mapsto$ C nicht gemessen wurden, konnte keine Untersuchung des Produktionsraten-Verhältnisses der $K^+$- zu $K^-$-Mesonen durchgeführt werden. Die damit verbundenen Fragen nach in-Medium-Effekten, welche Einfluss auf die Kaonen haben, bleibt daher für dieses asymmetrische System unbeantwortet. Durch ein nachholen der benötigten Messungen kann das auf diesem Gebiet von der KaoS-Kollaboration betriebene Forschungsprogramm ergänzt werden.

Zum Anfertigen dieser Arbeit wurde insgesamt ein Weg von 1735 km ± 70 km auf der Strecke Weg von meiner Wohnung zur GSI mit dem Fahrrad zurückgelegt. Dazu waren am Ende eine neuer Satz Deckmäntel, Bremsbeläge und Radlagerkonuse fällig – sowie eine Batterie für den Fahrradcomputer, der hoffentlich genau genug gemessen hat. Das zeigt, dass das Anfertigen einer solchen Diplomarbeit durchaus gesund sein kann.

Anhang A

# Entwicklung einer Software zur Qualitätssicherung der ALICE TPC Auslese-Elektronik

Am Ende dieser Diplomarbeit wurde damit begonnen eine Software zu entwickeln, mit welcher man die Funktionsweise und Qualität von Mikro-Chips testen kann, die im Rahmen des ALICE-Experimentes entwickelt wurden.
Dieser Anhang dient nicht der Dokumentation des Softwarepaketes an sich, sondern der Eingliederung von diesem in das technische Gesamtkonzept. Eine Dokumentation des Quellcodes und dessen Struktur wurde mit entsprechenden Werkzeugen (Doxygen v1.2.18) erzeugt und liegt diesem bei.

## A.1 Das ALICE-Experiment

ALICE[1] wird am CERN[2] gebaut, um die Physik von stark wechselwirkender Materie bei extrem hohen Energiedichten zu erforschen. Mit den Dichten, die mit Hilfe des im Bau befindlichen LHC[3] Beschleunigers erzeugt werden können, kann man den Übergang hin zu einer neuen Phase der Materie – dem Quark-Gluon-Plasma – untersuchen. Die Existenz und die Eigenschaften einer solchen Phase sind einige der Hauptaufgaben mit denen sich die QCD-Theorie[4] auseinandersetzt. Man erhofft sich damit Aufschlüsse über das Confinement der Quarks und die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie.
Zu diesem Zweck werden die in der Reaktion erzeugten Hadronen, Elektronen, Myonen und Photonen untersucht [ALI93]. Aus den hadronischen Observablen können so zum Beipiel Informationen über die Fluktuationen auf Basis der einzelnen Ereignisse extrahiertwerden, oder der elliptische Fluss sowie azimuthale Anisotropien bei der Teilchenproduktion beobachtet werden. Die leptonischen Observablen erlauben u.a. eine vielfälltige spektroskopische Investigation der *D*- und *B*-Mesonen sowie des Quarkonium-Systems. Auch die Entstehung

[1] **A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment
[2] **C**entre **E**uropéen de **R**echerche **N**ucléaire
[3] **L**arge **H**adron **C**ollider
[4] **Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik

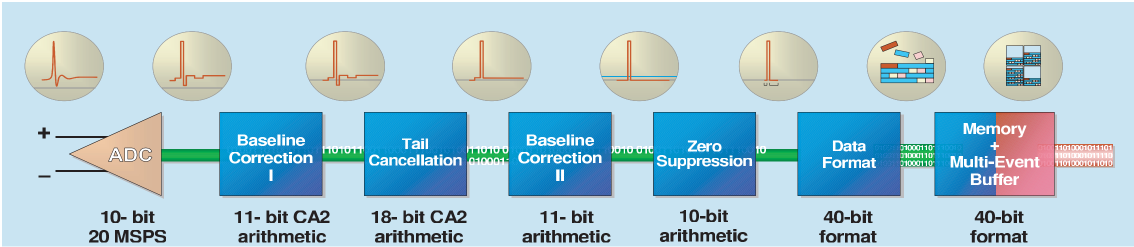


Abbildung A.1: Das Bild zeigt schematisch den Aufbau eines der 16 Kanäle des ALTRO-Chips. Die Piktogramme zeigen dabei die Wirkung der verschiedenen Baugruppen auf das Signal.

von $Z_0$-Bosonen und der $\omega$-, bzw. $\phi$-Mesonen stellt ein Forschungsziel von ALICE dar. Einen Überblick über das Szenario und die Zielsetzungen verschafft [Bra99].
Das Experiment besteht dazu aus mehreren Detektorgruppen die auf die verschiedenen Aufgaben hin optimiert wurden [ALI95]. Im wesentlichen sind dies das innere Spurrekonstruktionssystem, das Photon-Spektrometer, die Myon-Detektoren, das Null-Grad-Kalorimeter und die Zeit-Projektionskammern[5] . Diese Kammern werden zum Teil an der GSI entworfen und gebaut. Eine detailierte Beschreibung und Spezifikation der Kammern ist in [ALI00] festgehalten.

## A.2 Die PASA- und ALTRO-Chips

Zur Verarbeitung der Signale der insgesamt 557568 Kanäle ist die Auslese-Elektronik der 36 ALICE TPC's hierarchisch gegliedert [ALI01]. Pro Kammer lesen 121 Font End Cards (FEC) die Signale von jeweils 128 Kanälen aus. Die FEC's einer Kammer werden von einer Readout Control Unit (RCU) angesteuert, welche das Bindeglied zur Daten-Akquisition, dem Trigger-System und dem Detektor-Kontrolsystem darstellt. Eine FEC beherbergt neben den nötigen Kontrolleinheiten jeweils 8 Exemplare eines Ladungs- zu Spannungssignalkonverters (PASA) der gleichzeitig die Eingangspulse aus den Kammern formt. Jeder dieser 8 Chips ist eingangsseitig an 16 Kanäle der Kammern angeschlossen und ist ausgangsseitig an 8 integrierte Schaltkreise – den ALTRO-Chips[6] – gekoppelt. Diese enthalten mehrere Funktionsgruppen zur Digitalisierung, Filterung, Analyse und Kompression der Signale [Bac98]. Das besondere daran, was auch die technische Herausforderung an diesem Chip ausmacht, ist der Umstand, dass analoge sowie digitale Schaltkreise auf einem Mikro-Chip vereint sind. Dies bringt z.B. hohe Anforderungen an die Stabilität der Versorgungsspannung mit sich.
Eine Überblick über die Funktionsgruppen des ALTRO-Chips gibt Abbildung A.1. Die zuvor den Kammern entnommenen Ladungssignale wurden vom PASA in entsprechende Spannungsamplituden umgewandelt und liegen nun eingangsseitig am ADC des ALTRO an. Nachdem ein Puls digitalisiert wurde wird zum ersten mal eine Normierung auf null Volt vorgenommen (Baseline Correction), um in der Zeit variable systematische Verschiebungen des ganzen Signals heraus zu filtern. Im zweiten Schritt werden die für Gasdetektoren oftmals charakteristischen Signal-Schwänze mittles eines vierstufigen Filters geglättet (Tail Cancellation). Das verbleibende Plateau wird dann in einer zweiten Null-Korrektur weggeschnitten.

[5]engl. **T**ime **P**rojection **C**amber
[6]**AL**ICE **T**PC **R**ead**o**ut-Chip

Um die Datenmenge zu komprimieren wird von nun an nur noch die Zeit und die Amplitude eines verbleibenden Pulses gespeichert (Zero Suppression), wobei diese Informationen in eine fortlaufende Liste gepackt werden (Data Format). Diese Listen – pro Ereignis eine – werden zum Schluss in einem Puffer abgelegt, bis sie dort von der übergeordneten Schalteinheit ausgelesen werden. Eine detailierte Beschreibung der gesamten Signalprozesskette ist im ALTRO-Handbuch [ALI02] dargelegt.

## A.3 Die Testanforderungen und deren Umsetzung

Da es sich bei der Auslese-Elektronik um technisch anspruchsvolle Neuentwicklungen handelt und ihr Einsatzort nach der Fertigstellung des Experimentaufbaus nur schwer zugängig ist, muß sie vor ihrer Verwendung ausgiebig getestet werden. Dazu dient ein an der Technischen Universität Darmstadt und der Universität Frankfurt entwickelter Teststand, welcher mit einem Software-Packet betrieben wird das teilweise im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellt wurde. Es handelt sich um mehrere Module die in C bzw. C++ mit der GCC Compiler-Suite Version 2.95.4 unter FreeBSD bzw. Linux geschrieben wurden.
Die Tests für die PASA's laufen wiefolgt auf dem Teststand ab: Ein Signalgenerator erzeugt einen Ladungsimpuls ähnlich wie er in den TPC's gemessen werden wird. Dieser wird vom zu testenden PASA in einen Spannungsimpuls umgewandelt und dann von einem in den Teststand integrierten ADC umgewandelt. Die resultierenden digitalen Samples werden über einen speziell entwickelten Bus und mehrere Interface-Karten von einem PC ausgelesen und liegen am Ende im Hauptspeicher des Rechners vor. Die Testsoftware muß dann die Verarbeitungsschritte des ALTRO-Chips zum Teil simulieren, um eine Aussage über die Funktionsweise des PASA gewinnen zu können. Weil zu Beginn der Arbeiten die Hardware für den Teststand noch nicht verfügbar war mußte ein Modul geschieben werden, welches die Funktionalität der fehlenden Elektronik simuliert.
Ziel ist es verschiedene Kenngrößen aus den Samples zu extrahieren, um die Linearität und den Rausch-Pegel der PASA's zu ermitteln. Eine weitere Aufgabe besteht darin, die 16 Kanäle pro Chip auf Kurzschlüsse hin zu untersuchen. Dazu muß die Software zuerst ein Peak-Finding in den Samples vornehmen. Danach werden die Amplituden der Pulse einer generierten Signalkette ermittelt und mit Hilfe von Fit-Routinen wird aus diesen die Linearität bestimmt. Wenn solch eine Signalkette vom Teststand auf einen Kanal des PASA-Chips gegeben wird sollte auf allen anderen kein Signal messbar sein – so wird gleichzeitig auf Kurzschlüsse getestet.
Die verschiedenen Test-Szenarien waren zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit noch nicht abschließend ausspezifiziert. Eine bis dato aktuelle Beschreibung – auch für weiter Tests u.a. der ALTRO's und FEC's findet man bei [Mus01].
Eine Anleitung zur Benutzung und Konfiguration der Software liegt dem Quellcode bei und würde an dieser Stelle den vorgesehenen textlichen Rahmen sprengen.

# Literaturverzeichnis


[Aic85] J. Aichelin and C. M. Ko. "Subthreshold Kaon Production as a Probe of the Nuclear Equation of State". *Physical Review Letters*, Vol. 22, p. 2661, 1985.

[Aic86] J. Aichelin and H. Stöcker. "Quantum-Molecular-Dynamics – A Novel Approach to N-Body Correlations in Heavy-Ion Collisions". *Physics Letters B*, Vol. 176, 1986.

[ALI00] ALICE Collaboration. "Technical Design Report of the Time Projection Chamber". Tech. Rep. 7, CERN, Geneva, 2000. CERN/LHCC-2000-001.

[ALI01] *ALICE TPC Readout Bus*. CERN, November 2001. Draft Version 0.1.

[ALI02] *ALICE TCP Readout Chip User Manual*. CERN, June 2002. Draft Version 0.2.

[ALI93] *Letter of Intent for a large Ion Collider Experiment*, LHC Experiments Committee, CERN, Geneva, 1993.

[ALI95] ALICE Collaboration. "A Large Ion Collider Experiment - Technical Proposal". Tech. Rep., CERN, Geneva, 1995. CERN/LHCC-95-71.

[Bac98] J. Bächler, J. C. Berset, T. Christiansson, C. Engster, R. E. Bosch, H. G. Fischer, F. Formenti, J. C. Legrand, L. Musa, M. Spegel, P. Szymanski, J. C. Tarle, W. Amend, E. Koehler, R. Renford, G. Rüshman, M. Urban, T. Witzmann, P. Donni, D. L. Marra, and L. Rosselet. "Front-End Electronics for the ALICE TPC-Detector". In: *Proceedings of the 4th Workshop on Electronics for LHC Experiments*, Rome, September 1998.

[Bal93] P. Baltes. *Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, 1993.

[Bar97] R. Barth. "Subthreshold Production of Kaons and Antikaons in Nucleus-Nucleus Collisions at equivalent Beam Energies". *Physical Review Letters*, Vol. 48, p. 4007, 1997.

[Bas94] S. Bass, M. Hoffmann, C. Hartnack, H. Stöcker, and W. Greiner. "Probing $\Delta$ Resonance Production in Au+Au Collisions at 1 GeV/Nucleon". *Physics Letters B*, Vol. 335, p. 289, 1994.

[Bec93] P. Beckerle. *Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaonspektrometer*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, 1993.

[Ber00] K. Bernd. "Private Mittelungen". Tech. Rep., GSI, 2000.

[Bet85] H. Bethe and G. Brown. "Wie eine Supernova explodiert". *Spektrum der Wissenschaft*, Vol. 7, 1985.

[Bra99] P. Braun-Munzinger. "Physics of Ultra-Relativistic Nuclear Collisions with Heavy Beams at LHC Energy". *arXiv Preprint Server*, 1999. nucl-ex/9908007.

[Bri93] D. Brill. *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Univerität, 1993.

[Bri96] D. Brill. "Studies of Out-of-Plane Emission of Pions in symmetric heavy-ion Collisions". *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 357, p. 207, 1996.

[Bro82] G. Brown, H. Bethe, and G. Baym. "Supernova Theory". *Nuclear Physics A*, Vol. 375, p. 481, 1982.

[Bro94] G. E. Brown and H. A. Bethe. "A Scenario for a Large Number of Low Mass Black Holes in the Galaxy". *The Astrophysical Journal*, Vol. 423, p. 659, 1994.

[Cas90] W. Cassing. "Production of Energetic Particles in Heavy-Ion Collisions". *Physics Reports*, Vol. 188, 1990.

[Cha70] G. Charpak, D. Rahm, and H. Steiner. "Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers". *Nuclear Instruments and Methods*, 1970.

[Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani, and J. Vandermeulen. "Equilibration in relativistic Nuclear Collisions. A Monte Carlo Calculation". *Nuclear Physics A*, Vol. 352, 1981.

[For03] A. Förster. *Diese Arbeit befindet sich zur Zeit in Vorbereitung*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2003.

[For98] A. Förster. *Pionenproduktion und thermische Konzepte in relativistischen Schwerionenreaktionen*. Diplomarbeit, TU-Darmstadt, 1998.

[Gei93] G. Geiermann. *Aufbau und Test der Auswerte-Elektronik einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonspektrometer*. Diplomarbeit, Fachhochschule Darmstadt, 1993.

[Gro93a] C. Group. *Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013*. CERN, 3.21 Ed., 1993.

[Gro93b] C. Group. *Minuit-Users Guide*. CERN, program library d506 Ed., 1993.

[Har93] C. Hartnack. *Beschreibung von Flußeffekten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen*. Dissertation, Universität Frankfurt, 1993.

[Koh90] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppl, B. Schlei, and F. Pühlhofer. "Status of the ToF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer at SIS". In: *GSI Scientific Report*, GSI, 1990.

[Kru85] H. Kruse, B. V. Jacak, J. J. Molitoris, G. D. Westfall, and H. Stöcker. "Vlasov-Uehling-Uhlenbeck Theory of Medium-Energy Heavy Ion Reactions: Role of Mean Field Dynamics and Two Body Collisions". *Physical Review C*, Vol. 31, 1985.

[Lau99a] F. Laue. *Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern-Stößen*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1999.

[Lau99b] F. Laue, C. Sturm, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, G. Surowka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Waluś. "Medium Effects in Kaon and Antikaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies". *Physical Review Letters*, Vol. 82, p. 1640, 1999.

[Leo87] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.

[Men00] M. Menzel. *Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der $K^+$- und $K^-$-Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV*. Dissertation, Philipps-Universität Marburg (D), 2000.

[Mis94] D. Miśkowiec, E. Grosse, P. Senger, and W. Waluś. "Threshold Cherenkov Detectors for a Meson in a Magnetic Spectrometer". *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 350, p. 174, 1994.

[Mun93] C. Müntz. *Untersuchungen zur Pionenproduktion in relativistischen Schwerionenreaktionen symmetrischer Massensysteme*. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1993.

[Mus01] L. Musa, L. Ostermann, and R. Renfordt. "Requirements and procedures for the acceptance tests of the ALICE TPC FEE". Tech. Rep., CERN, 20001.

[Par00] Particle Data Group, Ed. *Particle Data Booklet*. Springer, 2000.

[Pop93] H. Pöppl. *Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der Reaktion Au + Au bei GeV/u Strahlenergie*. Dissertation, Phillips-Universität Marburg/Lahn, 1993.

[Sar91] A. Sartorius. *Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, 1991.

[Sch03] A. Schmah. *Produktion von Kaonen und Pionen im Stosssystem $^{197}Au \mapsto\ ^{12}C$ bei relativistischen Energien*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2003.

[Sch91] R. Schicker, W. Ahner, and Koćzon. "Simulation of first and secound Level Trigger for the Kaon Spectrometer". In: *GSI Scientific Report*, GSI, 1991.

[Sch96] E. Schwab. "Private Mitteilung". Tech. Rep., GSI, 1996.

[Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, W. Konrad, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, W. Prokopowicz, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, B. Schlei, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. "The Kaon Spectrometer at SIS (GSI)". *Nuclear Instruments and Methods A*, 1993.

[Shi92] Y. Shin. *Energie- und Flugzeitmessung im Projektilfragmentationsbereich in Kern-Kern-Stößen bei 1 AGeV*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt/Main, 1992.

[Shi98] Y. Shin. "Enhanced Out-of-Plane Emission of $K^+$ Mesons observed in Au+Au Collisions at 1 AGeV". *Physical Review Letters*, Vol. 81, p. 1576, 1998.

[Ste91] H. Stelzer. "Multiwire Chambers with a Two-Stage Gas Amplification". *Nuclear Instruments and Methods*, 1991.

[Stu01a] C. Sturm. "Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy Ion Collisions". *Physical Review Letters*, Vol. 86, p. 39, 2001.

[Stu01b] C. Sturm. *$K^+$-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001.

[Uhl03] F. Uhlig. *Diese Arbeit befindet sich zur Zeit in Vorbereitung*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2003.

[Wag92] A. Wagner. *Flugzeitmessung am Kaonenspektrometer*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, 1992.

[Wag94] A. Wagner, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, J. Hehner, and H. Stelzer. "Curing Wire Chamber Aging". In: *GSI Scientific Report*, GSI, 1994.

[Wag96] A. Wagner. *Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik*. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1996.

[Wes76] G. Westfall, J. Gosset, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, W. G. Meyer, H. H. Gutbrod, R. Sandoval, and A. Stock. "Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Heavy-Ion Collisions". *Physical Review Letters*, Vol. 37, 1976.