Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem $^{12}\mathrm{C} + {}^{197}\mathrm{Au}$ bei relativistischen Energien

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik
Technische Universität Darmstadt

Alexander Schmah

Februar 2003

Don't Panic

"Per Anhalter durch die Galaxis"

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Motivation und Einleitung

Relativistische Schwerionenreaktionen geben uns die Möglichkeit, Materie in extemen Zuständen zu untersuchen. Innerhalb der Reaktionszone einer Kollision wird Kernmaterie auf ein vielfaches ihrer Sättigungsdichte komprimiert. Nukleonen werden angeregt, Teilchen werden erzeugt und teilweise wieder absorbiert. Manche Teilchen, die das Reaktionsvolumen verlassen, bieten uns einen Einblick in das Innerste des sogenannten Feuerballs. Erkenntnisse aus solchen kernphysikalischen Experimenten können zum Verständnis astrophysikalischer Phänomene beitragen. So herrschen in Neutronensternen und während Supernovaexplosionen ähnliche Bedingungen wie während der Kollision zweier Kerne. Die meisten bisher durchgeführten Experimente im Bereich der Schwerionenphysik beschränkten sich auf massensymmetrische Systeme, d.h. es wurden gleiche Projektil- und Targetelemente verwendet. Die daraus folgende Symmetrie der Reaktionen vereinfacht Rückschlüsse auf die Phasenraumverteilung der produzierten Teilchen. Es ergeben sich jedoch dadurch auch Einschränkungen bzgl. der messbaren Observablen. Die Untersuchung asymmetrischer Systeme bietet die Möglichkeit, Informationen über Teilchen-Produktionsmechanismen und Abschattungsphänomene zu erhalten. Hierzu wurden Messdaten einer C+Au Strahlzeit vom Kaonenspektrometer KaoS analysiert. In [Lau99] und [Lau00] wurden diese Daten bereits vorgestellt und in Bezug auf BUU[1]-Rechnungen interpretiert. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des Schwerpunktsystems der Teilchenquelle von Kaonen und Pionen unter Berücksichtigung der polaren Anisotropie.

1.1 Erzeugung von Kaonen und Pionen in Kern-Kern-Stößen

Im Folgenden werden einige generelle Eigenschaften und wichtige Produktionskanäle von Pionen und Kaonen vorgestellt. Die beiden Teilchenspezies gehören zu den Mesonen, d.h. sie bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Pionen bilden ein Isospintriplett und kommen daher als positiv-, negativ- und nichtgeladene Teilchen vor. Kaonen werden in die zwei

[1]BUU: Boltzmann-Ueling-Uhlenbeck Modell

Dubletts (K^+, K^-) und (K^0_S, K^0_L) eingeteilt.

1.1.1 Pionenproduktion

Geladene Pionen haben eine Masse von $m_{\pi^\pm} = 139.6$ MeV/c^2 und eine mittlere Lebensdauer von $\tau_{\pi^\pm} = 26\,$ns. Bei SIS[2]-Energien (bis 2 AGeV) werden Pionen hauptsächlich über den Zerfall von Δ-Resonanzen produziert. Diese werden wiederum durch Nukleon-Nukleon Stöße angeregt.

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

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

bzw.

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

In darauffolgenden Stößen von Pionen und Nukleonen kann es zur Reabsorption von Pionen kommen. Da die Absorption ein 3-Körperprozess ist, bzw. in zwei Stufen abläuft (1.4, 1.5), ergibt sich eine relativ große mittlere freie Weglänge für Pionenabsorption von ca. 5 fm [Sen00].

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

$$N + \Delta \rightarrow N + N \tag{1.5}$$

So werden mehrere Zyklen durchlaufen, bis es zur Emission der Pionen aus der Reaktionszone kommt. Die Anzahl produzierter Pionen (Pionenmultiplizität) ist im Wesentlichen proportional zur Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen (Partizipanten). Dies zeigen Daten im Bereich von SIS, AGS und SPS Energien (1-200 AGeV). Bei schweren Kernen und niedrigen Energien sinkt jedoch die Ausbeute der Pionen pro am Stoß teilnehmenden Nukleonen. Dies lässt sich durch die vermehrte Absorbtion der Pionen durch die großen Kerne erklären [Sen00]. Weiterhin lassen Untersuchungen zur Pionenproduktion darauf schließen, dass hochenergetische Pionen aus der frühen und dichten Phase einer Schwerionenreaktion stammen, während die niederenergetischen zu einem späteren Zeitpunkt emittiert werden [Wag96].

1.1.2 Kaonenproduktion

Geladenen Kaonen haben nur etwa die halbe mittlere Lebensdauer von Pionen ($\tau_{K^\pm} = 12$ ns) und besitzen eine Masse von $m_{K^\pm} = 493.8\,$MeV/c^2. Für K^+-Mesonen ist der energetisch günstigste Produktionskanal in freien Nukleon-Nukleon Stößen

$$N + N \rightarrow K^+ + \Lambda + N\ . \tag{1.6}$$

[2]SIS: Schwerionensynchrotron

K^--Mesonen oder Antikaonen können im energetisch günstigsten Fall wegen der Strangenesserhaltung nur in Paarproduktion mit einem K^+-Meson produziert werden.

$$N + N \rightarrow K^+ + K^- + N + N \tag{1.7}$$

Abb. 1.1 zeigt die zu den Reaktionen 1.6 und 1.7 zugehörigen Quark-Liniendiagramme. Man sieht, dass in beiden Fällen ein strange-antistrange-Quark-Paar produziert werden muss. Dies erklärt den im Gegensatz zu Pionen sehr viel höheren Energiebedarf im Schwerpunktsystem zur Produktion von Kaonen. In Abb. 1.2 sind zwei Quark-Liniendiagramme als Beispiele zur Produktion von geladenen Kaonen in sekundären Reaktionen dargestellt. Diese Kaonen stammen aus der 2. oder höheren Generation von Stößen. Kollidieren Pionen (oder Δ-Resonanzen), die in NN-Stößen erzeugt wurden, mit Nukleonen, können Kaonen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwelle produziert werden. Dabei dienen die Teilchen als Energiezwischenspeicher für die Kaonenproduktion. Antikaonen können energetisch günstig in strangeness-Austauschreaktionen erzeugt werden. Hierbei wird das strange-Quark in einem bereits erzeugtem Hyperon das mit einem Pion stößt, in ein Antikaon transferiert (1.2 rechts). Die Kaonenmultiplizitäten steigen überproportional mit der Anzahl der Partizipanten an. Dies lässt auf die dominierende Rolle von Vielfachstößen bei der Kaonenproduktion schließen.

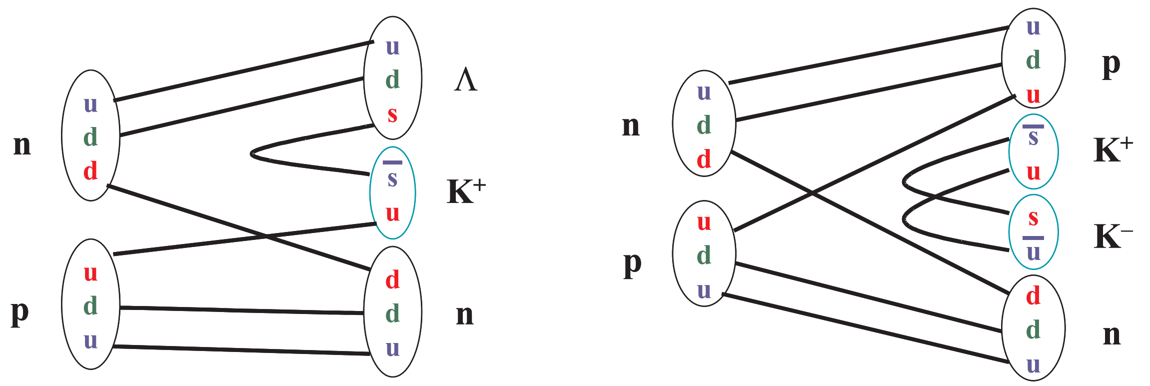


Abbildung 1.1: *Quark-Liniendiagramme zur Produktion von K^+ und K^- Mesonen in NN-Stößen.*

1.1.3 Schwerpunktsenergie und Nukleon-Nukleon-Schwelle für Kaonen

Die bei einer Kollision von Teilchen im Schwerpunkt zur Verfügung stehende Energie ist bestimmt durch

$$E_{CM} = \left[(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 c + \vec{p}_2 c)^2 \right]^{1/2} = \sqrt{s}. \tag{1.8}$$

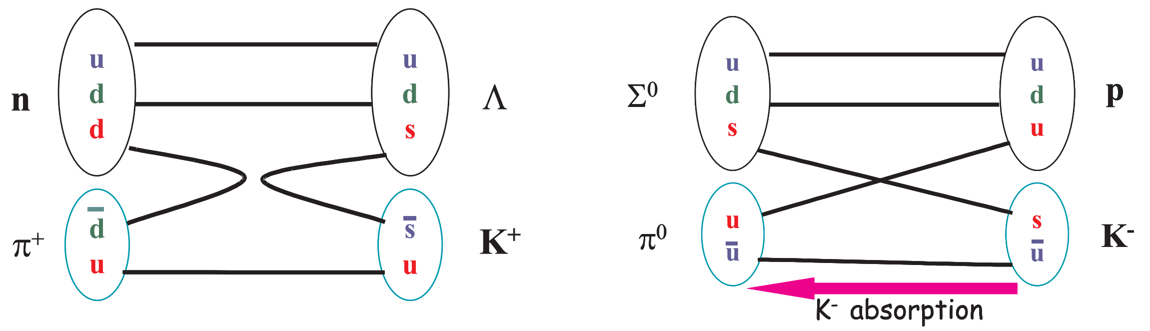


Abbildung 1.2: *Quark-Liniendiagramme zur Produktion von K^+ und K^- Mesonen in sekundären Reaktionen.*

Hierbei bezeichnet s die Lorentz-invariante Mandelstam-Variable. Im Fall eines im Laborsystem ruhenden Teilchens vereinfacht sich Gleichung 1.8 zu

$$E_{CM} = \left((m_1c^2)^2 + (m_2c^2)^2 + 2E_{1,lab} \cdot m_2c^2\right)^{1/2}. \tag{1.9}$$

Die Schwellenenergien für die Reaktionen 1.6 und 1.7 ergeben sich zu

$$\sqrt{s_{NN}^{K+}} = m_N \cdot c^2 + m_\Lambda \cdot c^2 + m_{K^+} \cdot c^2 = 2.55 \text{ GeV und} \tag{1.10}$$

$$\sqrt{s_{NN}^{K-}} = 2 \cdot m_N \cdot c^2 + m_{K^-} \cdot c^2 + m_{K^+} \cdot c^2 = 2.86 \text{ GeV}. \tag{1.11}$$

Somit können die nötigen kinetischen Energien im Laborsystem zur Produktion der Teilchen in Nukleon-Nukleon Stößen berechnet werden. Diese sind für geladene Kaonen

$$E_{kin}^{K+} = 1.58 \text{ GeV und} \tag{1.12}$$

$$E_{kin}^{K-} = 2.50 \text{ GeV}. \tag{1.13}$$

K^+ und K^- haben somit unterschiedliche Schwellenenergien trotz gleicher Masse. Dies führt dazu, dass die K^+-Produktionsraten im Bereich der Schwellenenergien höher ausfallen als die der Antikaonen.

1.2 Mittlere freie Weglänge von Kaonen und Pionen in Kernmaterie

Abb. 1.3 zeigt totale Streuquerschnitte von Kaonen und Pionen mit Protonen in Abhängigkeit des Laborimpulses. Damit läßt sich die mittlere freie Weglänge der Teilchen in Kernmaterie nach

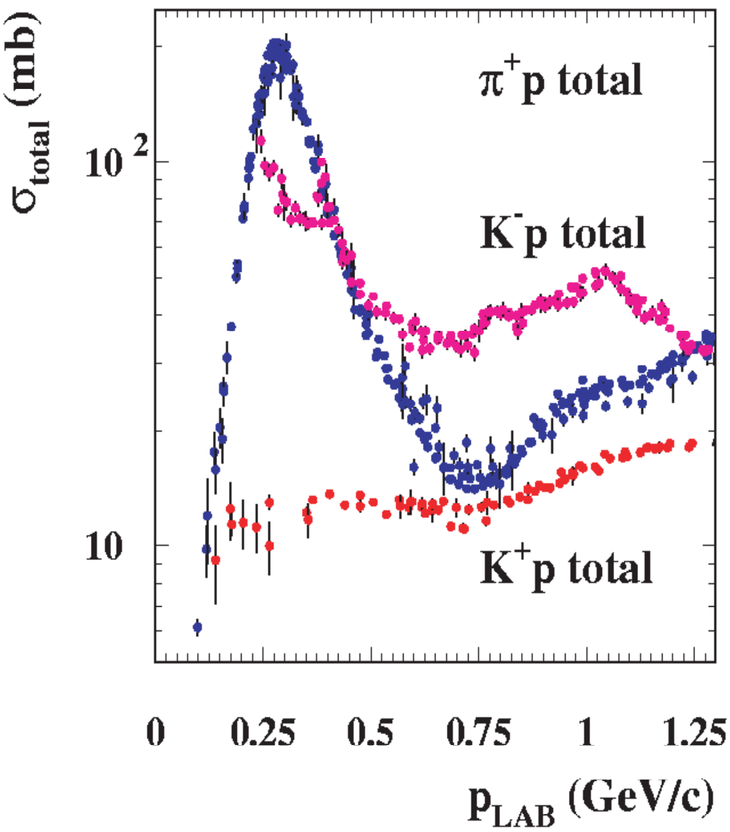


Abbildung 1.3: *K^+-Proton, K^--Proton und π^+-Proton-Streuquerschnitte in Abhängigkeit des Laborimpulses.*

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \cdot \rho} \tag{1.14}$$

berechnen. Für π^+p-Streuung ergibt sich mit der Kerndichte $\rho = 0.17$ fm^{-3} und einem Streuquerschnitt im Bereich der Δ-Resonanz von $\sigma = 200$ mb eine mittlere freie Weglänge für Pionen von etwa $\sigma_\pi \approx 0.3$ fm. Antikaonen können ebenfalls durch Kollision mit einem Nukleon absorbiert werden (s. Abb. 1.2, rechts). K^- haben eine mittlere freie Weglänge von $\lambda_{K^-} \approx 0.8$ fm. Der Austausch von strange-Quarks spielt bei positiv geladenen Kaonen eine untergeordnete Rolle. Sie kommen mit $\lambda_{K^+} \approx 5$ fm relativ ungestört aus der Reaktionszone und können somit als direkte Informationsquellen der Reaktion dienen.

Kapitel 2

Experimentaufbau

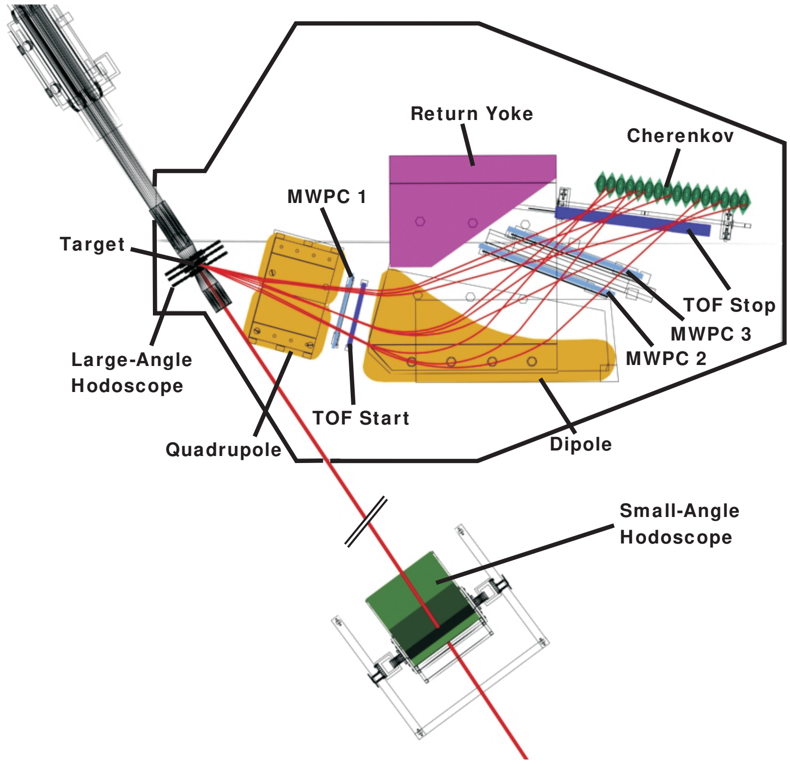
2.1 Das KaonenSpektrometer KaoS

Die Beschleunigeranlage der GSI, bestehend aus einem Injektor (UNILAC[1]) und dem Schwerionensynchrotron (SIS) liefert Schwerionenstrahlen mit Energien bis zu 2 AGeV für Kerne mit $Z = A/2$ und Goldstrahlen bis zu einer Energie von 1.1 AGeV. Das Kaonenspektrometer steht in Cave C der Hochenergietargethalle. Das Spektrometer wurde speziell zur Messung von Kaonen gebaut. Hierzu war wegen der geringen mittleren Lebensdauer von Kaonen ($c\tau_{K^\pm} \cong 3.7\,m$) ein kompakter Aufbau nötig. Die maximale Flugstrecke zwischen Target und Fokalebene (F-Detektor) beträgt lediglich 6 m. Das Magnetsystem besteht aus einer doppelfokussierenden Quadrupol-Dipol Anordnung, die auf einer Lafette verankert ist. Das Spektrometer mit einer Gesamtmasse von 120 t kann mit Hilfe von Luftkissen in einem Bereich von $0^\circ - 130^\circ$ um den Targetpunkt gedreht werden; dabei können große Teile des Phasenraums vermessen werden. Das Detektorsystem besteht aus drei Vieldrahtproportionalkammern (engl. Multi Wire Proportional Chamber MWPC), einem Start- und Stoppdetektor (D- bzw. F-Detektor), einem Cherenkovdetektor, sowie einem Klein- und Großwinkelhodoskop [Sen93].

2.1.1 Das Magnetsystem

Der Dipolmagnet bildet den zentralen Bereich des Spektrometers; durch seine spezielle Form fokussiert er Teilchen mit gleichem Impuls auf einen Punkt in der Fokalebene (F-Detektor). Somit ist eine einfache Identifizierung der Teilchenimpulse möglich. Mit einer maximalen magnetischen Flussdichte von 1.95 T kann der Magnet einfach geladene Teilchen mit einem Impuls von 1.8 GeV/c um 45° ablenken. Der Quadrupolmagnet steht zwischen Targetpunkt und Dipolmagnet. Er fokussiert Teilchen, die aus dem Target kommen, in vertikaler Richtung und defokussiert sie in horizontaler Richtung. Der Magnet sorgt damit für eine vertikale Akzeptanzvergrößerung, während gleichzeitig die Trajektorien in horizontaler Richtung aufgeweitet werden.

[1]UNILAC: Universal Linear Accelerator



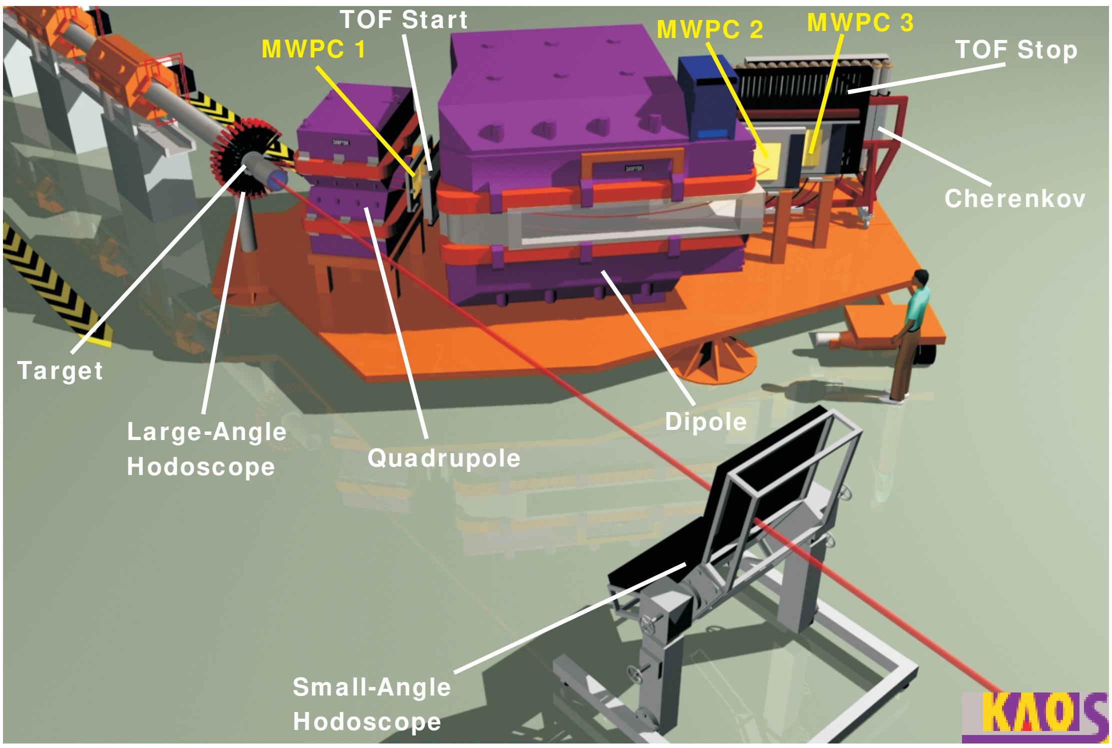


Abbildung 2.1: *Oben ist ein Horizontalschnitt des Spektrometers mit eingezeichneten Trajektorien zu sehen. Zu erkennnen sind neben Magnetsystem und Hodoskopen die verschiedenen Detektorgruppen zur Impuls- Zeit(ToF)- und Ortsbestimmung(MWPC). Auf dem unteren Teil der Seite ist die zugehörige 3D-Ansicht mit Größenvergleich.*

2.1.2 Das Targethodoskop

Das Großwinkel- oder Targethodoskop (T-Detektor) umschließt das Strahlrohr dicht hinter dem Target. Es besteht aus 84 Plastikszintillationszählern, die in drei konzentrischen Ringen angeordnet sind. Sie decken einen Winkelbereich von $12° - 48°$, gemessen von der Strahlachse aus, ab. Das Targethodoskop misst die Multiplizität der Ereignisse und gibt gleichzeitig den Reaktionszeitpunkt an. Die Zentralität eines Stoßes kann durch die Anzahl der getroffenen Module (Multiplizität) bestimmt werden. Die Zeitauflösung des Targethodoskops beträgt 180 ps (FWHM).

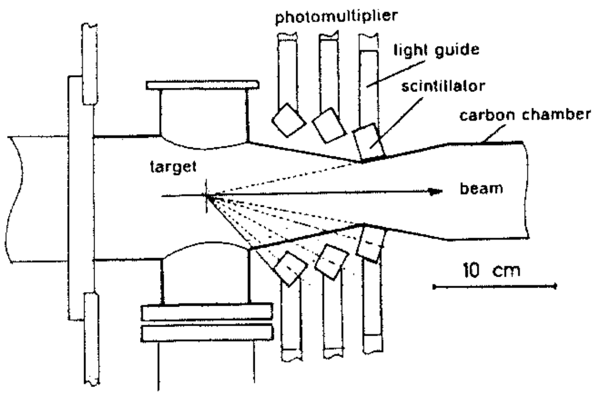


Abbildung 2.2: *Seitenansicht der Targetkammer mit Großwinkelhodoskop. Zu sehen sind die drei Reihen von Szintillatormodulen.*

2.1.3 Start- und Stoppdetektor

Der TOF-Startdetektor (**T**ime **O**f **F**light - Flugzeit) befindet sich zwischen Quadrupol- und Dipolmagnet [Wag92]. 16 in einer vertikalen Reihe angeordnete Plastikszintillationszähler geben beim Durchflug eines geladenen Teilchens ein Startzeitsignal für die Flugzeitmessung. Die Szintillatoren haben eine Dicke von 4 mm, um die Kleinwinkelstreuung zu minimieren. Die Zeitauflösung des Detektors für minimal ionisierende Teilchen liegt bei 350 ps (FWHM). In der Fokalebene des Dipolmagneten steht der TOF-Stoppdetektor [Koh90]. Seine 30 Plastikszintillationszähler besitzen eine Zeitauflösung von 100 ps (FWHM). Anhand der Position (der Nummer) des getroffenen Szintillators kann der Impuls des Teilchens ermittelt werden. Dies geschieht mit einer Impulsauflösung[2] von ca. $\delta p/p \approx 4\%$.

2.1.4 Die Vieldrahtproportionalkammern

Die erste der drei MWPCs ist zwischen Quadrupol- und Dipolmagnet angebracht, die beiden anderen stehen hintereinander zwischen der Austrittsöffnung des Dipols und der

[2]Impulsauflösung ohne Spurrekonstruktion

Fokalebene. Die Kammern können mit einer Ortsauflösung von ca. 0.5 mm den Durchstoßpunkt der Teilchenbahnen bestimmen. Mit den drei gemessenen Raumpunkten lassen sich die Trajektorien der Teilchen rekonstruieren. Die Kammern besitzen eine zweistufige Signalverstärkung [Cha70]. Diese ist schematisch in Abb. 2.3 dargestellt. Der mehrstufige Aufbau ist nötig, um die Raumladungsgrenze für einfache MWPCs zu überschreiten. In einer Vorverstärkerstufe werden die primär ausgelösten Ionisationselektronen um den Faktor 100 erhöht. Danach gelangen sie über eine Transferstrecke zu den Drahtebenen. Die horizontal und vertikal gespannten Drähte bilden die Kathoden. Sie sind symmetrisch entlang einer um 45° verdrehten Anodenebene aufgespannt. Hier findet eine zweite Stufe der Gasverstärkung um den Faktor 1000 statt. Die Elektronen fließen auf der Anodenebene ab, während sich die poitiven Ionen zu den Kathodendrähten hin bewegen. Durch die Fortbewegung der Ionen von den Anodendrähten und dem Elektronenabfluss in den Anodendrähten wird ein Signal negativer Polarität auf der Anodenebene erzeugt. Dieses influenziert ein Signal positiver Polarität in den Kathodendrähten. Durch Schwerpunktbildung der Signale kann der Durchstoßpunkt der Teilchen mit oben genannter Genauigkeit ermittelt werden. Die Gasmischung der Kammern besteht zu 78% aus Argon, 20% CO_2 und 2% n-Heptan. Diese Mischung sorgt für geringe Ablagerungen von Atomen und Molekülen auf den Drähten, die zu einem instabilen Betrieb führen [Stu96].

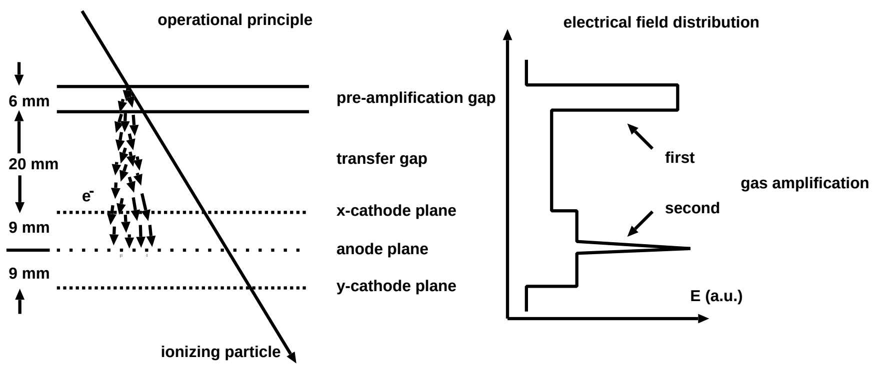


Abbildung 2.3: *Links das Prinzip einer zweitstufigen Vieldrahtproportionalkammer, rechts der schematische Verlauf der zugehörigen Feldstärkeverteilung. Bilder aus [Wag96].*

2.1.5 Der Cherenkovdetektor

Die Flugzeiten der verschiedenen Teilchensorten können bei hohen Impulsen nicht mehr eindeutig voneinander getrennt werden. Um dennoch den Untergrund der Protonen zu reduzieren, steht hinter der Fokalebene ein Schwellencherenkovdetektor. Cherenkovlicht wird erst emittiert, wenn die Teilchengeschwindigkeit die Mediumlichtgeschwindigkeit übersteigt. Somit können schnelle Teilchen von langsamen getrennt werden. Der Detektor besteht aus zehn Plexiglasradiatoren mit einer Schwellengeschwindigkeit von $\beta_{th} = 0.67$ für niedrige Impulse sowie sechs Wasserradiatoren mit $\beta_{th} = 0.75$ für höhere Impulse [Mis94].

2.1.6 Das Kleinwinkelhodoskop

Das Kleinwinkel- oder Vorwärtshodoskop steht 7 m strahlabwärts vom Target entfernt [Bri93]. 380 Szintillationszähler unterschiedlicher Größe decken eine Fläche von $224 \times 192\ cm^2$ ab. Das Hodoskop dient vor allem zur Bestimmung der Reaktionsebene eines Ereignisses. Es misst den Energieverlust der Spektatoren, damit lässt sich die Ladung der Teilchen ermitteln. Desweiteren wird in Verbindung mit dem Großwinkelhodoskop die Flugzeit gemessen. Die Flugzeitmessung erlaubt eine Unterscheidung zwischen schnellen Spektatoren und langsamen Partizipanten [Shi92].

2.1.7 Die Strahlmonitorzähler

Die beiden Strahlmonitorzähler befinden sich bei $\pm 110°$ bzgl. der Strahlachse um den Targetpunkt und messen die Anzahl N_{Moni} der in diese Rückwärtsrichtung gestreuten Teilchen [Bec93]. Jeder der beiden Detektoren besteht aus drei hintereinander angeordneten Szintillatoren, die in Koinzidenz zueinander geschaltet werden. Während Eichmessungen wird ein zusätzlicher Szintillator, der sog. B1-Detektor, ca. 30 cm vor dem Target in den Strahl gefahren. Dieser misst bei verringerter Strahlintensität direkt den Strahlstrom und kann damit zur Eichung der Strahlmonitorzähler verwendet werden.

2.1.8 Trigger

Zur Reduktion des Untergrundes und der Totzeit während der Datenaufnahme werden durch verschiedene Selektionskriterien (Triggerbedingungen) nur Ergeignisse vom Datenaufnahmesystem gespeichert, die gewissen Mindestanforderungen genügen. Der Flugzeittrigger wird nur ausgelöst, wenn Start- und Stoppdetektor in einem vorher definiertem Zeitfenster hintereinander ein Signal registrieren. Wird das Zeitfenster auf die Flugzeit von Kaonen festgesetzt, können Protonen bei einem Impuls von 0.3 - 0.8 AGeV um den Faktor 200 bis 1000 und Pionen um den Faktor 10 unterdrückt werden. Bei höheren Impulsen haben sich die Flugzeiten der verschiedenen Teilchen zu sehr angenähert (s. Abb. 3.2). Da hier der Flugzeittrigger alleine nicht mehr ausreicht, wird zusätzlich der Cherenkovdetektor als Trigger verwendet. Damit ist eine Unterdrückung von Protonen um einen Faktor 4000 möglich.

Quadrupolmagnet	
Länge der Polschuhe	80 cm
Apertur	30 cm
Maximaler Feldgradient	6.6 T/m
Masse	10 t
Dipolmagnet	
Polschuhabstand	20 cm
Maximale magnetische Flussdichte B_{max}	1.95 T
Maximale Steifigkeit $R = B\rho$	5.3 Tm
Masse	100 t
Flugstrecke vom Startdetektor zur Fokalebene für p_{min}	320-380 cm
Flugstrecke vom Startdetektor zur Fokalebene für p_{max}	490-520 cm
Mittlerer Ablenkwinkel	45°
Spektrometereigenschaften	
Horizontale Winkelakzeptanz $\Delta\Theta$	$\pm$ 70 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz $\Delta\phi$	$\pm$ (80-160) mrad
Raumwinkelakzeptanz Ω	15-35 msr
Impulsakzeptanz p_{min}/p_{max}	$\simeq 2$
Maximaler Impuls	$\simeq$ 1800 MeV/c
Impulsauflösung $\delta\rho/\rho$	$\simeq 4\%$

Tabelle 2.1: *Die wichtisten Daten des Magnetspektrometers KaoS.*

Kapitel 3

Experiment und Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Schritte von der Datenaufnahme bis zur Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ beschrieben. Die dabei verwendete Datenanalyse wurde seit Beginn der KaoS-Experimente vor über 10 Jahren stetig im Rahmen von Diplom- und Doktorarbeiten weiterentwickelt.
Das Experiment wurde im April/Mai 1997 am Kaonenspektrometer der GSI (Darmstadt) durchgeführt. Kohlenstoffstrahlen $^{12}C^{6+}$ der Energien 1.0 AGeV und 1.8 AGeV wurden dabei auf Kohlenstoff- und Goldtargets geschossen. Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse von Kaonen und Pionen, die im System C+Au emittiert wurden.

3.1 Kinematische Bereiche

Das Magnetspektrometer kann um den Targetpunkt in einem Winkelbereich von $\Theta_{lab} = 0° - 130°$ gedreht werden. Für die Energie 1.0 AGeV wurden Teilchen unter dem mittleren Winkel $\Theta_{lab} = 44°$ und $\Theta_{lab} = 70°$ vermessen, während bei 1.8 AGeV Strahlenergie die Winkel $\Theta_{lab} = 40°$ und $\Theta_{lab} = 60°$ eingestellt wurden. Bei den verwendeten magnetischen Flussdichten im Dipolmagneten von 0.35 T - 1.4 T reicht der gemessene Impulsbereich von 0.156 GeV/c bis 1.182 GeV/c. Abb. 3.1 zeigt den vermessenen Phasenraumbereich in einer lorentzinvarianten Darstellung. Aufgetragen ist der Transversalimpuls p_t über der normierten Rapidität y/y_{Beam}. Die Rapidität ist definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{||}c}{E - p_{||}c} \right) . \tag{3.1}$$

Bis auf eine additive Konstante ist die Rapidität ein lorentzinvariantes Geschwindigkeitsmaß. Sie wird bestimmt aus der Gesamtenergie des Teilchens E und der zur Transformationsrichtung parallelen Impulskomponente $p_{||}$. Die Rapidität wird bzgl. des Laborsystems berechnet. Hier ergeben sich die zur Darstellung zugehörigen Transversal- und Parallelimpulse aus:

$\lvert B_{Dipol}\rvert$ [T]	Impulsbereich Δp_{lab} [GeV/c]
0.35	0.156-0.296
0.6	0.267-0.507
0.9	0.400-0.760
1.2	0.532-0.978
1.4	0.622-1.182

Tabelle 3.1: *Messbarer Impulsbereich in Abhängigkeit des eingestellten Magnetfeldes.*

$$p_{t,Lab} = p_{Lab} \cdot \sin(\Theta_{Lab}) \quad (3.2)$$

$$p_{\|,Lab} = p_{Lab} \cdot \cos(\Theta_{Lab}) \quad (3.3)$$

Jeder Laborwinkel wird in einem Bereich von $\Theta_{Lab} \pm 4°$ vermessen. Dies ergibt eine Aufweitung des gemessenen Phasenraumbereichs in Richtung der Rapiditätsachse.

Die schraffierten Felder in Abb. 3.1 markieren verschiedene Magnetfeldeinstellungen des Dipols. In Tabelle 3.1 finden sich die verwendeten magnetischen Flussdichten und die zugehörigen gemessenen Impulsbereiche.

Datenanalyse

Das vorrangige Ziel dieser Datenanalyse ist es, die interessierenden Teilchen aus den gemessenen Rohdaten herauszufiltern. Hierzu werden schon bei der Datenaufnahme, während des Experiments, durch die Einstellung verschiedener Trigger, Teilchen wie z.B. Protonen und Deuteronen unterdrückt. D.h. Ereignisse, die den Anforderungen der Trigger nicht genügen, werden nicht weggeschrieben. Die nachfolgende Analyse hat die Aufgabe mit physikalischen Auswahlkriterien die verbleibenden Ereignisse den richtigen Massen zuzuordnen oder auszusortieren.

3.2 Datenaufnahme und Datenkompression

Die Signale der Szintillatoren in den Detektoren (Hodoskope, Start- und Stoppdetektor) werden durch Fastbus QDCs[1] und -TDCs[2] digitalisiert. Anschließend werden diese Daten durch SMI[3]-Einheiten ausgelesen. Ein 8-Bit Flash ADC[4] digitalisiert die Signale der getroffen MWPC-Kanäle. Diese werden durch ein Transputersystem ausgelesen. In den

[1] QDC: Charge to Digital Converter
[2] TDC: Time to Digital Converter
[3] SMI: Segment-Manager-Interface
[4] ADC: Analog to Digital Converter

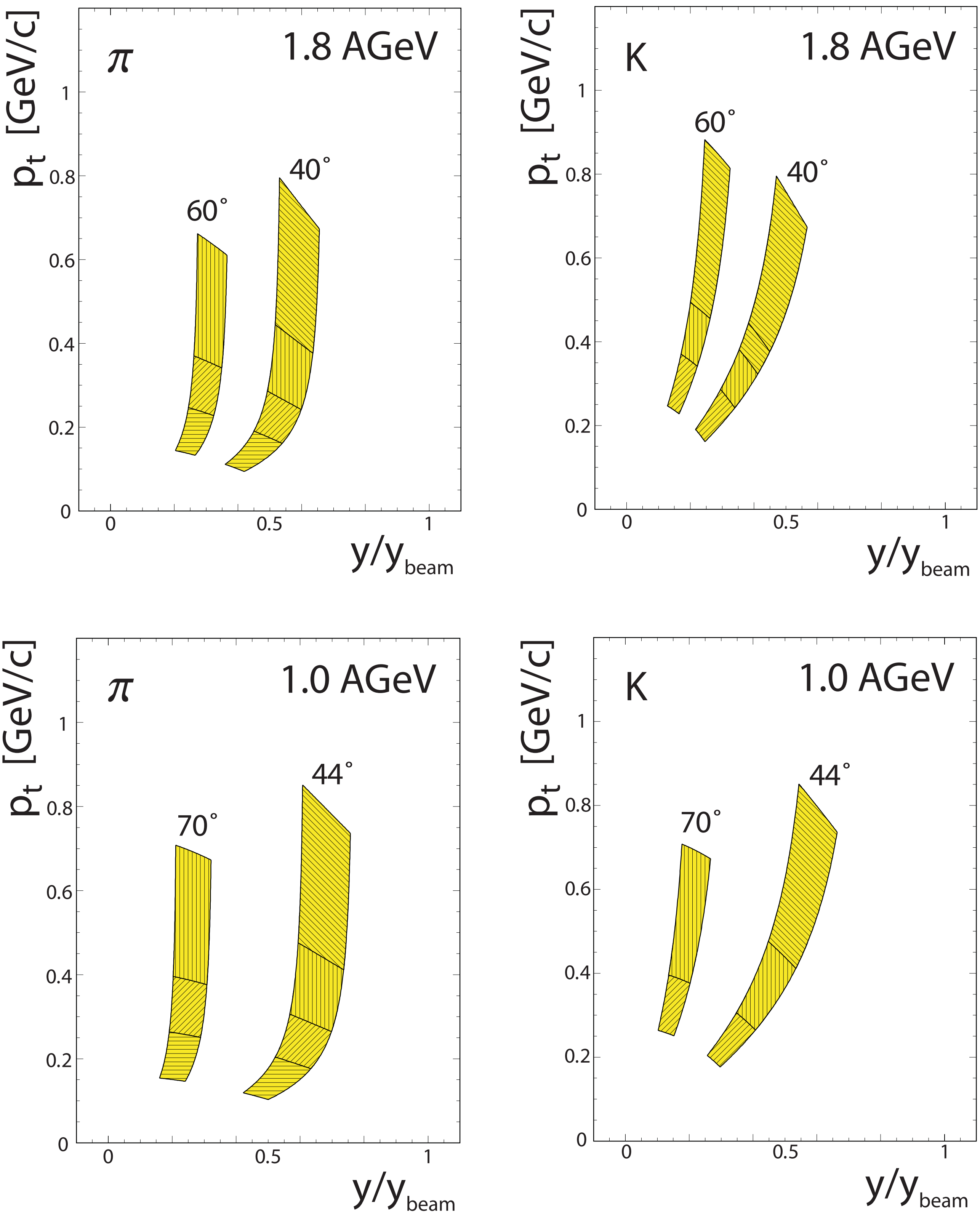


Abbildung 3.1: *Kinematische Bereiche der C+Au Strahlzeit.*

Rohdatensätzen liegen alle Informationen der Energie-, Zeit- und Ortsbestimmungen noch in Form von Nummern der QDC-, TDC- und MWPC-Kanäle vor. Während der Detektorkalibrierung wird eine Eichung der Szintillationszähler bzgl. der Flugzeit und des Energieverlustes vorgenommen. Durch Auffinden der Peaks in den MWPCs können die Durchstoßpunkte der Teilchen in cm angegeben werden. Am Ende der Kalibrierung liegen die Informationen in Form von DST[5]-Files vor. Aus den ermittelten Durchstoßpunkten und Flugzeiten können nun Teilchenspuren rekonstruiert werden. Zu jeder dieser Trajektorien werden Masse und Impuls berechnet. Zur weiteren Bearbeitung werden diese Daten in sog. N-Tuples abgespeichert. Hier liegen die Informationen in einer flexiblen Struktur vor und haben nur noch ein Datenvolumen von ca. 1/10 der Rohdatensätze.

3.3 Flugzeit

Teilchen mit verschiedener Masse können aufgrund ihres Implses und ihrer Flugzeit zwischen Start- und Stoppdetektor voneinander unterschieden werden. Dies nutzt der sog. Flugzeit- oder ToF-Trigger (Time of Flight) aus. Er lässt nur Teilchen zu, die in einem vorher definierten Flugzeitfenster die Strecke zwischen Startdetektor und einem Paddel des Stoppdetektors durchfliegen. Hierbei kann bereits eine erhebliche Anzahl von "unerwünschten" Ereignissen frühzeitig aussortiert werden.
Aus den Zeitinformationen von Targethodoskop, Start- und Stoppdetektor ist es möglich, eine Flugzeit der Teilchen zu berechnen. Um die Flugzeit möglichst genau zu ermitteln, lässt sich zwischen allen drei Detektoren eine Zeitdifferenz bilden. Aus den Informationen von Flugzeit Δt und zugehöriger Flugstrecke Δs, sowie dem Teilchenimpuls p, kann nun das Verhältnis von $\left(\frac{m}{Z}\right)$ bestimmt werden. Hierzu wird der relativistische Impuls

$$p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

wie folgt umgeformt:

$$m_0^2 = p^2 \cdot \left\{ \left(\frac{\Delta t}{\Delta s} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \right\} \tag{3.4}$$

Für Magnetspektrometer gilt folgende Beziehung zwischen Lorentzkraft $\vec{F}_L$und Zentrifugalkraft $\vec{F}_Z$:

$$\vec{F}_L = \vec{F}_Z \tag{3.5}$$

$$\Rightarrow Z(\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{mv^2}{r} \frac{\vec{r}}{r} \tag{3.6}$$

Da die Teilchen nahezu senkrecht zu den Magnetfeldlinien des Dipols eintreten, kann Gl. 3.6 wie folgt umgestellt werden:

[5]DST: Data Summary Tapes

$$\left(\frac{m}{Z}\right) \cdot \left(\frac{v}{B}\right) = r \tag{3.7}$$

Teilchen mit einer Geschwindigkeit v können bei gleichem $\left(\frac{m}{Z}\right)$ darum nicht unterschieden werden. Gleichung 3.4 wird deswegen mit $\left(\frac{1}{Z^2}\right)$ multipliziert.

$$\Rightarrow \left(\frac{m_0}{Z}\right)^2 = \left(\frac{p}{Z}\right)^2 \cdot \left\{\left(\frac{\Delta t}{\Delta s}\right)^2 - \frac{1}{c^2}\right\} \tag{3.8}$$

Abb. 3.2 zeigt, wie verschiedene Teilchensorten mit gleichem Impuls anhand ihrer Flugzeit voneinander unterschieden werden können. Bei hohen Impulsen ist eine klare Unterscheidung allein auf Grund der Flugzeiten nicht mehr möglich, da sich diese immer mehr einander annähern. Bei hohen Impulsen (ab Magnetfeldern von B=1.4 T) wird zusätzlich im Trigger ein Ereignis im Cherenkovdetektor verlangt.

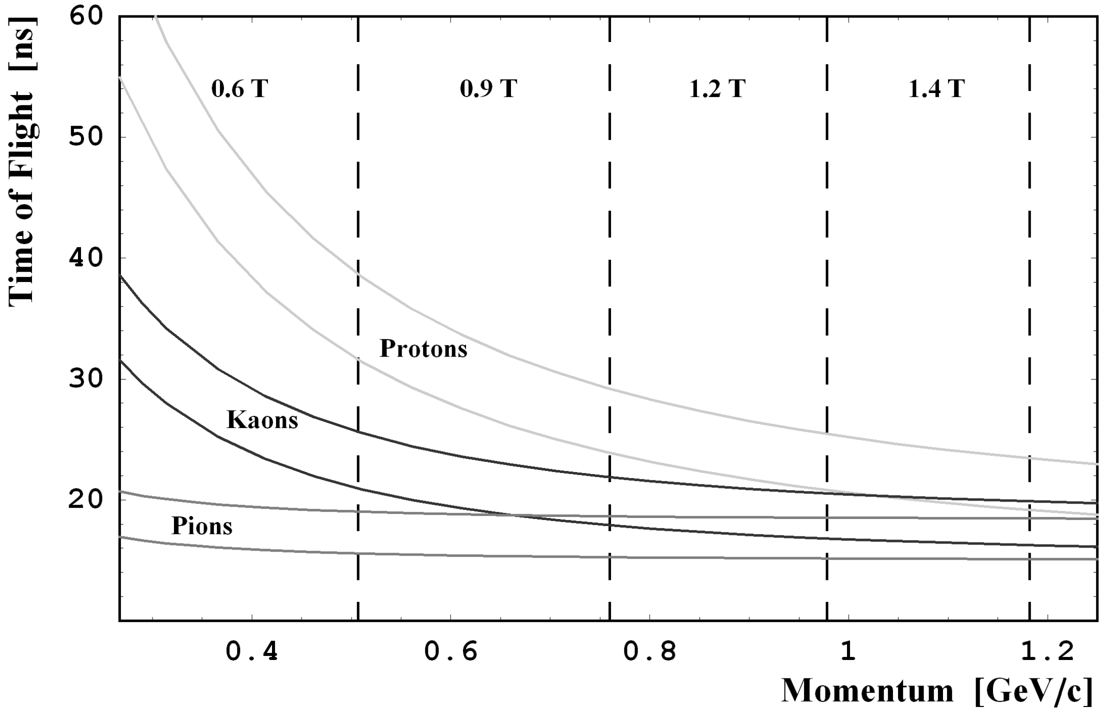


Abbildung 3.2: *Flugzeiten von Protonen, Pionen und Kaonen bei Impulsen, die vom Kaonenspektrometer gemessen werden können. Die Flugstrecken betragen 4.5 m (jeweils untere Linie) und 5.5 m (jeweils obere Linie). Die oberen Grenzen der Magnetfelder sind eingezeichnet.*

3.4 Clusterseparation

Treten mehrere Kern-Kern-Stöße während des aktiven Zeitfensters des Targethodoskops von 200 ns auf, wird die sogenannte Clusterseparationsmethode zur Unterscheidung der

Ereignisse verwendet ([Stu01],[För03],[Uhl03]). Hierbei werden Treffer in den Szintillatoren des Targethodoskops, die zeitlich eng beieinander liegen, und damit mit hoher Wahrscheinlichkeit zu einem Ereigniss gehören, zu Clustern zusammengefasst. Können die Cluster eindeutig voneinander getrennt werden, wird jedem durch Schwerpunktsbildung über die getroffenen Module eine Zeit zugeordnet. Die Trennung der Cluster ist für die Einteilung der Reaktionen in Zentralitätsklassen notwendig.

3.5 Spurrekonstruktion

Die drei MWPCs des Kaonenspektrometers ermöglichen eine Ortsbestimmung an drei Punkten. Dies reicht aus um eine Teilchenspur zu rekonstruieren. Das doppelt-fokussierende Magnetsystem erlaubt es nicht, eine einfache analytische Funktion zur Beschreibung der Teilchenbahnen aufzustellen. Der Aufbau des Spektrometers sowie eine dreidimensionale Magnetfeldkarte wurden in das Programmpaket GEANT eingegeben. Hiermit können Teilchenbahnen durch das Spektrometer simuliert werden. Mit Hilfe dieser Informationen lassen sich Spurrekonstruktionsfunktionen berechnen. Diese beschreiben Korrelationen zwischen den Koordinaten der Durchstoßpunkte der MWPCs bzw. des Start- und Stoppdetektors. Ein genaue Beschreibung des Verfahrens findet sich in [Stu01].
Bei Kenntnis von zwei Koordinaten von Durchstoßpunkten ist es mit Hilfe der Korrelationsfunktionen möglich, die Koordinate in der dritten MWPC anzugeben. Da die Teilchenmultiplizität in den Kammern hinter dem Dipolmagneten geringer ist als davor, ist eine Zuordnung der Koordinate der ersten Kammer in Abhängigkeit der beiden anderen, am eindeutigsten. x- und y-Koordinaten können als unabhängig voneinander betrachtet werden.
Funktional kann der Zusammenhang zwischen den x-Koordinaten der MWPCs folgendermaßen angegeben werden

$$x_1^{rec} = f_1(x_2, x_3), \tag{3.9}$$

wobei die Nummerierung der Bezeichnung in Abb. 2.1 folgt.
Die Korrelationsfunktionen sind Polynome bis zur dritten Ordnung mit den Durchstoßpunkten als Variablen, z.B.

$$f_1(x_2, x_3) = \sum_{i=0}^{3} \sum_{j=0}^{3} c_{ij} x_2^i x_3^j. \tag{3.10}$$

Die Koeffizienten c_{ij} werden durch Fits an Spuren aus Simulationsrechnungen mit GEANT bestimmt.
Auf ähnliche Weise können Zuordnungsfunktionen für die getroffenen Detektorstreifen des Start- und Stoppdetektors in Abhängigkeit der Koordinaten bestimmt werden.

3.6 Auffinden von Spurkandidaten

Eine Reaktion mit einer Multiplizität k in den MWPCs liefert einen Datensatz von Durchstoßkoordinaten der drei Kammern. Für die Zuordnung der Treffer zu einer Teilchenspur wird eine Spurbedingung aufgestellt. Die Differenz zwischen der x-Koordinate x_1 eines Treffer in der ersten Kammer, und der mit Hilfe der Spurrekonstruktionsfunktion ermittelten Koordinate $x_1^{rec}(x_2, x_3)$, darf einen Wert b nicht überschreiten

$$|x_1 - x_1^{rec}(x_2, x_3)| \leq b. \tag{3.11}$$

Der Wert b entspricht dabei einem Vielfachen der Standardabweichung der Verteilung $(x_1 - x_1^{rec}(x_2, x_3))$ und liegt in der Größenordnung von 15 σ. Das Koordinatentripel, das am besten 3.11 erfüllt, wird aus dem Datensatz entfernt und als Spurkandidat abgespeichet.
Jedem dieser Spurkandidaten wird durch Korrelationsfunktionen ein Start- und Stoppdetektorstreifen zugeordnet. Mit Kenntnis der getroffenen Start- und Stoppdetektormodule kann der Impuls des Teilchens berechnet werden. Die doppelte Flugzeitmessung zwischen Target- und Startdetektor bzw. zwischen Start- und Stoppdetektor erlaubt ein passendes Cluster aus dem Targetdetektor auszuwählen (s. 3.4). Hierbei gilt als Bedingung für die Zuordnung eines Clusters i

$$\left| \frac{1/\beta_{T_i,StaD} - 1/\beta_{StaD,StoD}}{1/\beta_{StaD,StoD}} \right| \leq a. \tag{3.12}$$

Die Größe a ist dabei ein empirisch bestimmter Wert. Die richtige Zuordnung der Clusters ist bei den noch folgenden Zentralitätsuntersuchungen von entscheidender Bedeutung. Mit Kenntnis des Impulses p, der Flugzeit Δt und einer mit GEANT berechneten Flugstrecke Δs kann mit Hilfe von Gleichung 3.8 das Massenquadrat berechnet werden.

3.7 Auswahlkriterien und Teilchenidentifikation

Untergrundereignisse haben im Wesentlichen zwei Ursachen. Zum einen können Teilchen an Teilen des Spektrometers gestreut werden und so ein Signal in den Detektoren auslösen, zum anderen können Start- und Stoppdetektor Signale von verschiedenen Teilchen anzeigen. In beiden Fällen kann dies zu einer gültigen Spurbedingung führen und damit einen Eintrag im Massenspektrum erzeugen. Um diese Ereignisse herauszufiltern werden im Folgenden mehrere Auswahlkriterien angewandt.
Pionen können auf Grund des guten Signal/Untergrund Verhältnisses ohne einen sog. Schnitt identifiziert werden. Kaonen benötigen jedoch mehrere Schnitte, um sie vom Untergrund zu trennen.

$$|x_1 - x_1^{rec}(x_2, x_3)| \leq n \cdot \sigma_{x_1} \tag{3.13}$$

$$|y_3 - y_3^{rec}(y_1, y_2, x_1, x_2, x_3)| \leq n \cdot \sigma_{y_3} \tag{3.14}$$

$$\left| \frac{1/\beta_{T,StoD} - 1/\beta_{StaD,StoD}}{1/\beta_{StaD,StoD}} \right| \leq n \cdot \sigma_\beta \tag{3.15}$$

Die Bedingungen 3.13 und 3.14 sind die sog. geometrischen Schnitte. Sie beziehen sich nur auf die Durchstoßpunkte in den MWPCs. 3.15 hingegen ist ein Vergleich von inversen Geschwindigkeiten. Bei normierten Flugstrecken Δs ist dies äquivalent zu einem Flugzeitvergleich:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\Delta t \cdot c}{\Delta s} \tag{3.16}$$

Dabei wird wiederum die doppelte Flugzeitmessung zwischen den Detektoren ausgenutzt.
Die Schnitte werden in Einheiten der Varianz σ angegeben und wurden bei dieser Analyse zwischen $2 \cdot \sigma$ und $3 \cdot \sigma$ eingestellt. Abb. 3.3 zeigt exemplarisch ein Massenspektrum im Bereich der Kaonenmasse nach Anwendung der Auswahlkriterien. Der Kaonenpeak wird durch eine Gaußfunktion angepasst. Gleichzeitig wird der Untergrund durch ein Polynom dritten oder vierten Grades angefittet. Nach Abzug des Restuntergrundes werden die Kaonen im eingezeichneten Intervall gezählt. Abb. 3.4 zeigt ein typisches Massenspektrum vor und nach Anwendung von kaonenspezifischer Datenanalyse.

3.8 Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen

3.8.1 Akzeptanzkorrektur

Mit Hilfe von GEANT werden Kaonen in einem Impulsintervall Δp und einem Emissionswinkel $\Delta\Omega$ simuliert durch das Spektrometer geschickt. In GEANT ist das Spektrometer mitsamt seiner experimentellen Auflösung eingegeben. Die Simulation erzeugt somit einen Datensatz, der die gleiche Strukur wie gemessene Daten besitzt. Die Analyse liefert wie bei einer Messung eine Impulsverteilung $N_{output}(p)$. Durch die Kenntnis der in das Spektrometer geschickten Kaonen $N_{input}(p)$, und unter Berücksichtigung aller physikalischen Wechselwirkungen und Zerfälle von Kaonen und Pionen, kann die impulsabhängige Akzeptanzkorrektur berechnet werden:

$$f_{acc}(p, \Omega) = \frac{N_{output}(p, \Omega)}{N_{input}(p, \Omega)} \tag{3.17}$$

Effizienzen

Wegen der seltenen Kaonenereignisse können diese nicht selbst zur Bestimmung einer Effizienzkorrektur verwendet werden. Als Ersatz dienen sog. Pseudokaonen. Dies sind Pionen und Protonen mit den gleichen Flugzeiten zwischen Start- und Stoppdetektor wie Kaonen. Erreicht wird dies durch eine entsprechende Anpassung des Magnetfeldes.

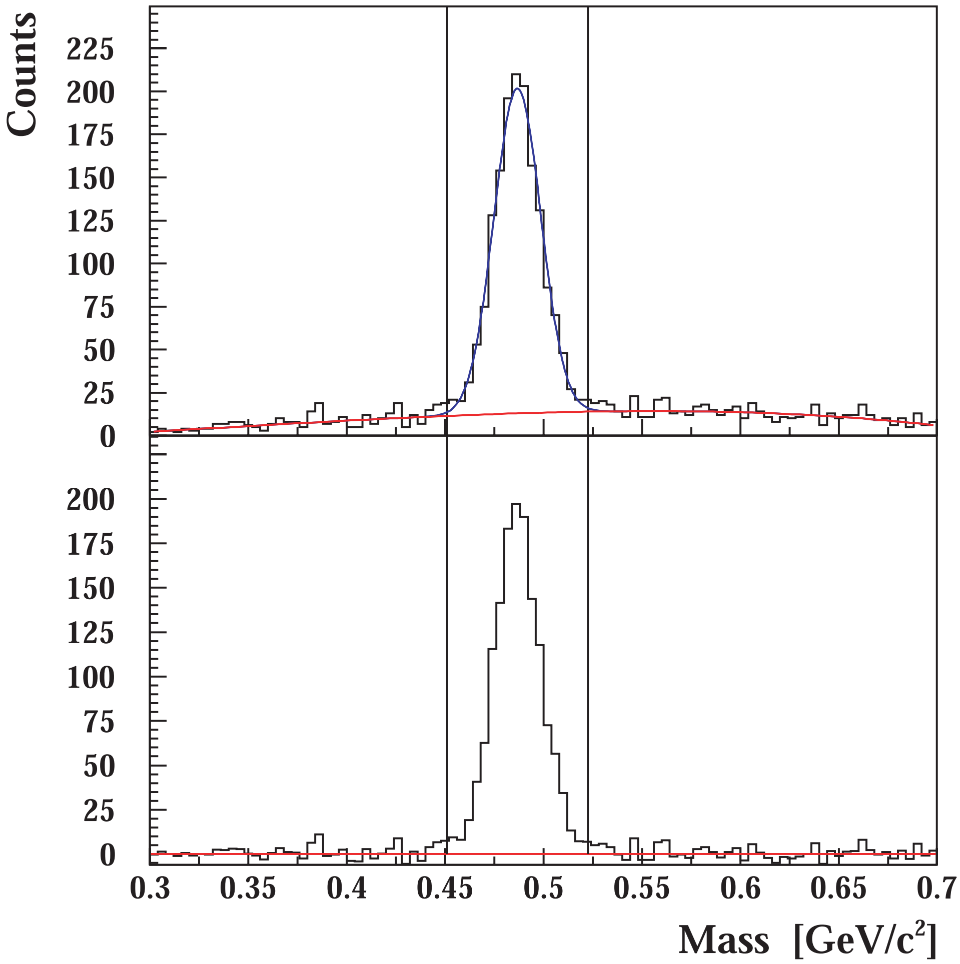


Abbildung 3.3: *Gaußfit des Kaonenpeaks und Fit des Restuntergrundes (oben). Nach Abzug des Restuntergrundes werden die Kaonen im eingezeichneten Intervall gezählt (unten). Die Kaonen wurden bei einem Magnetfeld von 0.6 T, unter einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 44°$ und bei einer Einschußenergie von 1.8 AGeV gemessen.*

3.8.2 Triggereffizienz

Zur Bestimmung der Triggereffizienz werden Pseudokaonen mit dem Teilchentrigger gemessen. Der Trigger wird ausgelöst, wenn mindestens ein Signal in Start- und Stoppdetektor registriert wurde. Dieser Trigger stellt somit die geringsten Anforderungen an ein Ereignis. Gleichzeitig mit dem Teilchentrigger werden durch die Datenaquisition die Entscheidungen der übrigen Trigger mitgespeichert. Es kann nun überprüft werden, welcher Anteil der Pseudokaonen von den Triggern akzeptiert wird. Dies bestimmt die impulsabhängige Triggereffizienz

$$\epsilon_{Trigger}(p) = \frac{N_{Trigger}(p)}{N_{Pseudokaonen}(p)}. \tag{3.18}$$

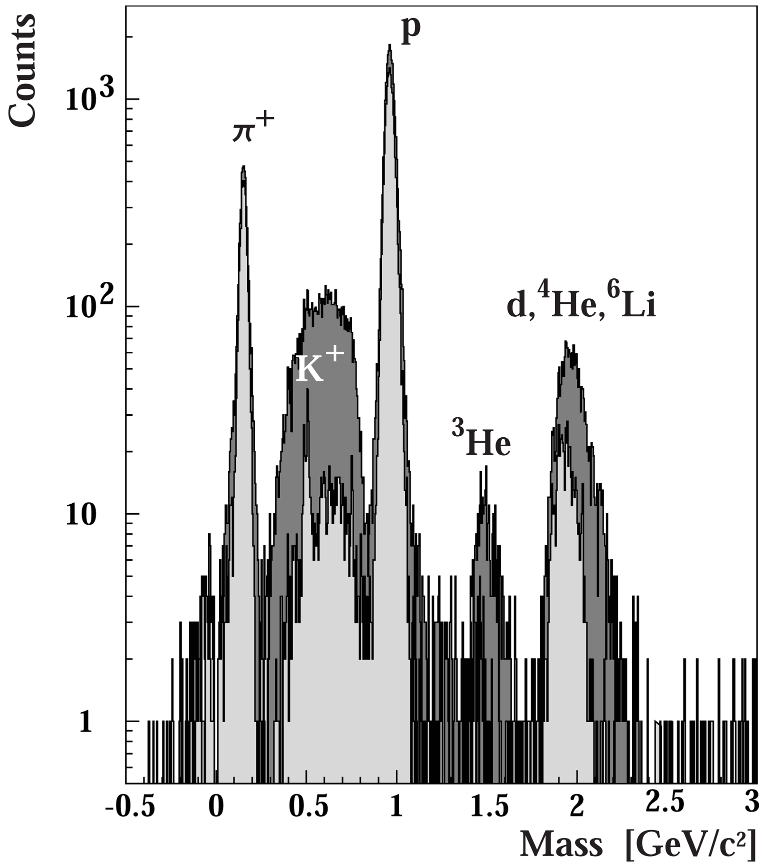


Abbildung 3.4: *Auswirkungen von kaonenspezifischer Datenanalyse auf die Untergrundreduktion bei 1.0 AGeV Strahlenergie im System C+Au. Das dunkelgraue Massenspektrum ist das Ergebnis nach Trigger- und Spurkandidatenauslese. Der Kaonenpeak (K^+) ist erst nach Anwendung der Auswahlkriterien (hellgraues Massenspektrum) zu erkennen.*

3.8.3 Schnitteffizienz

Ebenfalls mit Pseudokaonen kann die Effizienz der Flugzeitschnitte berechnet werden. Die Anzahl der Pseudokaonen nach den Schnitten $N_{Schnitte}$ wird dazu mit der bekannten Gesamtanzahl verglichen.

$$\epsilon_{Schnitte}(p) = \frac{N_{Schnitte}(p)}{N_{Pseudokaonen}(p)} \tag{3.19}$$

Die geometrischen Schnitteffizienzen werden mit dem Programmpaket GEANT ermittelt.

3.8.4 Detektoreffizienz

Die Effizienz des Cherenkovdetektors ist bereits in 3.18 enthalten und muss daher nicht weiter berücksichtigt werden. Auch die Effizienz des Targethodoskops ist bereits mit der Schnitteffizienz des Flugzeitvergleichs korrigiert. Daher müssen nur noch die Effizienzen der MWPCs und der Szintillatoren der Start- und Stoppdetektoren bestimmt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen in den Flugzeitdetektoren beträgt nahezu 100% [Koh00]. Daher kann mit einer Effizienz von $\epsilon = 1$ für die Szintillatoren gerechnet werden. Die Effizienzen der MWPCs werden mit einem in [Wag96] entwickelten Verfahren bestimmt. Hierzu werden Zählraten in den MWPCs verglichen. Das Verfahren kann jedoch nur mit Pionen und Protonen durchgeführt werden. Dabei ergeben sich über die Strahlzeit gemittelte Effizienzen von $\epsilon^{\pi}_{MWPC} = 0.9$ für Pionen und $\epsilon^{p}_{MWPC} = 0.98$ für Protonen. Für Kaonen wird ein Wert durch Interpolation des Protonen- und Pionenwerts berechnet.

3.8.5 Effizienz der Spurrekonstruktion

Durch Simulationen mit GEANT lässt sich eine Effizienz der Spurrekonstruktion berechnen. Dabei werden Datensätze entsprechend des Experiments generiert. Simulierte Spuren der verschiedenen Teilchensorten können in beliebigen Kombinationen gemischt werden. Mit dieser Methode kann ein Verhältnis von Teilchenspuren zu rekonstruierten Spuren bestimmt werden.

3.9 Die Strahlnormierung

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist es notwendig, den genauen Wert des Strahlstroms zu kennen. Hierzu werden zu Beginn und während des Experiments Eichmessungen für die Strahlmonitorzähler vorgenommen. Während der Eichmessung wird bei verringertem Strahlstrom (ca. 10^5 Teilchen/Spill[6]) der B1-Detektor in den Strahl gefahren. Hiermit wird direkt die Anzahl der Strahlstromteilchen N_{B1} gemessen. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Strahlstromteilchen und gemessenen Teilchen in den Strahlmonitorzählern N_{Moni} bestimmt sich zu

$$P = N_{B1}/N^{Eich}_{Moni}. \tag{3.20}$$

Der Proportionalitätsfaktor ist unabhängig von der Strahlintensität und den verschiedenen Magnetfeldeinstellungen. Nun kann auch ohne B1-Detektor die Anzahl der Strahlteilchen ermittelt werden

$$N_{Beam} = P \cdot N_{Moni}. \tag{3.21}$$

[6]Spill: Zusammenhängende Gruppe von Strahlteilchen aus der Extraktion des Beschleunigers

3.10 Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts

Mit den oben aufgeführten Korrekturen, sowie der in Abschnitt 3.9 vorgestellten Strahlnormierung lässt sich der doppelt-differenzielle Wirkungsquerschnitt angeben

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}}(p_{lab},\Omega_{lab}) = \frac{M}{N_A \cdot d \cdot \rho_{Target} \cdot N_{Beam}} \cdot \frac{N_K(p_{lab},\Omega_{lab})}{\epsilon_{Trigger}(p) \cdot f_{acc}(p,\Omega) \cdot \epsilon_{dead} \cdot \epsilon_{MWPC} \cdot \epsilon_{Spurrek.} \cdot \epsilon_{Schnitte}(p)}. \tag{3.22}$$

Der erste Term ist eine Normierung auf den Strahlstrom N_{Beam}, sowie auf targetspezifischen Eigenschaften, wie Targetdicke d, Targetdichte ρ_{Target} und Molmasse M. N_A bezeichnet die Avogadro-Zahl. Hinzu kommen die oben beschriebenen Korrekturen, sowie eine Totzeitkorrektur ϵ_{dead} des Datenaufnahmesystems.
Abb. 3.5 und Abb. 3.6 zeigt die spektrale Verteilungen für Kaonen und Pionen der C+Au Strahlzeit im Laborsystem. Der mit 3.22 bestimmte doppelt-differenzielle Wirkungsquerschnitt wird über dem gemessenen Laborimpuls p_{lab} aufgetragen. Die Teilspektren der einzelnen Magnetfelder wurden hier bereits zu einem Spektrum addiert. Die statistischen Fehler der Messungen sind mit Fehlerbalken eingetragen. Alle Pionenspektren wurden in Laborimpulsschritten von 20 MeV/c eingeteilt, das Kaonenspektrum bei 1.8 AGeV in Schritten von 50 MeV/c und die restlichen Kaonenspektren in Schritten von 90 MeV/c.

3.11 Multiplizitätsspektrum des T-Detektors

Trägt man die strahl- und targetnormierte Anzahl, der vom T-Detektor erfassten Reaktionen, über die Anzahl der getroffenen T-Detektormodule auf, so erhält man eine normierte Multiplizitätsverteilung des T-Detektors. Bei zentralen Stößen ist die Anzahl, der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Partizipanten) am größten (s. 4.1.2). Somit sollte auch die Multiplizität der geladenen Teilchen und des T-Detektors maximal sein. Mit zunehmendem Stoßparameter verringert sich die Anzahl der Partizipanten. Bei peripheren Stößen treffen nur noch wenige Teilchen aus der Reaktion den T-Detektor. Die Multiplizität des T-Detektors ist also ein Maß für die Zentralität eines Stoßes. Um periphere von zentralen Stößen zu unterscheiden, werden die Reaktionen nach der Multiplizität im T-Detektor eingeteilt. Abb. 3.7 zeigt die T-Multiplizitätsverteilung bei 1.0 AGeV Strahlenergie mit den eingeteilten Zentralitätsklassen.

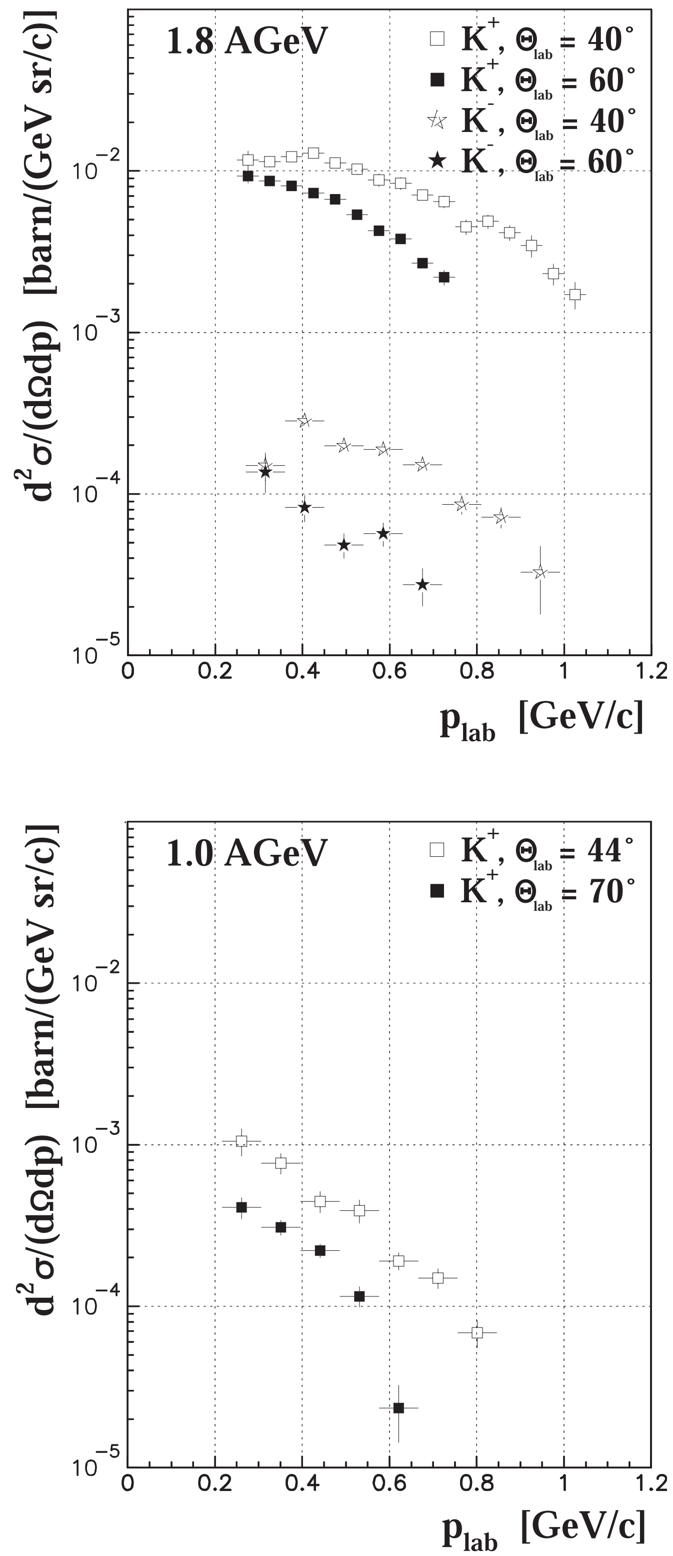


Abbildung 3.5: *Aufgetragen sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für Kaonenproduktion in C+Au Stößen bei 1.8 AGeV (oben) und 1.0 AGeV (unten) als Funktion des Laborimpulses.*

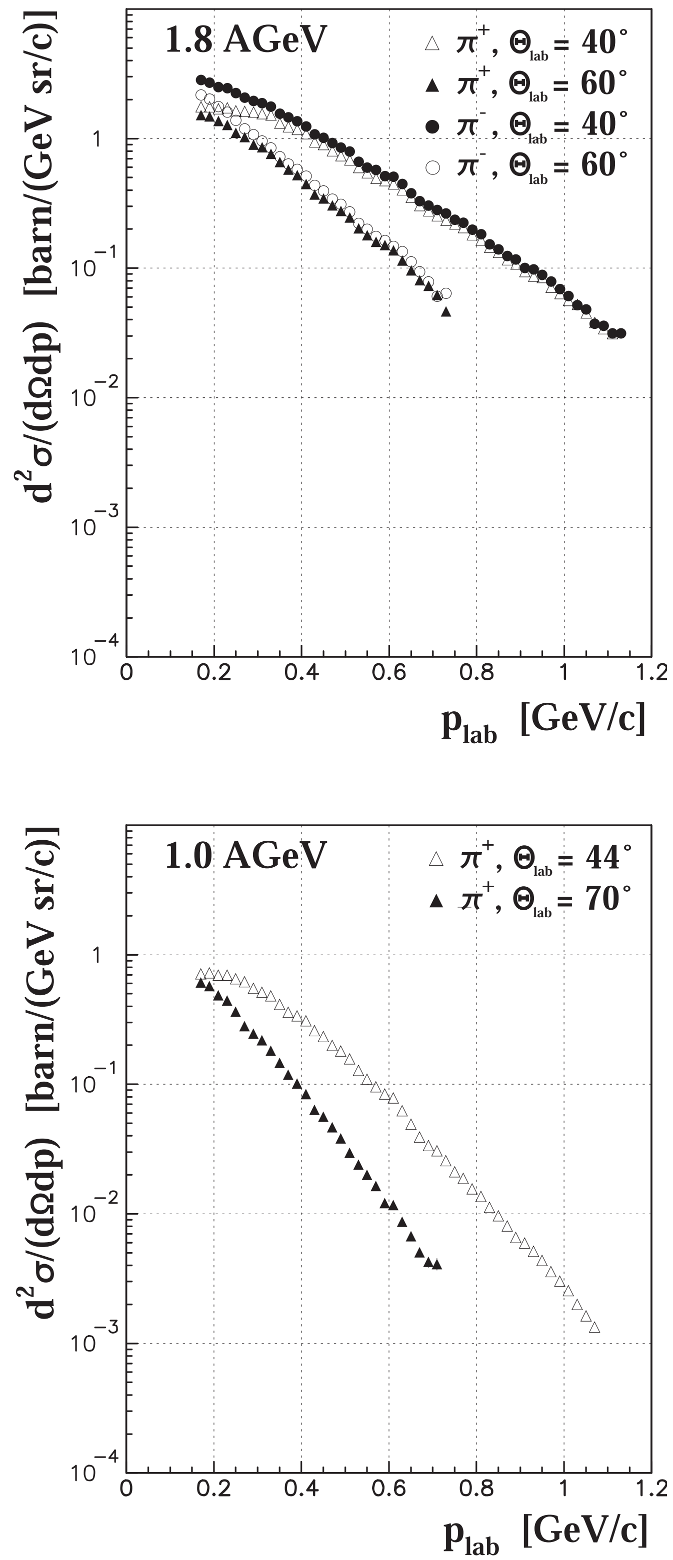


Abbildung 3.6: *Doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für Pionenproduktion in C+Au Stößen bei 1.8 AGeV (oben) und 1.0 AGeV (unten) als Funktion des Laborimpulses.*

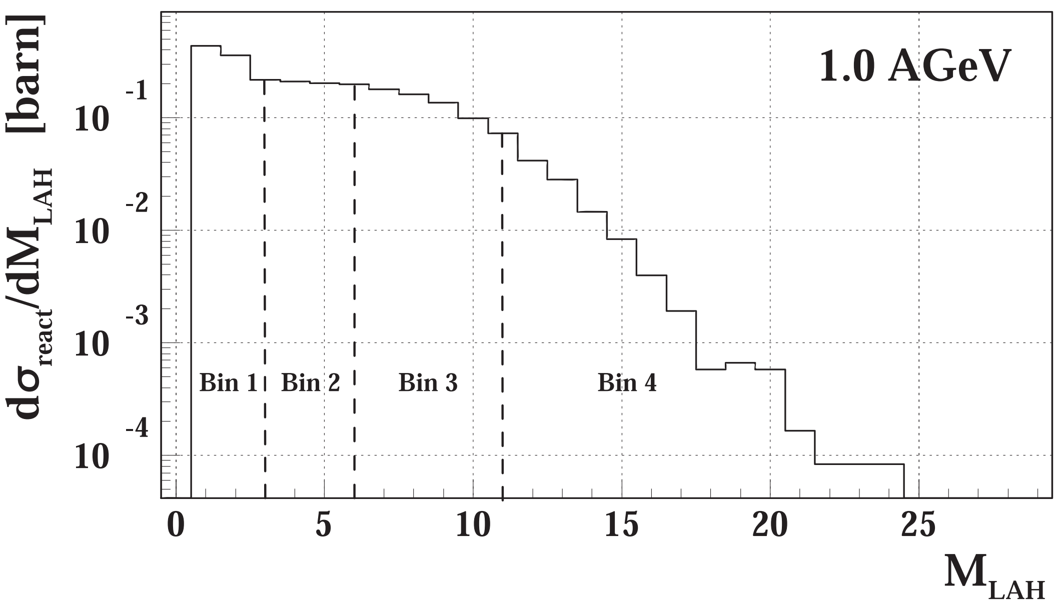


Abbildung 3.7: *Multiplizitätsverteilung des Target-Hodoskops für C+Au Stöße bei 1.0 AGeV Strahlenergie. Die gestrichelten Linien unterteilen das Spektrum in die vier gewählten Zentralitätsklassen.*

3.12 Reaktionswirkungsquerschnitt

3.12.1 Experimentelle Bestimmung

Durch Integration des Spektrums über alle getroffenen T-Module erhält man den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt für C+Au Stöße:

$$\sigma_{react} = \sum_{i=1}^{max} \left(\frac{d\sigma_{react}}{dM_{LAH}} \right)_i \tag{3.23}$$

Der Multiplizitätsbereich von 1-3 ist kontaminiert mit zufälligen Koinzidenzen von Untergrundereignissen einzelner Module. Da dies jedoch die Bestimmung des Reatkionswirkungsquerschnitts verfälschen würde, werden die ersten Einträge des T-Multiplizitätsspektrum durch folgende Methode ersetzt ([Wag96],[För03]): Zuerst wird das Spektrum vom höchsten Eintrag an aufsummiert. Jede T-Multiplizität j des aufsummierten Spektrums erhält einen Eintrag

$$\sigma^j_{react} = \sum_{i=max}^{j} \left(\frac{d\sigma_{react}}{dM_{LAH}} \right)_i . \tag{3.24}$$

Durch eine Extrapolation der Werte $M_{LAH} = 4-8$ kann auf die Einträge $M_{LAH} = 1-3$ des aufsummierten Spektrums geschlossen werden. Die extrapolierten Einträge werden in das Multiplizitätsspektrum eingetragen und der Reaktionswirkungsquerschnitt mit Formel 3.23 berechnet. Abb. 3.8 zeigt die aufsummierten Multiplizitätsspektren für 1.0 AGeV und 1.8 AGeV mit den ermittelten Reaktionswirkungsquerschnitten.

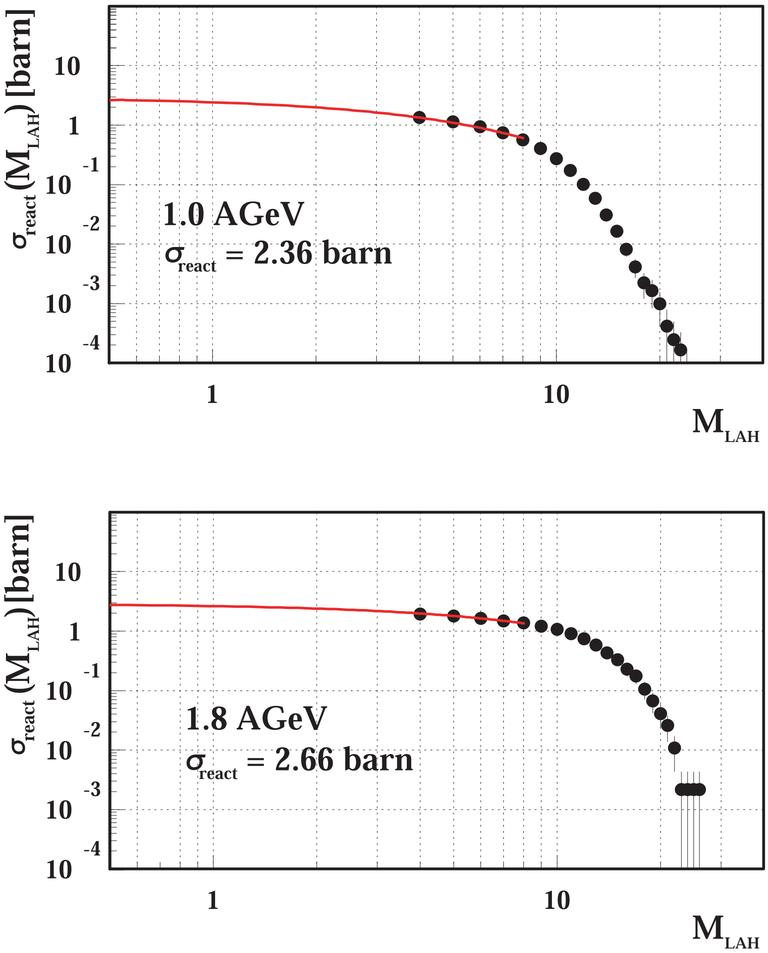


Abbildung 3.8: *Aufsummierte Multiplizitätsspektren für 1.0 AGeV und 1.8 AGeV. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils die Extrapolationen durch die Werte 4-8.*

Für die Fehlerbestimmung wurde der Reaktionswirkungsquerschnitt für beide Energien mit je drei verschiedenen Datenblöcken aus der Strahlzeit bestimmt. Tabelle 3.2 zeigt die gemessenen Werte.

Die maximale Abweichung der beiden Energien vom jeweiligen Mittelwert beträgt 0.3 barn. Dieser Wert wird als Fehlergröße verwendet. Somit kann der Reaktionswirkungsquerschnitt zu $\sigma_{react} = (2.61 \pm 0.3)$ barn angegeben werden.

Energie	$\sigma_{react,1}$ [barn]	$\sigma_{react,2}$ [barn]	$\sigma_{react,3}$ [barn]	$\langle\sigma_{react}\rangle$ [barn]
1.0 AGeV	2.78	2.87	2.36	2.66
1.8 AGeV	2.66	2.50	2.52	2.56

Tabelle 3.2: *Für drei verschiedene Datenblöcke sind die daraus bestimmten Reaktionswirkungsquerschnitte und deren Mittelwert angegeben.*

3.12.2 Geometrischer Reaktionswirkungsquerschnitt

Mit

$$r_{Au} = 1.2 \cdot A_{Au}^{1/3} = 6.98\,\mathrm{fm} \tag{3.25}$$
$$r_C = 1.2 \cdot A_C^{1/3} = 2.75\,\mathrm{fm} \tag{3.26}$$

ergibt sich der geometrische Reaktionswirkungsquerschnitt für C+Au

$$\sigma_{react}^{geom} = \pi \cdot (r_{Au} + r_C)^2 \tag{3.27}$$

zu

$$\sigma_{react} = 2.97\ \mathrm{barn}. \tag{3.28}$$

Der Parameter $r_0 = 1.2$ fm wurde zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen KaoS-Daten für alle Systemgrößen gewählt. Je nach Systemgröße werden in den Lehrbüchern auch geringere Werte für r_0 verwendet, was zu einem Reaktionswirkungsquerschnitt um $\sigma_{react} = 2.6$ barn führt. Im Wesentlichen stimmt damit der geometrische Wirkungsquerschnitt mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten überein. Dies ist von Bedeutung, da in den folgenden Kapiteln mit geometrischen Modellen für Kern-Kern Stöße gearbeitet wird.

3.13 Bestimmung des Stoßparameters

Um eine quantitative Aussage über die Zentralität eines Stoßes machen zu können, wird der Schwerpunkt jeder Zentralitätsklasse ermittelt. Mit Formel 3.24 kann damit der Anteil des Reaktionswirkungsquerschnitts σ_{react}^j für jedes Bin berechnet werden. Der mittlere Stoßparameter ergibt sich dann zu

$$b^j = \sqrt{\frac{\sigma_{react}^j}{\pi}}. \tag{3.29}$$

Tabelle 3.3 enthält alle Informationen über die eingeteilten Zentralitätsklassen. Abb. 3.9 zeigt exemplarisch die Aufteilung eines Spektrums in die vier Zentralitätsklassen. Die Spektren wurden dabei zur besseren Übersicht skaliert.

1.0 AGeV	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Mult.	1-3	4-6	7-11	12-84
% σ_{react}	33.55	26.45	32.66	7.34
$< b^j >$ [fm]	8.78	6.56	4.25	1.79
1.8 AGeV	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Mult.	1-5	6-10	11-17	18-84
% σ_{reac}	32.25	27.33	33.84	6.59
$< b^j >$ [fm]	8.72	6.87	4.86	1.84

Tabelle 3.3: *Einteilung der Multiplizitätsklassen des T-Detektors bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV. Der prozentuale Anteil des Klassen am Reaktionswirkungsquerschnitt findet sich in der zweiten Zeile, der daraus berechnete mittlere Stoßparameter steht in Zeile drei.*

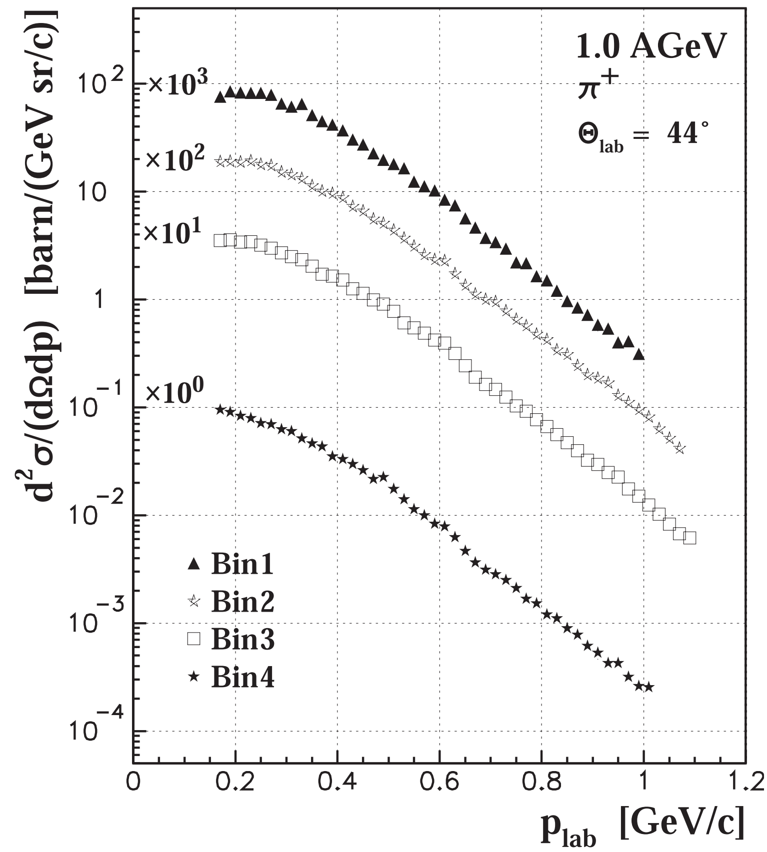


Abbildung 3.9: *Laborspektren der vier Zentralitätsklassen von Pionen bei 1.0 AGeV Strahlenergie.*

Kapitel 4

Das Stoßsystem C+Au

4.1 Vorbemerkungen zur Geometrie

Eines der wesentlichen Ziele dieser Arbeit ist es, die Schwerpunktsysteme, d.h die Geschwindigkeit, der Teilchenquellen im massenasymmetrischen System C+Au zu bestimmen. Wie bei klassischen Stößen spielt hierbei die Stoßgeometrie eine entscheidende Rolle.

4.1.1 Der Stoßparameter

Schwerionenstöße werden durch Target- und Projektilkern, Schwerpunktsenergie und relative Lage der Kerne zueinander charakterisiert. Die Lage bestimmt sich aus dem Stoßparameter und den Winkeln zwischen der Hauptachse eines Kerns und der Strahlachse. Bei nahezu kugelförmigen Kernen wie Kohlenstoff und Gold entfallen jedoch die Winkelinformationen und der Stoß lässt sich allein durch den Stoßparameter b beschreiben, der durch Abb. 4.1 definiert ist.

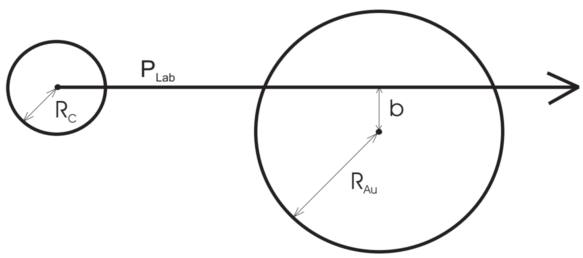


Abbildung 4.1: *Definition des Stoßparameters b.*

Je nach Größe des Stoßparameters wird zwischen zentralen und peripheren Stößen unterschieden. Die Zentralität eines Stoßes ist für den Verlauf einer Schwerionenreaktion von erheblicher Bedeutung. So spielen Abschattungseffekte genauso eine Rolle, wie die Anzahl der Partizipanten, die schließlich für die Erzeugung von Kaonen und Pionen verantwortlich sind. Abb. 4.2 zeigt zwei Beispiele für die Stoßparameter $b = 0$ und $b = \mathrm{R_{Au}}$. Die schraffierten Bereiche geben die geometrischen Überlappbereiche der Kerne an. Die darin enthaltenen Nukleonen gelten im geometrischen Modell als Partizipanten der Reaktion.

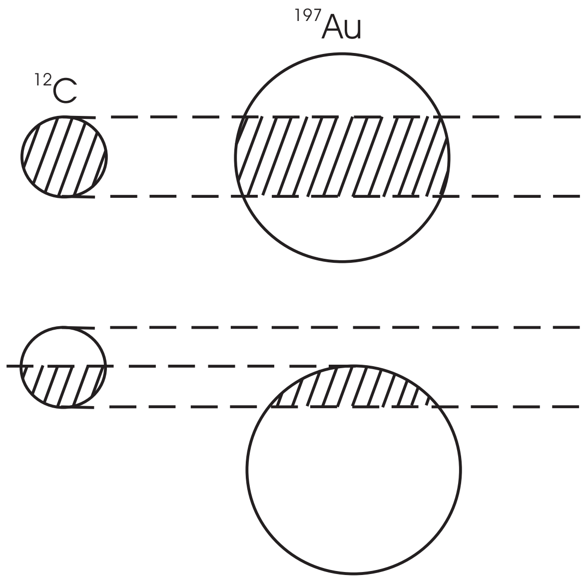


Abbildung 4.2: *Geometrische Verhältnisse bei einem zentralen und peripheren Stoß von Kohlenstoff und Gold.*

4.1.2 Mittlere Anzahl von Partizipanten

Die mittlere Anzahl der Partizipanten bestimmt sich aus den Nukleonen von Projektil und Target, die an der Schwerionenreaktion teilnehmen. In einem symmetrischen System reagieren im Mittel gleich viele Nukleonen von Target- und Projektilkern. Hiermit ist das Schwerpunktsystem eindeutig bestimmt und befindet sich bei halber Strahlrapidität. In einem asymmetrischen System ist der Sachverhalt wesentlich komplizierter. Projektil und Target unterscheiden sich in Größe, Masse und Form. Je nach Stoßparameter befinden sich mehr oder weniger Nukleonen der stoßenden Teilchen im Überlappbereich. Ein eindeutiges Schwerpunktsystem ist für asymmetrische Systeme daher nicht definiert. Für jeden Stoßparameter könnte sich ein anderes Schwerpunktsystem ergeben. Um eine erste Abschätzung über die Anzahl der Partizipanten zu bekommen, kann man die Kerne als kugelförmige Objekte mit homogener Massenverteilung annehmen. Bild 4.3 zeigt die Geometrie eines Stoßes zweier kugelförmiger Kerne unterschiedlicher Größe.

In einem rein geometrischen Modell werden nun die Überlappbereiche in Abhängigkeit des Stoßparameters bestimmt. Aus der direkten Proportionalität von Volumen und Masseninhalt lässt sich die Anzahl der Nukleonen bestimmen. In einem weiteren Schritt wird die homogene Massenverteilung des Targetkerns durch eine Fermiverteilung ersetzt. Die möglichen Stoßparameter haben hier keine eindeutige Begrenzung. Jedoch kann man schon bei einem Stoßparameter von ca. 12 fm davon ausgehen, dass bei C+Au kaum noch Nu-

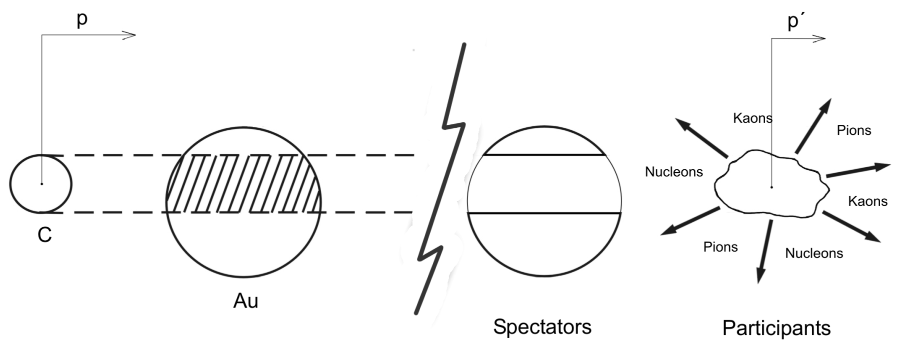


Abbildung 4.3: *Veranschaulichung eines Schwerionenstoßes von Kohlenstoff auf Gold. Das Kohlenstoff trifft hier relativ zentral den Goldkern und schießt einen Tunnel heraus. Die Partizipanten fliegen mit einem Impuls p' < p weiter und emittieren Kaonen, Pionen und Nukleonen.*

kleonen miteinander reagieren. In den nachfolgenden Berechnungen wurde bis zu einem Stoßparameter von 16 fm integriert. Bild 4.4 zeigt den prozentualen Anteil des Volumens, den der Kohlenstoffkern bei einem Stoßparameter b aus dem Goldkern herausschiesst.

Man erkennt, dass bei einem zentralen Stoß maximal ca. 22% des Goldkerns mit dem Kohlenstoff reagieren können. Hierbei liegen demnach $0.22 \cdot 197 + 12 = 55.34$ Nukleonen von Gold und Kohlenstoff im Überlappbereich. Dieses extreme Verhältnis von Target- und Projektilnukleonen entspricht einer normierten Schwerpunktsrapidität von $y_S = 0.24$ bei 1.0 AGeV und $y_S = 0.26$ bei 1.8 AGeV. Die Schwerpunktsrapidiäten können bei einem "Durchschuß" durch den Goldkern nicht kleiner sein. Um Aussagen über inklusive Spektren machen zu können muss man die mittlere Anzahl der Partizipanten kennen. Hierzu ist es nötig, über die Partizipanten pro Stoßparameter zu mitteln. Jedoch müssen die Stoßparameter mit den zugehörigen Wahrscheinlichkeiten ihres Auftretens gewichtet werden. Gold und Kohlenstoff können als kugelförmige Kerne angesehen werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Stoßparameter $b + db$ getroffen wird, ist dann proportional zur Fläche $2\pi bdb$. Hieraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit für einen Stoßparameter $b + db$ von

$$P(b, b + db) = \frac{2\pi bdb}{\pi b_{max}^2}. \tag{4.1}$$

Eine Mittelung erfolgt durch numerische Integration mit Hilfe von *"Mathematica"*. Die mittlere Anzahl von Goldpartizipanten ist beschrieben durch folgende Formel:

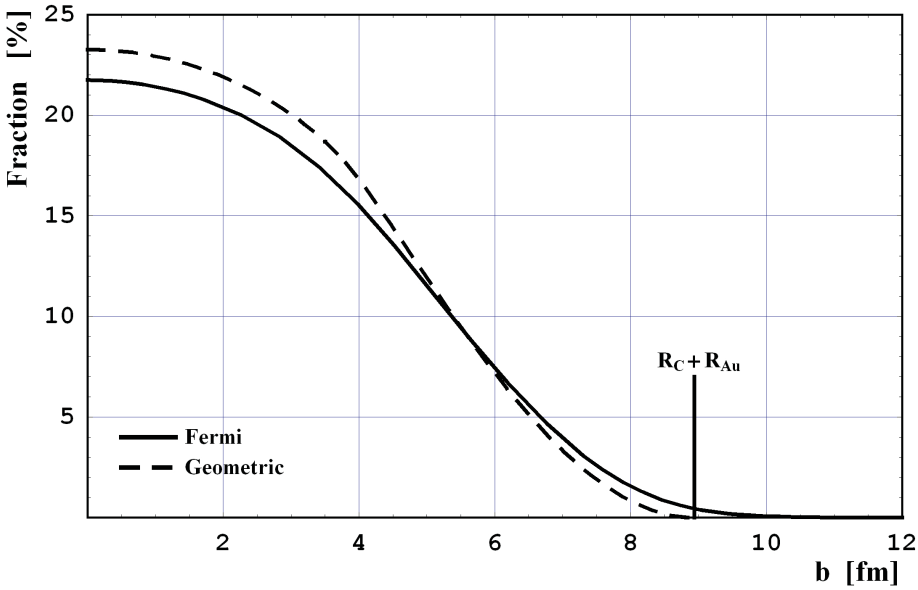


Abbildung 4.4: *Prozentualer Anteil des aus dem Goldkern herausgeschossenen Volumens durch den Kohlenstoffkern in Abhängigkeit des Stoßparameters b. Gestrichelte Linie: Der Goldkern wird durch eine Kugel mit Radius R_{Au} und homogener Massenverteilung beschrieben. Durchgezogene Linie: Der Goldkern wird durch eine Fermiverteilung beschrieben.*

$$\langle A \rangle = \int_{b=0}^{b_{max}} A(b) \cdot P(b)\, db. \tag{4.2}$$

$\langle A \rangle$ wird durch Integration über kartesische Koordinaten innerhalb des Überlappungsbereichs des Gold- und Kohlenstoffkerns berechnet

$$\langle A \rangle = \int_{b=0}^{R_C+R_{Au}} \int_{y=b-R_C}^{b+R_C} \int_{x=-\sqrt{R_{Au}^2-y^2}}^{\sqrt{R_{Au}^2-y^2}} \int_{z=-\sqrt{R_C^2-(y-b)^2}}^{\sqrt{R_C^2-(y-b)^2}} \frac{\rho_0}{1+e^{\frac{\sqrt{x^2+y^2+z^2}-R_{Au}}{a}}} \cdot \frac{2b\, dzdxdydb}{(R_C+R_{Au})^2}. \tag{4.3}$$

Gleichung 4.3 enthält als Integralkern eine Fermidichteverteilung für Kernmaterie mit den Parametern $\rho_0 = 0.17\ \mathrm{fm}^{-3}$ und $a = 0.53$. Der maximale Stoßparamter b_{max} ist für Stöße mit diffusen Kernen nicht definiert. Da die Normierung aber mit $1/b_{max}$ eingeht, ist es enorm wichtig, eine sinnvolle obere Integrationsgrenze zu wählen. Für den Vergleich mit "scharfen" Kernen bietet sich ein b_{max} von $R_C + R_{Au}$ an. Die Berechnung ergibt eine mittlere Anzahl von 12.9 Gold- und 6.6 Kohlenstoffpartizipanten. Bei Annahme von harten Kugeln mit homogener Massenverteilung ergibt sich eine mittlere Anzahl von 15.71 Goldpartizipanten.

α	$\langle A_{part} \rangle$
1.0	37.88
1.2	39.45
1.5	41.34
1.8	42.82

α	System	$\langle A_{part} \rangle$
1.0	C+C	12.27
1.0	Au+Au	201.45
1.4	C+C	13.7
1.4	Au+Au	225.3

Tabelle 4.1: *Berechnete mittlere Anzahl von Partizipanten für Kaonen und Pionen für verschiedene Werte von α. Die linke Tabelle gilt für das System C+Au, während in der rechten Tabelle die zugehörigen symmetrischen Stoßsysteme zu finden sind.*

Alle bisherigen Rechnungen sind Geometrie. Das so berechnete $\langle A \rangle$ gilt für das Mittel aller Stöße. Die benötigte mittlere Anzahl von Partizipanten zur Produktion von Pionen oder Kaonen ist jedoch vom geometrischen $\langle A \rangle$ unterschiedlich. Von massensymmetrischen Systemen ist bekannt, dass die Multiplizität der Pionen nahezu proportional zur Anzahl der partizipierenden Nukleonen ist [M9̈3]. Die Multiplizität der Kaonen ist proportional zu A^{α}_{part} ($\alpha > 1$), wobei α abhängig von der Einschussenergie ist. Es kann damit allgemein für Pionen und Kaonen folgender Zusammenhang von Multiplizität $M_{\pi,K}$ und der Anzahl der Partizipanten A_{part} aufgestellt werden

$$M_{\pi,K}(b) = \frac{\sigma_{\pi,K}(b)}{\sigma_{react}(b)} = C_{\pi,K} \cdot A^{\alpha}_{part}(b), \tag{4.4}$$

wobei die Größen jeweils vom Stoßparameter b abhängig sind. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pion oder Kaon bei einem Stoßparameter b zu produzieren, ergibt sich nun zu

$$P_{\pi,K}(b) = \frac{A^{\alpha}_{part}(b) \cdot b\, db}{\int_0^{b_{max}} A^{\alpha}_{part}(b) \cdot b\, db}. \tag{4.5}$$

Mit Hilfe von Gleichung 4.2 kann nun die mittlere Anzahl von Partizipanten zur Produktion von Kaonen und Pionen berechnet werden. Diese ergibt sich zu

$$\langle A_{part} \rangle_{\pi,K} = \frac{\int_0^{b_{max}} A^{\alpha+1}_{part}(b) \cdot b\, db}{\int_0^{b_{max}} A^{\alpha}_{part}(b) \cdot b\, db}, \tag{4.6}$$

wobei für Pionen α zu 1 gesetzt wird. Tabelle 4.1 (links) zeigt die mittlere Anzahl von Partizipanten zur Produktion von Kaonen und Pionen für verschiedene Werte des Parameters α. Die rechte Tabelle enthält die Werte für die symmetrischen Systeme C+C und Au+Au. Hierbei wurden Werte für α verwendet, die zu den Strahlenergien 1.0 AGeV und 1.8 AGeV passen. Eine Diskussion zur Energieabhängigkeit des Parameters α findet sich in [Man97] und [Stu01].

Im Mittel reagieren in etwa acht bis zehn Kohlenstoffnukleonen mit Goldnukleonen. In symmetrischen Systemen kann das gesamte A_{part} aus Gleichung 4.6 direkt mit der Integration 4.3 (für Tabelle 4.1 wurde geometrisch ohne Fermidichteverteilung gerechnet) berechnet werden. Im Vergleich zum rein geometrischen Mittelwert zeigt sich ein Anstieg der mittleren Anzahl von Partizipanten zur Produktion von Kaonen und Pionen ($\langle A_{part} \rangle_{symm} = A/2$

bei einem Stoß von zwei Kernen mit jeweils Massenzahl A). Tabelle 4.2 zeigt die Partizipantenverhältnisse von Target- und Projektilkernen. Die daraus berechnete Schwerpunktsrapidität y_S ist bereits auf die Strahlrapidität normiert.

Teilchen	Energie [AGeV]	$A_{part}(C)$	A_{part}	$\frac{\langle A_{part}\rangle_{Au}}{\langle A_{part}\rangle_{C}}$	y_S
π^+	1.0	8	37.88	3.74	0.24
π^+	1.0	9	37.88	3.21	0.26
π^+	1.0	10	37.88	2.79	0.29
π^+	1.8	8	37.88	3.74	0.25
π^+	1.8	9	37.88	3.21	0.28
π^+	1.8	10	37.88	2.79	0.30
K^+	1.0	8	42.82	4.35	0.21
K^+	1.0	9	42.82	3.76	0.24
K^+	1.0	10	42.82	3.28	0.26
K^+	1.8	8	39.45	3.74	0.25
K^+	1.8	9	39.45	3.38	0.27
K^+	1.8	10	39.45	2.95	0.29

Tabelle 4.2: *Partizipantenverhältnisse von Target- und Projektilkernen. Angegeben sind drei Werte von Kohlenstoffpartizipanten, die im Mittel mit dem Goldkern reagieren und die daraus berechnete normierte Schwerpunktsrapidität y_S.*

Hierbei wurde entsprechen der experimentell bestimmten Energieabhängigkeit in [Stu01] ein α von 1.2 für Kaonen bei 1.8 AGeV und ein α von 1.8 für Kaonen bei 1.0 AGeV gewählt. Jedoch ist die Abhängigkeit der Partizipanten von α nur gering. Im nächsten Kapitel wird unter anderem untersucht, ob und wie der Schwerpunkt von der Anzahl der Partizipanten abhängt. Dabei wird erwartet, dass der Schwerpunkt der Reaktion mit Zunahme des Verhältnisses von Gold- zu Kohlenstoffpartizipanten in Richtung des Goldschwerpunktes wandert.

4.2 Bestimmung des Schwerpunktsystems

4.2.1 Konzept einer isotropen Quelle

Als Grundlage zur Bestimmung des Schwerpunktsystems dient als 1. Schritt das Modell einer isotropen Teilchenquelle. Der Quellenursprung ist dabei identisch mit dem Schwerpunktsystem der Partizipanten. Des Weiteren wird aus später noch ersichtlichen Gründen eine thermische Emission der Teilchen vorausgesetzt. Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, dass der Feuerball der Reaktion ein ideales Boltzmann-Gas bildet. Eine thermische Quelle wird daher beschrieben durch eine Boltzmannverteilung der Teilchen mit Energie E, die aus einer Reaktionszone der Temperatur T emittiert werden. Hiernach ist

die Häufigkeit der Teilchen $N(E,T)$ proportional zu $e^{-\frac{E}{T}}$. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind äquivalent zur Wahrscheinlichkeit und damit der Häufigkeit, dass ein Teilchen mit der Energie E emittiert wird.
Um dieses Modell an die Daten anzupassen, bietet sich eine lorentzinvariante Darstellung der Spektren in Transversalimpuls p_t und Rapidiät y an. Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$werden dabei in invariante Wirkungsquerschnitte $E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E\frac{1}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ umgerechnet. Für das Modell ergibt sich folgende Gleichheit von Wirkungsquerschnitt und Boltzmannverteilung

$$\sigma_{inv} = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \cdot C \cdot e^{-\frac{E}{T}}. \tag{4.7}$$

Mit

$$E = m_\perp c^2 \cdot cosh(y) \tag{4.8}$$

transformiert sich der invariante Wirkungsquerschnitt in $p_t - y$-Darstellung zu

$$\sigma_{inv} = \frac{d^2\sigma}{\pi dyd(p_\perp^2)} = m_\perp c^2 \cdot \cosh(y) \cdot C \cdot e^{\left(-\frac{m_\perp c^2 \cosh(y)}{T}\right)}, \tag{4.9}$$

wobei die transversale Masse $m_\perp$ definiert ist durch $m_\perp = \sqrt{(p_\perp/c)^2 + m^2}$. Damit folgt weiterhin

$$\sigma_{inv} = \sqrt{(p_\perp c)^2 + (m\ c^2)^2} \cdot cosh(y) \cdot C \cdot e^{\left(-\frac{\sqrt{(p_\perp c)^2+(m\ c^2)^2}\cdot cosh(y)}{T}\right)}. \tag{4.10}$$

Um die isotrope Quelle an die Daten anzupassen wurde ein umfangreiches Mathematicaprogramm geschrieben. Die Idee ist, dass gleiche Wirkungsquerschnitte der Spektren auf Linien konstanten Wirkungsquerschnitts der Teilchenquelle liegen sollten. Das Schwerpunktsystem muss nun so gewählt werden, dass die Datenpunkte möglichst gut zur isotropen Quelle passen. Die oben beschriebene Darstellung $\sigma_{inv}(p_t, y) = const.$ wird dazu nach p_t aufgelöst. Nun kann für verschiedene, aber konstante Wirkungsquerschnitte der Transversalimpuls $p_t(\sigma_{inv}^{const}, y)$ in Abhängigkeit der Rapidität y berechnet werden. Die daraus resultierenden Linien laufen in der $p_t - y$-Darstellung entlang konstanten invarianten Wirkungsquerschnitts bzgl. des gewählten Schwerpunktsystems. Die Teilchenquelle hat im Mittel keinen Transversalimpuls bzgl. der Strahlrichtung ($p_t = 0$); darum kann sich der Quellenursprung mit bereits normierter Rapidität y_S nur zwischen Target- und Projektilrapidität befinden. Durch Variation von y_S wird eine Anpassung der Quelle an die Daten vorgenommen. Der Quellenursprung wird durch die Substitution $y \to y - y_S$ an die gewünschte Stelle der Rapiditätsachse geschoben.

4.2.2 Anisotrope Erweiterungen der Quelle

Nur in zentralen Stößen symmetrischer Systeme wurden bisher isotrope Teilchenquellen beobachtet. Dies gilt jedoch nicht allgemein, die Emission von Kaonen in zentralen Ni+Ni und Au+Au Stößen zeigt z.B. eine polare Asymmetrie [För03]. In peripheren Stößen erwartet man auf Grund von Abschattungseffekten polare und azimutale Asymmetrien. Eine Betrachtung der azimutalen Emission ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Über die azimutale Verteilung wird experimentell integriert. Für die Beschreibung der polaren Emission muss jedoch eine Anpassung der Teilchenquelle vorgenommen werden. Bei bisherigen Kaosanalysen wird zur Bestimmung des polaren Asymmetrie-Parameters a_2 der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des CM-Winkels ermittelt und im Verhältnis zur Emission unter $\Theta_{CM} = 90°$ übereinander aufgetragen. In symmetrischen Systemen ist $\Theta_{CM} = 90°$ genau bei mittlerer Rapidität und dient als Referenzemissionswinkel [Men00]. Die Stärke der Abweichung von einer flachen (isotropen) Verteilung charakterisiert die Anisotropie. Die Verteilungen lassen sich allgemein parametrisieren durch

$$\sigma = \left(1 + \sum_{i=1}^{4} a_i \cdot \cos^i(\Theta_{CM})\right) \cdot \sigma_{inv}. \tag{4.11}$$

In symmetrischen Systemen ist die polare Winkelverteilung für Vorwärts- und Rückwärtswinkel im CM-System identisch. Je nach Zentralität, Energie und Art der Teilchen ergeben sich unterschiedliche Verteilungen. In der Regel zeigt sich eine starke Erhöhung für Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkel. Bei gleichen Target- und Projektilkernen herrscht im Mittel eine Vorwärts-Rückwärtssymmetrie im CM-System, da von beiden Kernen im Mittel gleich viele Nukleonen an der Reaktion teilnehmen. Darum finden bei der Beschreibung dieser Stöße nur gerade (symmetrische Funktionen bzgl. des CM-Systems) Verwendung. Die Funktionen $a_2 \cdot cos^2(\Theta_{CM}) + a_4 \cdot cos^4(\Theta_{CM})$ beschreiben in symmetrischen Systemen die bekannten Erscheinungen, die Faktoren a_2 und a_4 nehmen normalerweise Werte zwischen 0 und 2 an. Bei einem asymmetrischen Stoßsystem ist es nicht klar, ob im CM-System eine Symmetrie vorhanden ist. Da Gold wesentlich mehr Nukleonen besitzt als Kohlenstoff, besteht eine höhere Wahrscheinlichkeit der Absorption der Pionen in Richtung des Goldkerns. Für Pionen ist die mittlere freie Weglänge in Materie mit Kerndichte ca. 0.3 fm. Somit können sie bei direktem Flug durch den Goldkern ($R_{Au} \approx 7fm$) leicht gestreut werden. Eine Asymmetrie wäre die Folge. Abb. 4.5 verdeutlicht die Sachlage.

Um evtl. auftretende Asymmetrien zu beschreiben, können jetzt auch ungerade Funktionen herangezogen werden. Je nach Vorzeichen von a_1 ergibt sich eine Anreicherung von Teilchen bei Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkeln. Um den Anisotropiefaktor der Gleichung 4.11 in die obige Quelle einzufügen, ist es nötig Θ_{CM} in Abhängigkeit von p_t und y darzustellen. Aus

$$E_{CM} = \sqrt{(p_{t,CM}c)^2 + (m\ c^2)^2} \cdot \cosh(y) \tag{4.12}$$

$$E_{CM} = \sqrt{(p_{CM})c^2 + (m\ c^2)^2} \tag{4.13}$$

$$p_{t,CM} = p_{CM} \cdot \sin(\Theta_{CM}) \tag{4.14}$$

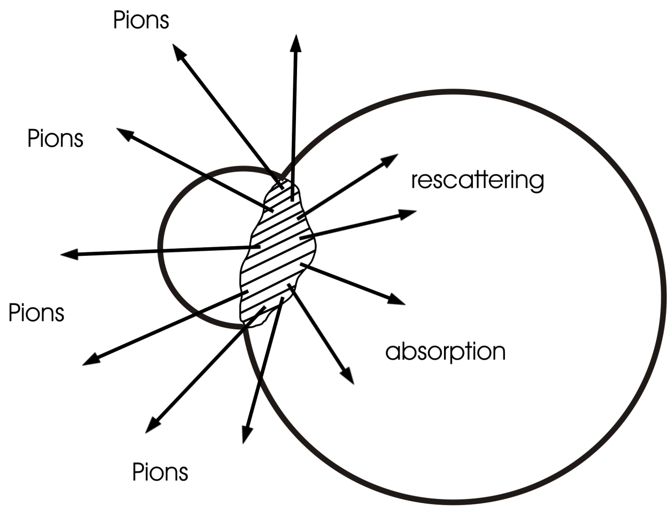


Abbildung 4.5: *Abschattung der Pionen durch den Goldkern. Eine Asymmetrie der Teilchenemission ist die Folge.*

folgt durch Auflösen nach Θ

$$\Theta_{CM} = \arcsin\left\{\sqrt{\frac{p_t^2}{(p_t^2 + (m\ c)^2)\cdot\cosh^2(y) - (m\ c)^2}}\right\} \tag{4.15}$$

.

Wegen der geringen Phasenraumabdeckung der gemessenen Daten ist es nicht möglich eine klare Trennung zwischen einer asymmetrischen Emission (beschrieben durch den a_1-Parameter) und einer Verschiebung der Quellenrapidität y_S einer symmetrischen Quelle herzustellen. Im Programm sind darum nur die Parameter a_2, T und y_S (Quellenrapiditiät) implementiert. Die verwendete Quelle besitzt nun die folgende Struktur:

$$\sigma = (1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{CM})) \cdot E_{CM} \cdot C \cdot e^{-\frac{E_{CM}}{T}}. \tag{4.16}$$

4.3 Beschreibung des Fitverfahrens

Das hier vorgestellte Verfahren zur Anpassung der thermischen Quelle an die Spektren beruht auf einem Minimierungsalgorithmus. Dazu werden invariante Wirkungsquerschnitte der Spektren längs Linien konstanten Wirkungsquerschnitts σ_k der Quelle, mit gewählter Rapidität y_S^j und Anisotropieparameter a_2^i, miteinander verglichen. Ist die gewählte thermische Quelle die richtige Beschreibung der Daten, sollten im Idealfall alle Datenpunkte auf einer Linie den gleichen Wert haben. Da nur eine begrenzte Anzahl von Datenpunkten zur Verfügung steht, werden Werte zwischen den Datenpunkten linear interpoliert. Um die Spektren untereinander mit Hilfe des Modells einer anisotropen Quelle zu vergleichen, werden zuerst die Schnittpunkte der Spektren mit Linien konstanten Wirkungsquerschnitts σ_k berechnet. Die daraus erhaltenen, zumeist interpolierten Wirkungsquerschnitte können nun direkt miteinander verglichen werden. Da die Spektren einen exponentiellen Charakter haben, muss die Größenordnung in die Minimierung mit einbezogen werden. Aus diesem Grund werden nur Differenzen relativ zur Größenordnung der betrachteten Datenpunkte verwendet. Für die einzelnen Quellenlinien k konstanten Wirkungsquerschnitts σ_k, ergibt sich damit folgende Minimierungsgröße

$$D_k(y_S^j, a_2^i) = \frac{\sum_{n=1}^{S-1} \sum_{m=n+1}^{S} |\sigma_{inv,k}(n, y_S^j, a_2^i) - \sigma_{inv,k}(m, y_S^j, a_2^i)|}{\sum_{n=1}^{S} \sigma_{inv,k}(n, y_S^j, a_2^i)}, \tag{4.17}$$

wobei S die Anzahl der verwendeten Spektren ist und $\sigma_{inv,k}(n, y_S^j, a_2^i)$, $\sigma_{inv,k}(m, y_S^j, a_2^i)$ invariante Wirkungsquerschnitte an den Schnittpunkten der Spektren mit Quellenlinien k einer gewählten Quelle mit Rapidität y_S^j und Anisotropieparameter a_2^i. Die Größe $D_k(y_S^j, a_2^i)$ wird für alle Linien k berechnet, aufaddiert und zur Normierung durch die verwendete Anzahl von Quellenlinien Q_L dividiert. Der daraus resultierende Wert

$$D(y_S^j, a_2^i) = \frac{1}{Q_L} \cdot \sum_{k=1}^{Q_L} D_k(y_S^j, a_2^i) \tag{4.18}$$

wird nun durch Variation der Parameter y_S^j und a_2^i minimiert. In frei wählbaren Schrittweiten werden die Parameter y_S^j und a_2^i in physikalisch sinnvollen Wertebereichen durchlaufen. Für jede Kombination ergibt sich ein Wert $D(y_S^j, a_2^i)$. Schwerpunktsystem mit normierter Rapidität y_S und Anisotropieparameter a_2 ergeben sich aus dem globalen Minimum von $D(y_S^j, a_2^i)$.

4.3.1 Anpassung der Temperatur und des Anisotropie-Parameters

Das oben beschriebene Fitverfahren basiert auf einer isotrop emittierenden Quelle. Die Linien konstanten Wirkungsquerschnitts haben keine Absolutnormierung, d.h. den Linien wird kein Wirkungsquerschnitt zugeordnet. Für eine isotrope Quelle (ohne a_2) spielt die Temperatur somit keine Rolle, da diese nur die Dichteverteilung der Linien konstanten Wirkungsquerschnitts bestimmt. Die Krümmung der Kurven durch den Anisotropiefaktor ist jedoch stark temperaturabhängig. Die Temperatur, bzw. der inverse Steigungsparameter der Boltzmannfunktion, muss im Schwerpunktsystem der Quelle bestimmt werden. Als Startwert für den Fit wird eine Temperatur von 0.070 GeV gewählt. Die Fitroutine liefert die Schwerpunktrapidität und einen a_2-Parameter zur Temperatur 0.070 GeV. Die Form und Lage der Quelle ist bereits korrekt, nur die Temperatur muss im ermittelten Schwerpunktsystem bestimmt werden. Hierzu werden die Laborspektren $\sigma_{lab}(p_{lab})$ in das Schwerpunktsystem mit Quellenrapidität (y_S) transformiert. Zur Beschreibung der Spektren dient wiederum eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung im Schwerpunktsystem

$$\left(\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{CM} = \frac{1}{E_{CM}} \cdot \sigma_{inv} = C \cdot e^{-E_{CM}/T}. \tag{4.19}$$

Der Zusammenhang zwischen Quellenrapidität y_{CM} und β_{CM} ergibt sich zu

$$\beta_{CM} = tanh(y_{CM}) \tag{4.20}$$

.

Mit

$$\gamma_{CM} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{CM}^2}} \tag{4.21}$$

lassen sich die Laborgrößen durch eine Lorentz-Transformation in CM-Größen umrechnen.

$$\begin{pmatrix} E \\ p_{\|} \\ p_t \end{pmatrix}_{CM} = \begin{pmatrix} \gamma_{CM} & -\gamma_{CM}\beta_{CM} & 0 \\ -\gamma_{CM}\beta_{CM} & \gamma_{CM} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{\|} \\ p_t \end{pmatrix}_{lab} \tag{4.22}$$

Alle verwendeten Spektren werden im CM-System angepasst und die mittlere Temperatur T_{CM} bestimmt. Die Fitroutine liefert jetzt mit dem schon bekannten Schwerpunktsystem y_{CM} den zur neuen Temperatur T_{CM} gehörigen a_2-Wert.

4.4 Test der Fitroutine mit Daten aus symmetrischen Stoßsystemen

Zur Überprüfung der Fitroutine und der Quelle wurden Ergebnisse zur K^+-Emission einer 1.46 AGeV Au+Au Strahlzeit verwendet [Stu01]. In diesem massensymmetrischen System liegt der Schwerpunkt bei mittlerer Rapidität ($y_S = 0.5$). Die Bestimmung des Anisotropieparameters durch einen Simultanfit mit einer Boltzmannverteilung aller drei Spektren ergab in [Stu01] einen Wert von $a_2 = 1.08 \pm 0.11$ bei einer Temperatur von 100 MeV. Zum Test wird das Fitverfahren auf diese Daten angewandt. Abb. 4.6 zeigt das Ergebnis der Anpassung. Es ergibt sich bei einer gefitteten Temperatur von 92 MeV ein a_2-Wert von 1.04 und eine Quellenrapidität von $y_S = 0.5$. Der Fit der Quellenrapidität lief dabei in einem Bereich von $0.4 \leq y_S \leq 0.6$ in Schritten von 0.01. D.h. Schwerpunktsystem wie a_2-Parameter werden bei diesem Fit mit guter Präzission ermittelt. Weitere Tests mit Daten von symmetrischen Systemen ([Wag96],[För03]) lieferten ähnlich gute Übereinstimmungen. Im Folgenden werden die Elemente der Bilder zur Anpassung der Teilchenquelle erklärt. Der Punkt auf der Rapiditätsachse markiert den Quellenursprung und damit das Schwerpunktsystem mit Rapidität y_S. Zwei zusätzliche Achsen geben zusammen das Verhältnis von Projektil- und Targetnukleonen in der Reaktionszone an. Zur besseren Darstellung wurden alle invarianten Wirkungsquerschnitte mit dem inversen Skalierungsfaktor in der rechten unteren Ecke des Bildes multipliziert. Die Fit- und Fehlerwerte stehen im linken oberen Teil des Bildes. Informationen über Stoßsystem, Strahlenergie, untersuchte Teilchen und Zentralitätsbin finden sich im rechten oberen Teil des Bildes. Zum besseren Überblick sind die mittleren Abweichungen der Wirkungsquerschnitte voneinander als Fehlerkreise an die Schnittpunkte der Spektren mit den Quellenlinien, eingetragen. Die Größe der Fehlerkreise ist an das exponentielle Verhalten der Spektren angepasst und ist proportional zu $D_L(k)$. Dazu wurde die Differenz zweier Wirkungsquerschnitte ins Verhältnis zu ihrem geometrischen Abstand in der $p_t - y$-Ebene gesetzt. Mit der daraus bestimmten Größe wird der Fehler skaliert und eingetragen.

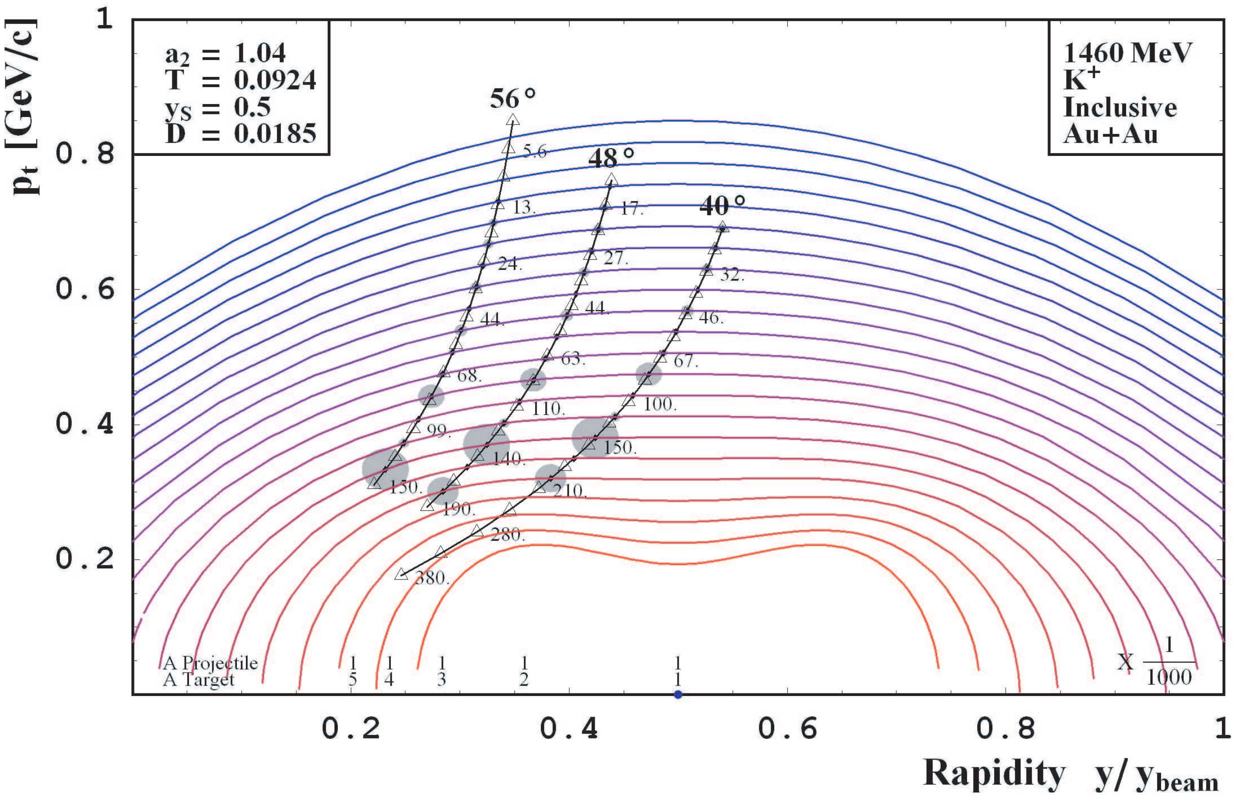


Abbildung 4.6: *Anpassung einer anisotropen Quelle an Daten einer Au+Au Strahlzeit [Stu01] bei 1.46 AGeV Strahlenergie. Die unter den angegebenen Laborwinkeln gemessenen invarianten Wirkungsquerschnitte sind als Zahlenwerte eingetragen. Die durchgezogenen Linien sind Höhenlinien einer anisotropen Teilchenquelle.*

4.5 Fehlerbetrachtung

Eine übliche Fehlerrechnung ist bei der hier gewählten Fitroutine nicht direkt möglich. Es existiert weder ein einfacher Zugriff auf χ^2, noch eine Fitfunktion in Abhängigkeit der Datenpunkte. Die durch das Programm berechnete Fehlergröße D kann jedoch zur

Bestimmung bzw. Abschätzung der Fehler für a_2 und y_S verwendet werden. Hierzu wird für jede Kombination (a_2^i, y_S^j), die in der Fitroutine durchlaufen wird, die Fehlergröße $D(a_2^i, y_S^j)$ in einer Matrixstruktur abgespeichert

$$D^{ij} = D(a_2^i, y_S^j) = \begin{pmatrix} D^{11} & D^{12} & \cdots & \cdots & D^{1n} \\ D^{21} & D^{22} & \cdots & \cdots & D^{2n} \\ \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \\ \cdots\cdots & & D^{as} & & \cdots\cdots \\ \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \\ D^{m1} & D^{m2} & \cdots & \cdots & D^{mn} \end{pmatrix}. \tag{4.23}$$

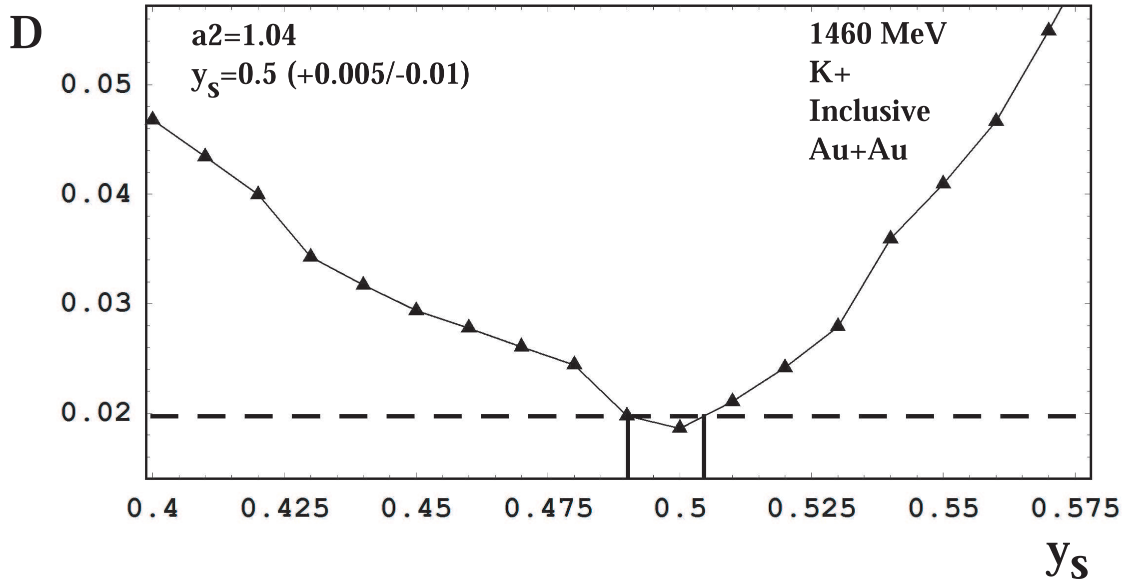
D^{as} steht hier für das globale Minimum der Fehlergrößen und bestimmt damit, wie oben beschrieben, die Fitwerte y_S und a_2. Dieses Minimum ist jedoch im Rahmen der Fehler der Datenpunkte nicht eindeutig. Zum einen existieren in einigen Fällen weitere lokale Minima, die in der Nähe von D^{as} liegen, zum anderen ist das globale Minimum nicht scharf begrenzt. Abb. 4.7 (unten) zeigt die Abhängigkeit der Fehlergröße D bei konstanter Quellenrapidität y_S^s vom Parameter a_2 für den in Abb. 4.6 gezeigten Fit. Der obere Teil der Abbildung zeigt das entsprechende Bild für die Größe y_S.

Die Minima sind hier stark ausgebildet und werden durch die Fitroutine eindeutig ermittelt. Dies ist jedoch durch die relativ hohe Anzahl von Datenpunkten bedingt. Eine Fehlerbetrachtung von positiv geladenen Kaonen bei 1.0 AGeV mit weniger Punkten (Abb. 5.2) zeigt, dass das Minimum für a_2 in einem breiten Bereich mit ähnlichem D zu finden ist. Mit geringer Phasenraumabdeckung kommt es demnach hier zu größeren Abweichungen im a_2-Wert. Als Fehlerschranken werden die Schnittpunkte der Fehlerkurve mit einer horizontalen Linie 6% über dem globalen Minimum D verwendet. Dieser Wert ist an den Fehler der Au+Au Daten aus [Stu01] angepasst und wird für alle folgenden Fehlerbetrachtungen verwendet.

4.6 Einbinden der Au+C Daten

Im Juli 1998 wurde während einer Au+Au Strahlzeit zusätzlich das System Au+C (Au→C) bei dem Laborwinkel $\Theta_{lab} = 44°$ und der Strahlenergie $E_{beam} = 1.03\,\mathrm{AGeV}$ gemessen. Diese zum Stoßsystem C+Au (C→Au) inverse Kinematik im Laborsystem ist im Schwerpunktsystem der Reaktion identisch mit dem System C+Au. Dies bietet die Möglichkeit, die Daten aus beiden Experimenten zu verbinden. In der gewählten lorentzinvarianten $p_t - y$-Darstellung ist die Transformation der Spektren einfach. Da die Einschußenergien beider Experimente identisch sind, folgt, dass die Strahlrapiditäten den gleichen Wert haben. Target- und Projektil/Strahlrapidität der beiden Experimente sind vertauscht. Wegen der additiven Eigenschaft der Rapidität lautet die Transformation demnach:

$$y_{C+Au} = y_{beam} - y_{Au+C} \tag{4.24}$$



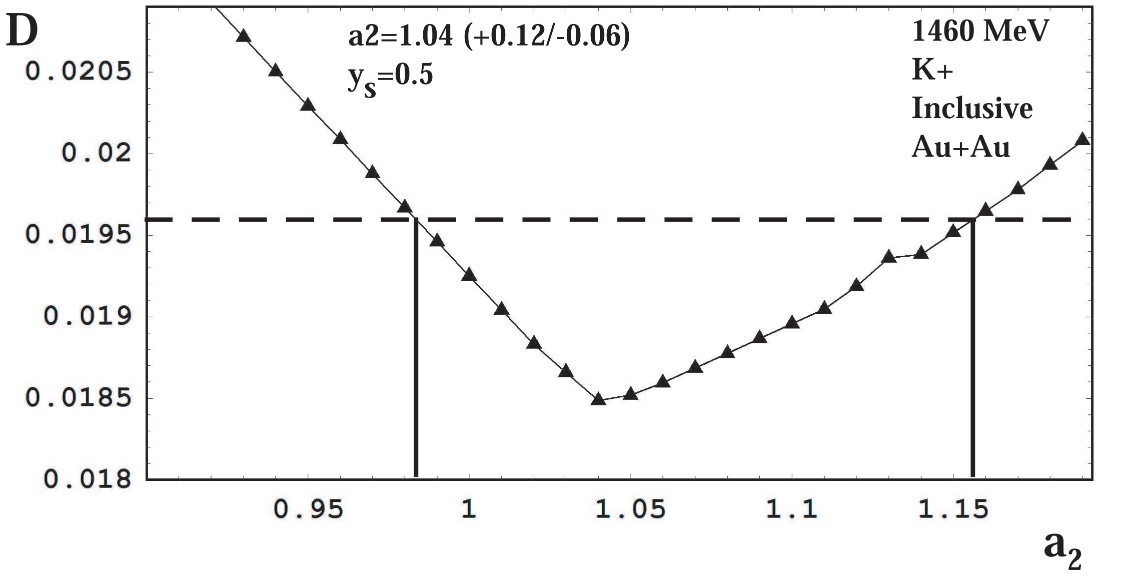


Abbildung 4.7: *Fehlerbetrachtung für die Quellenrapidität y_S (oben) und den Anisotropieparameter a_2 (unten) für K^+ im System Au+Au.*

Dies entspricht einer Spiegelung der Spektren an mittlerer Rapidität ($y/y_{beam} = 0.5$). Abb. 4.8 zeigt die transformierten und gemessenen Phasenraumbereiche beider Systeme beim jeweiligen Laborwinkel $\Theta_{lab} = 44°$.

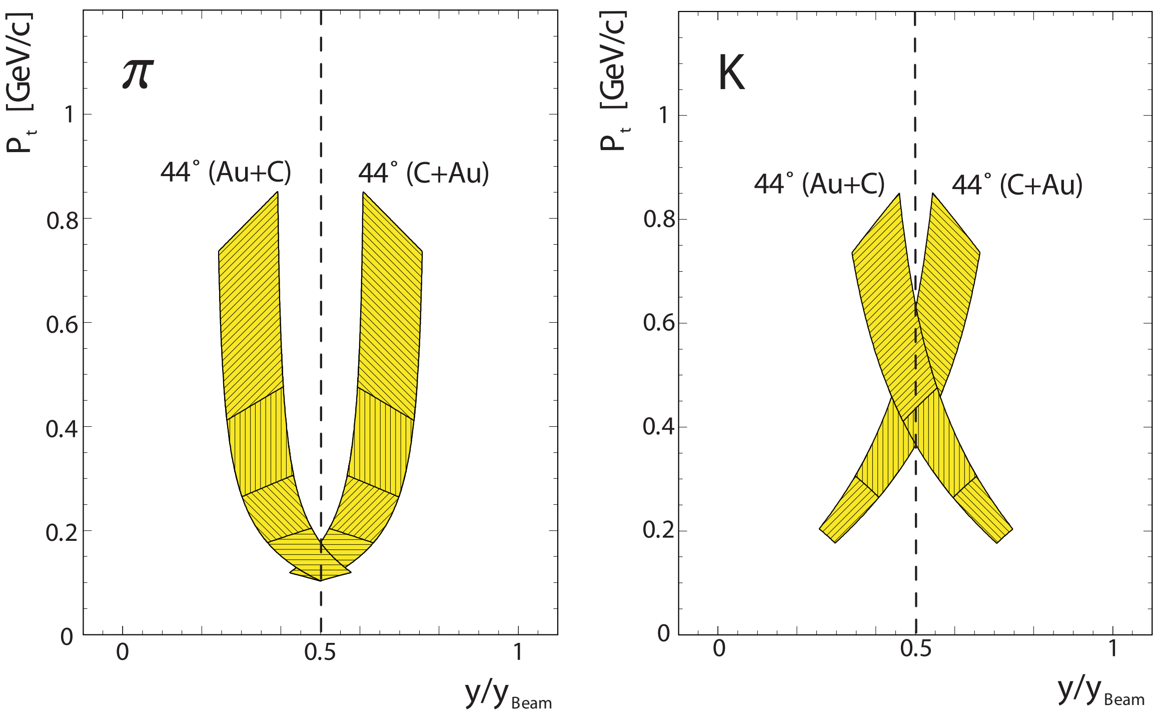


Abbildung 4.8: *Veranschaulichung der Transformation des gemessenen Phasenraums des Systems Au+C in das System C+Au bei 1.0 AGeV. Abgebildet sind die bereits transformierten Bereiche von Kaonen (links) und Pionen (rechts) des Systems Au+C, sowie die gemessenen Bereiche des Systems C+Au. Die Transformation entspricht einer Spiegelung an mittlerer Rapidität.*

In den in Abb. 4.8 vorhandenen Überlappbereichen sollten im Rahmen der Fehler die gleichen Wirkungsquerschnitte in beiden Experimenten gemessen werden. Es zeigt sich jedoch, dass im Schnittpunkt der Spektren deutliche Unterschiede vorhanden sind. Invariante Wirkungsquerschnitte der Au+C Strahlzeit sind in den inklusiven Spektren um einen Faktor 1.7 größer, als die der C+Au Strahlzeit. Dies gilt für Kaonen und Pionenspektren. Der gemeinsame Differenzfaktor für Pionen und Kaonen, sowie die Bestätigung durch die integrierten Wirkungsquerschnitte [Lan03], lässt auf einen globalen Normierungsfehler schließen. Ein weiterer Vergleich von Wirkungsquerschnitten von negativ geladenen Pionen aus Au+Au Reaktionen bei 1.03 AGeV der Strahlzeit vom Juli 1998 mit Wirkungsquerschnitten aus [Wag96] ergeben ebenfalls eine Überhöhung um den Faktor 1.7. Somit kann davon ausgegangen werden, dass ein Normierungsfehler innerhalb der Au+C Strahlzeit vorliegt. Untersuchungen der Strahlnormierung und der Targetfaktoren konnten diese als Fehlerquellen ausschließen. Eine fehlerhafte Totzeiterfassung und Totzeitkorrektur bleiben als mögliche Ursachen.

Im Vergleich der Zentralitätsklassen differiert der Faktor zusätzlich. Dies ist aber in der unterschiedlichen Einteilung der Zentralitätsklassen und den Fehlern in den Schnittpunkten begründet. Tabelle 4.3 zeigt die Einteilungen der Zentralitätsklassen für C+Au und Au+C bei 1.0 AGeV Strahlenergie. Diese sind, soweit es möglich ist, prozentual gleich eingeteilt.

C+Au	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4	σ_{react} [barn]
% σ_{react}	33.55	26.45	32.66	7.34	2.6
Au+C	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4	σ_{react} [barn]
% σ_{react}	31.2	22.4	40.2	6.2	1.8

Tabelle 4.3: *Prozentuale Einteilung der Zentralitätsklassen von C+Au und Au+C bei 1.0 AGeV Strahlenergie*

Desweiteren besteht ein großer Unterschied in den gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitten beider Experimente. Hierbei ist die Ursache die nicht für alle Stoßsysteme optimale Akzeptanz des Targethodoskops, was zu einem Verlust von Teilchen im System Au+C führt. Da das Multiplizitätsspektrum des Targethodoskops jedoch die Grundlage für die Einteilung der Zentralitätsklassen ist, sind Abweichungen zu erwarten. Die Differenzfaktoren wurden für jede Zentralitätsklasse bestimmt. Es kann wegen den großen Unterschieden nicht davon ausgegangen werden, dass die gleichen Zentralitätsklassen in beiden Strahlzeiten verwendet wurden. Somit werden nur inklusive Daten beider Strahlzeiten gleichzeitig verwendet. Hierbei werden alle Wirkungsquerschnitte der Au+C-Strahlzeit mit $\frac{1}{1.7}$ skaliert. Da der überwiegende Anteil der Ergebnisse dieser Arbeit jedoch ausschließlich von C+Au-Daten stammt, betrifft dies die meisten der folgenden Aussagen nicht. Die Untersuchungen bezüglich der überhöhten Wirkungsquerschnitte der Au+C Strahlzeit vom Juli 1998 ist noch nicht vollständig abgeschlossen.

Kapitel 5

Ergebnisse und Interpretation

Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Mit Hilfe von drei unterschiedlichen Analysemethoden wird versucht, die Spektren zu beschreiben. Zwei der Methoden basieren auf einem im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellten Fitverfahren. Dabei wird, wie in Kapitel 4 beschrieben, eine anisotrope Teilchenquelle an die gemessenen Wirkungsqerschnitte angepasst. Diese Analyse erlaubt es, zusätzlich zur Schwerpunktsbestimmung, eine Aussage über die Anisotropie der Emission zu treffen. In der zweiten Methode werden mehrere isotrope Quellen p_t-abhängig an die Spektren angepasst. Die letzte Methode wird in [Lan03] ausführlich dargestellt. Sie basiert auf dem Vergleich von inversen Steigungsparametern und Wirkungsquerschnitten der Spektren in verschiedenen Schwerpunktsystemen. Mit Kenntnis des Schwerpunktsystems und a_2 kann schließlich der integrale Wirkungsquerschnitt σ berechnet werden.

5.1 Beschreibung der Daten mit einer Quelle

Zuerst werden die Spektren mit einer Quelle durch das in Kapitel 4 vorgestellte Verfahren angepasst. In diesem Modell wird vorausgesetzt, dass alle Teilchen aus einem gemeinsamen Schwerpunktsystem emittiert werden.

5.1.1 K^+-Emission bei 1.0 AGeV Einschussenergie

Die Spektren der Kaonen aus beiden Strahlzeiten sind bei 1.0 AGeV über einen weiten Bereich des Phasenraums verteilt. Gefittet wurde über den ganzen y-Bereich bis 0.5 in Schrittweiten von 0.01. Der Parameter a_2 wurde in mehreren Stufen und Schrittweiten bis zu einem Wert von 4 durchlaufen. Abb. 5.1 zeigt das Resultat der Anpassung, Abb. 5.2 die zugehörigen Fehlerbetrachtungen.

Der Anisotropiewert von $a_2 = -0.3\ (+0.91/-0.27)$ liegt im Rahmen dessen, was von symmetrischen Systemen bei dieser Energie bekannt ist. Bei C+C Reaktionen liegt der a_2-Wert bei 0.0 ± 0.34, während er bei Au+Au Rektionen bereits einen Wert um die 1 annimmt [Stu01]. Insofern erwartet man bei der Annahme, dass das System C+Au

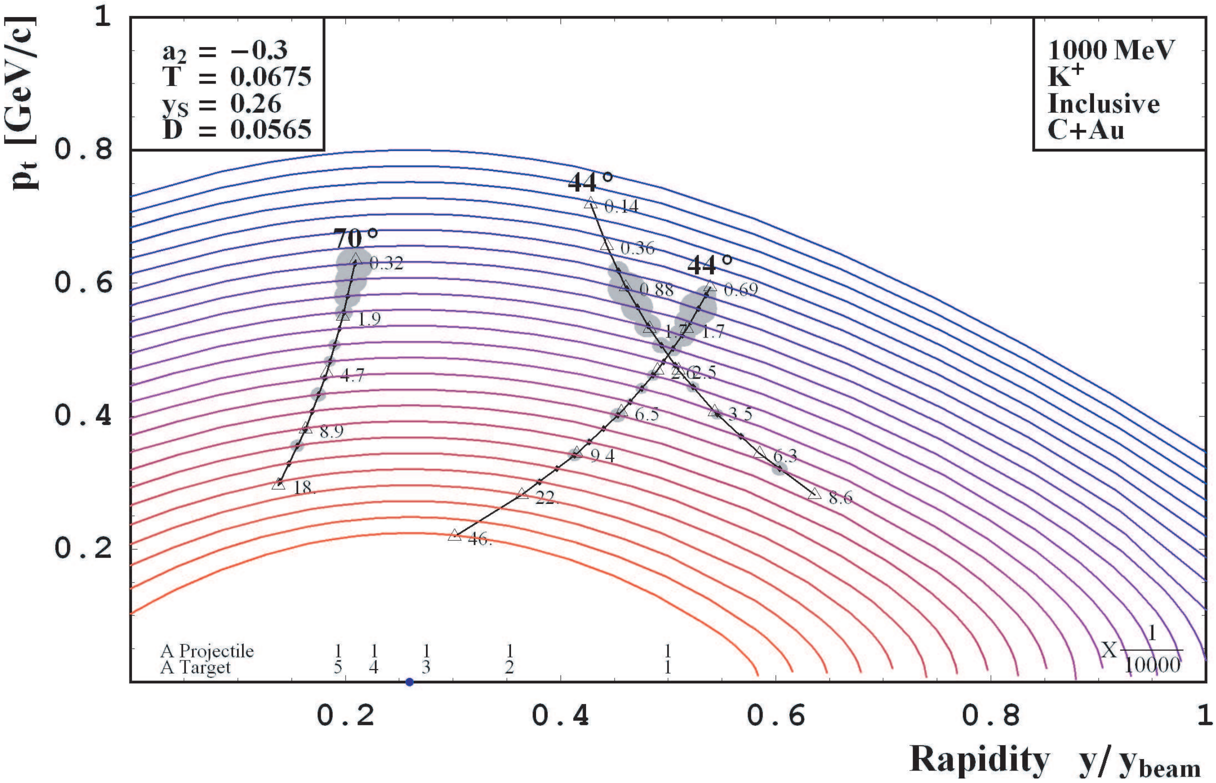


Abbildung 5.1: *Invariante Wirkungsquerschnitte von K^+-Mesonen bei 1.0 AGeV Strahlenergie und deren Beschreibung mit einer anisotropen Teilchenquelle. Das Schwerpunktsystem wurde hier zu $y_S = 0.26$ ermittelt. Die Daten der Au+C Strahlzeit wurden mit einem Faktor 0.59 skaliert (s. 4.6).*

irgendwo zwischen den beiden Extremen Au+Au und C+C liegt, einen Anisotropiewert in diesem Größenbereich. Das Schwerpunktsystem wurde zu $y_S = 0.26\ (+0.01/-0.01)$ bestimmt. Umgerechnet in die Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen entspricht dies einem Verhältnis von Target(Au)- zu Projektilnukleonen(C) von

$$\frac{\langle A_{part}\rangle^K_{Au}}{\langle A_{part}\rangle^K_C} = 3.28\ (+0.2/-0.18). \tag{5.1}$$

Im Vergleich dazu wurde in Kapitel 4 ein Wert für inklusive Stöße von 3.28 für zehn Kohlenstoffpartizipanten berechnet. Dies stimmt erstaunlich gut mit dem Wert in Gleichung 5.1 überein. Um Kaonen unterhalb der freien NN-Schwelle produzieren zu können, sind Vielfachstöße notwendig. Da wesentlich mehr Goldnukleonen als Kohlenstoffnukleonen in einer Reaktion zur Verfügung stehen, wird jedes C-Nukleon, bzw. jede Zwischenstufe der Reaktion, im Mittel mit mehr Au-Nukleonen als C-Nukleonen stoßen. Dies verschiebt den Schwerpunkt der Teilchenquelle von mittlerer Rapidität ($y_{Mittel} = 0.5$) in Richtung Targetrapidität ($y_{Target} = 0$).

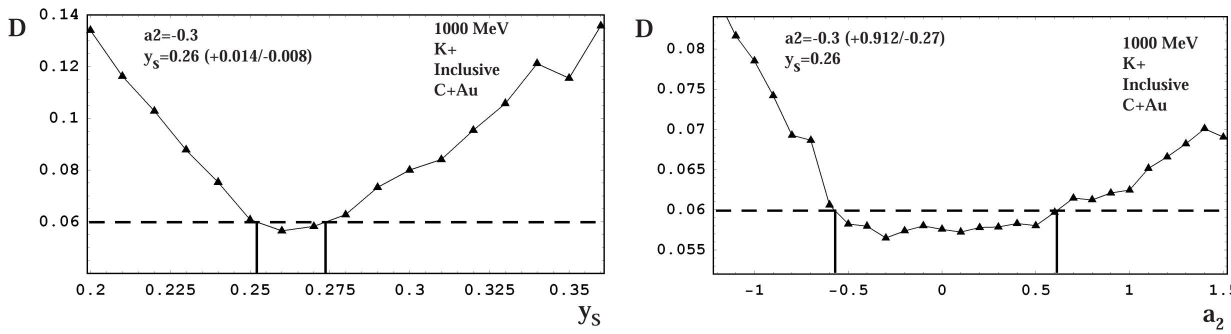


Abbildung 5.2: *Fehlerbetrachtung für die Anpassung an invariante Wirkungsquerschnitte von K^+-Mesonen bei 1.0 AGeV Strahlenergie. Aufgrund der geringen Statistik fällt der Fehler für den Anisotropieparameter relativ groß aus.*

5.1.2 K^+-Emission bei 1.8 AGeV Einschussenergie

Die Daten der K^+-Mesonen bei 1.8 AGeV konnten wegen ausreichender Statistik zentralitätsabhängig ausgewertet werden. Exemplarisch werden mit Abb. 5.3 Kaonen aus den periphersten Stößen vorgestellt, im Anhang sind jedoch alle übrigen Anpassungen aufgeführt. Quellenrapidität und Anisotropiefaktor wurden hier zu $y_S = 0.24(+0.021/-0.022)$ und $a_2 = 0.4\,(+0.6/-0.3)$ bestimmt. Die Fitresultate für die anderen Zentralitätsklassen und für das inklusive Spektrum unterscheiden sich nur unwesentlich (s. Anhang und Tabelle 5.1). Dieses spezielle Verhalten der Kaonen läuft entgegen der Erwartung von Kapitel 4. Das Emissionssystem für Kaonen bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV ist damit identisch. Der geometrisch ermittelte Extremwert der Rapidität aus Abschnitt 4.1.2 wird bei beiden Energien in etwa erreicht aber nicht unterschritten. Auch die Anisotropieparameter beider Energien unterscheiden sich nur gering. Eine Interpretation findet sich bei der p_t-ahbhängigen Untersuchung der Daten.
Der Großteil der Kaonen wird auch bei 1.8 AGeV nicht in Nukleon-Nukleon Stößen erzeugt, sondern durch Vielstufenprozesse. Der Anteil der in den ersten "harten" Stößen produzierten Kaonen ist auch bei der nominal über der Schwelle liegenden Energie gering. Dies würde erklären, warum die Quellenrapidität für Kaonen bei 1.8 AGeV Strahlenergie nicht zu mittlerer Rapidität verschoben ist.

5.1.3 Pionen-Emission bei 1.0 und 1.8 AGeV Einschussenergie

Die Interpretation der Pionendaten ist kompliziert, da Pionen stark mit den Nukleonen des expandierenden Feuerballs und den Spektatorfragmenten Wechselwirken. Auf Grund der impulsabhängigen Absorptionseffekte ist nicht anzunehmen, dass eine einzige Teilchenquelle die Pionenemission beschreiben kann. Die Fitroutine wurde auf alle Zentralitätsklassen der Pionenspektren angewendet. Abb. 5.4 zeigt repräsentativ für alle Pionen die Anpassungen an die invarianten Wirkungsquerschnitte von positiv geladenen Pionen aus peripheren und zentralen Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie. Alle weiteren Anpassungen finden sich

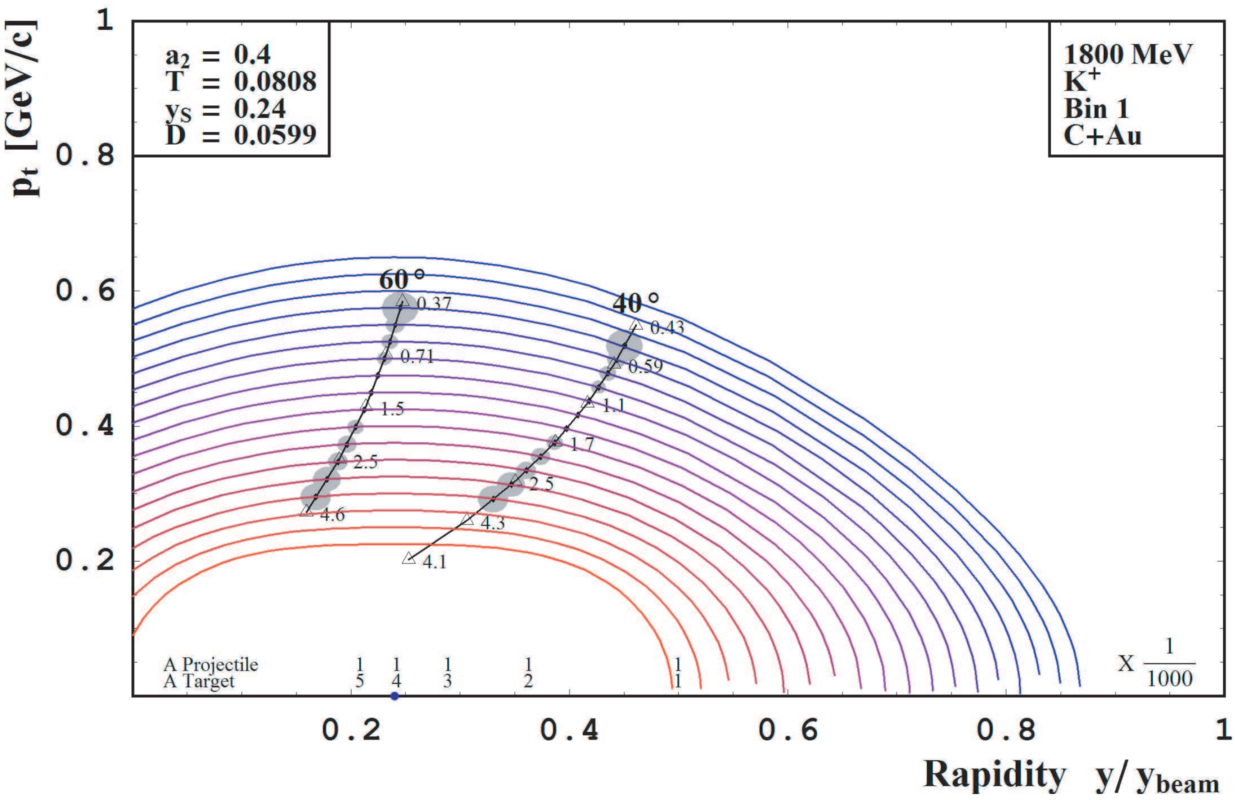


Abbildung 5.3: *Anpassung mit einer Teilchenquelle an Daten von K^+-Mesonen aus peripheren C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenerge.*

im Anhang.

Die Quellenrapidität der zentralsten Klasse liegt bei $y_S = 0.35\ (+0.01/-0.01)$, die der periphersten bei $y_S = 0.49\ (+0.01/-0.01)$. Hier zeigt sich, wie bei allen Pionen, eine deutliche Abhängigkeit des Schwerpunktsystems von der Zentralität des Stoßes. Die Schwerpunktsrapidität von peripheren Reaktionen liegt näher an mittlerer Rapidität, als bei zentralen Reaktionen. Negativ geladene Pionen bei 1.8 AGeV kommen tendenziell aus einem Schwerpunktsystem näher bei Targetrapidität als positiv geladene Pionen bei 1.8 AGeV. Im Vergleich der Energien 1.0 AGeV und 1.8 AGeV zeigt sich ein deutlicher Unterschied in den Emissionsystemen. So ist die Schwerpunktsrapidität von Pionen bei 1.0 AGeV generell weiter bei mittlerer Rapidität als die der Pionen bei 1.8 AGeV. Die Abhängigkeit des a_2-Parameters von der Zentralität ist bei allen Pionen ähnlich. Es zeigt sich, dass semiperiphere Stöße den größten Anisotropiewert besitzen. In Abb. 5.5 ist die Abhängigkeiten der Parameter y_S (oben) und a_2 (unten) von der Zentralität für Pionen und Kaonen aufgeführt. Dabei wurde der mittlere Stoßparameter $< b >$ aus Abschnitt 3.13 verwendet. Es zeigt sich deutlich, dass die mittleren Schwerpunktsysteme der Pionenquellen im Vergleich zu den Kaonen näher an mittlerer Rapidität liegen. In Abschnitt 4.1.2 wurden jedoch ähnliche Schwerpunktsysteme für Kaonen und Pionen erwartet. Dies liegt

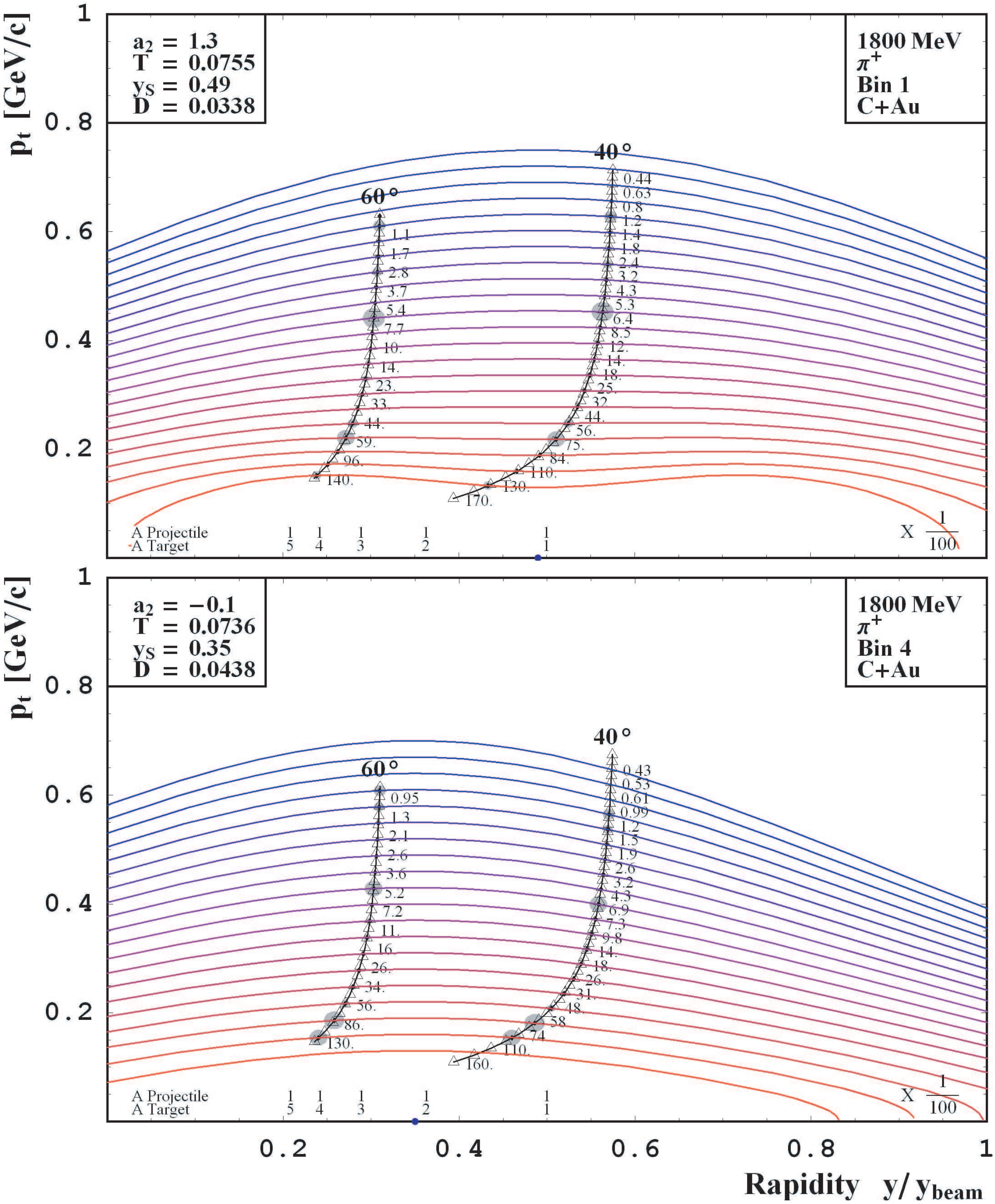


Abbildung 5.4: *Anpassung mit einer ansiotropen Teilchenquelle an Pionendaten aus zentralen (oben) und peripheren (unten) C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie.*

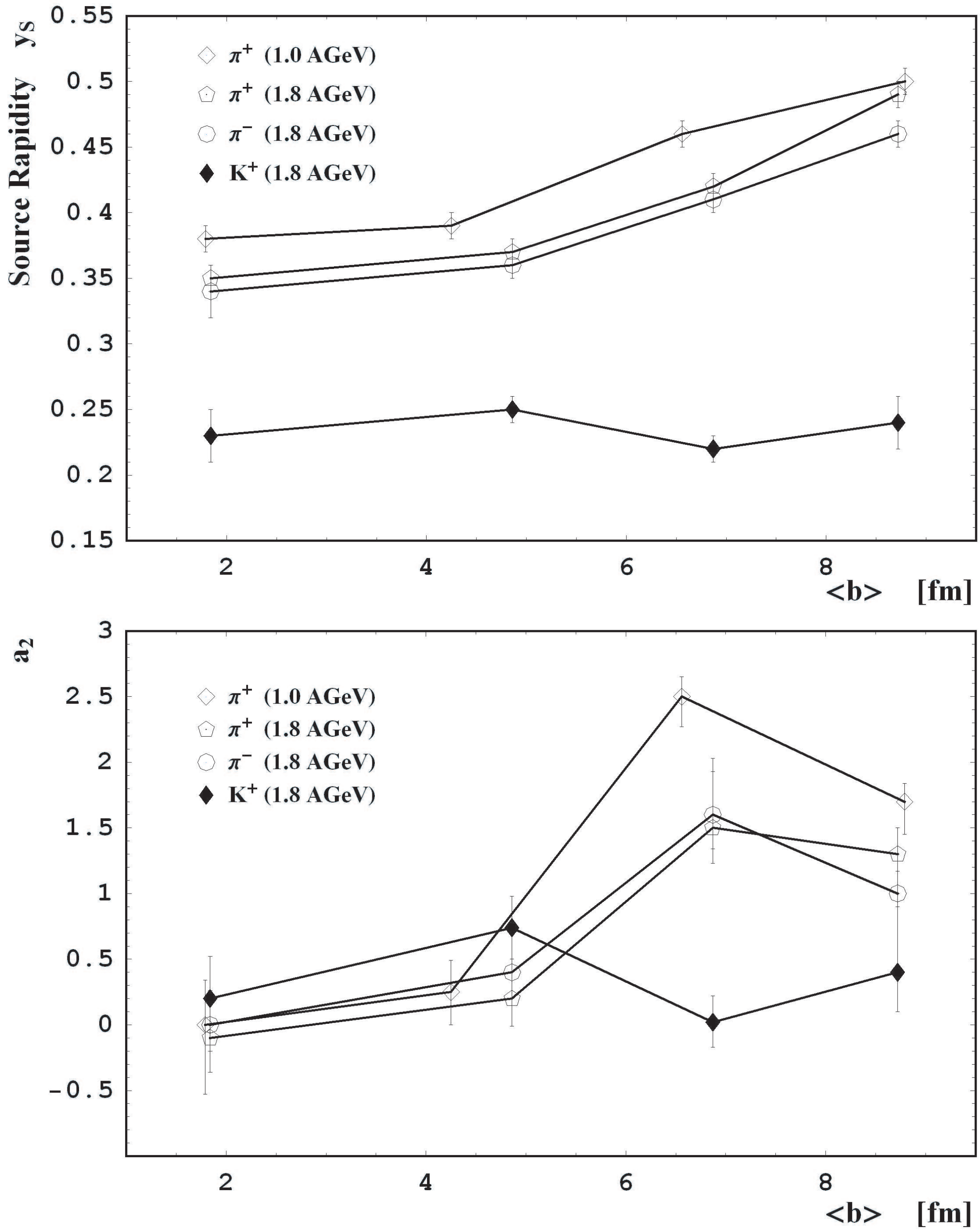


Abbildung 5.5: *Abhängigkeit der Quellenrapidität y_s (oben) und des Anisotropiefaktors a_2 (unten) von der Zentralität des Stoßes für Pionen und Kaonen. $< b >$ bezeichnet hierbei den mittleren Stoßparameter.*

an der Übergewichtung der hochenergetischen Pionen in dem hier verwendeten Fitverfahren. Der Großteil der Pionen ist niederenergetisch (s. Abb. 3.6). Das Fitverfahren wichtet aber mit dem gemessenen Phasenraumbereich, der überwiegend von hochenergetischen Pionen belegt ist. Die nachfolgende p_t-abhängige Analyse wird darum Energieabhängig die Schwerpunktsysteme ermitteln.

5.2 Mehrere Emissionszentren - p_t-abhängige Untersuchung der Spektren

Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt lassen sich Pionenspektren nicht durch eine Boltzmannfunktion beschreiben. Spektren von Pionen werden in der Regel in einen hoch- und niederenergetischen Bereich unterteilt und durch zwei Boltzmannfunktionen beschrieben. Dies entspricht der Überlagerung von zwei thermischen Quellen. Desweiteren ist bekannt, dass hoch- und niederenergetische Pionen zu verschiedenen Zeiten der Reaktion emittiert werden [Wag96]. Dies legt es nahe, unterschiedliche Quellen für verschiedene Energien zu nehmen. Auch für Kaonen bietet sich ein solches Modell zur Untersuchng der Daten an. Ein einfacher und transparenter Weg ist eine p_t-abhängige Analyse aller Kaonen- und Pionendaten. Da die derzeitige Version des Fitprogramms es noch nicht zulässt, mehrere Quellen gleichzeitig zu simulieren und zu addieren, wird eine einfachere Methode verwendet.
Über jeweils einen kleinen p_t-Abschnitt (ca. 0.1 GeV/c) werden Quellenlinien, ohne a_2-Parameter, an die beiden Spektren angefittet. Dies geschieht über die gesamte Verteilung der Spektren. Man erhält so eine Abhängigkeit $y_S(p_t)$, indem y_S über dem Mittelwert des p_t-Abschnitts aufgetragen wird. Ein Zwei-Parameterfit a_2, y_S macht auf Grund der geringen Anzahl von Datenpunkten hier keinen Sinn. Abb. 5.6 verdeutlicht die Prozedur.

Die Fehler können auf die gleiche Weise wie in Abschnitt 4.5 berechnet werden. Der Fitfehler der Quellenrapidität ist jedoch gering und wird in der Regel durch die Symbolgröße verdeckt. Es wurden daher keine Fehlerbalken eingezeichnet.

5.2.1 K^+-Emission bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV Strahlenergie

Die Kaonen wurden bereits mit einer Quelle angefittet. Dies liefert jedoch nur einen Mittelwert der Emissionsquellen. In der Abb. 5.7 sind das inklusive Spektrum und die vier Zentralitätsklassen (Bin 1 - peripher, Bin 4 - zentral) von Kaonen bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV Strahlenergie zusammen p_t-abhängig ausgewertet. Es zeigt sich ein klarer Anstieg der Quellenrapidität mit dem Transversalimpuls. Dieser Trend ist für alle Zentralitätsklassen in etwa gleich, wobei jedoch keine Abhängigkeit der Zentralitätsklassen zu erkennen ist. Die Quellenrapidität bewegt sich in einem Bereich von $0.16 \leq y_S \leq 0.33$, der Mittelwert für y_S liegt erwartungsgemäss bei ca. 0.25.

Die Symbole der inklusiven Spektren sind bei beiden Energien zum besseren Vergleich schwarz ausgefüllt. Es zeigt sich auch hier, dass kein wesentlicher Unterschied in der Emission der Kaonen zwischen 1.0 AGeV und 1.8 AGeV vorhanden ist. Es verwundert umso mehr, wenn man berücksichtigt, dass sich die Einschußenergien ober- und unterhalb der

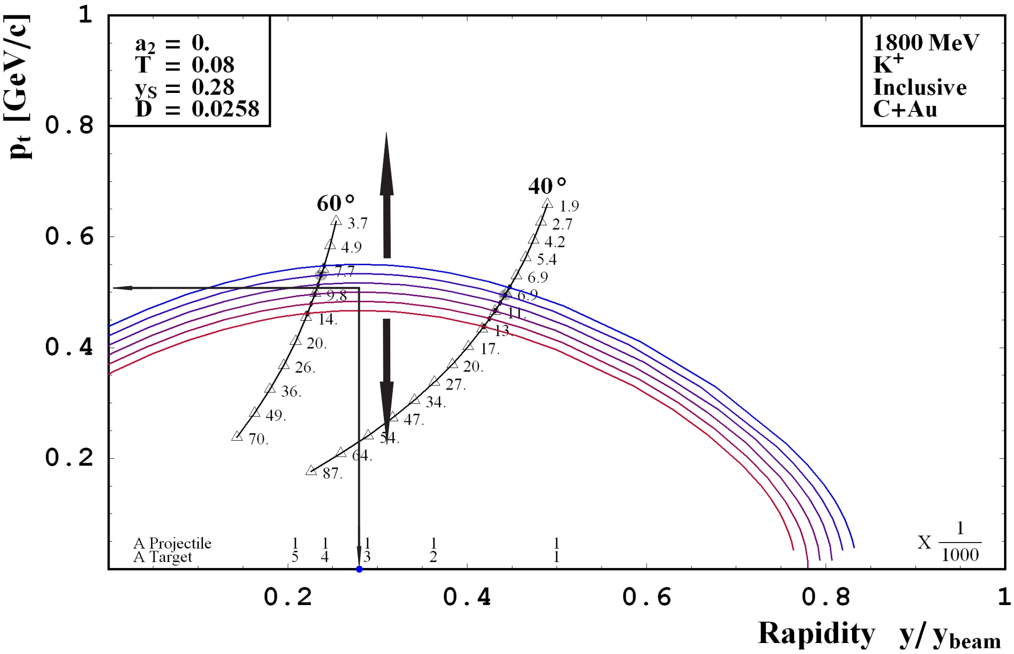


Abbildung 5.6: *Veranschaulichung der p_t-abhängigen Anpassung. Der gemessene Phasenraumbereich wird durch eine isotrope Quelle in kleinen p_t-Abschnitten angefittet.*

Nukleon-Nukleon Schwelle befinden. Berechnet man jedoch die Energieschwelle für die Produktion von Kaonen mit gegebenem Transversalimpuls, so ergibt sich, dass die Mehrzahl der Kaonen nicht in NN-Stößen erzeugt wurden. Bei beiden Energien waren somit Vielfachstöße und Mehrstufenprozesse für die Kaonenproduktion verantwortlich.
Die negativ geladenen Kaonen konnten aus Gründen großer statistischer Fehler nicht ausgewertet werden. Dieser Umstand und die Tatsache, dass lediglich unter zwei Laborwinkel gemessen wurde, führt dazu, dass die Fitroutine keine stabilen Ergebnisse liefern kann. Weder die Anpassung mit einer noch mit mehreren Quellen war möglich.

5.2.2 π^+-Emission bei 1.0 AGeV Strahlenergie

Abb. 5.8 zeigt die p_t-abhängige Analyse für Pionen bei 1.0 AGeV. Dieses Bild entstand ausschließlich mit Daten der C+Au Strahlzeit. Bei Hinzunahme des Au+C Spektrums aus der inversen Reaktion treten nur geringfügige Änderungen auf. Bei den Pionen zeigt sich eine deutliche Trennung der einzelnen Zentralitätsklassen. Pionen, die aus zentralen Stößen kommen, haben bei gleichem p_t eine geringere Quellenrapidität, als Pionen aus peripheren Reaktionen. Diese Abhängigkeit ist bei allen vier Zentralitätsklassen deutlich zu erkennen. Die Werte des inklusiven Spektrums liegen erwartungsgemäß in der Mitte der Zentralitätsklassen.
Die Trennung und Staffelung der Zentralitätsklassen ist ein rein kinematischer Effekt, der in Abschnitt 4.1.2 bereits beschrieben und erwartet wurde. Die Stoßhäufigkeit eines Teilchens mit mehreren Targetnukleonen wächst mit der Zentralität. Dies hat zur Folge, dass

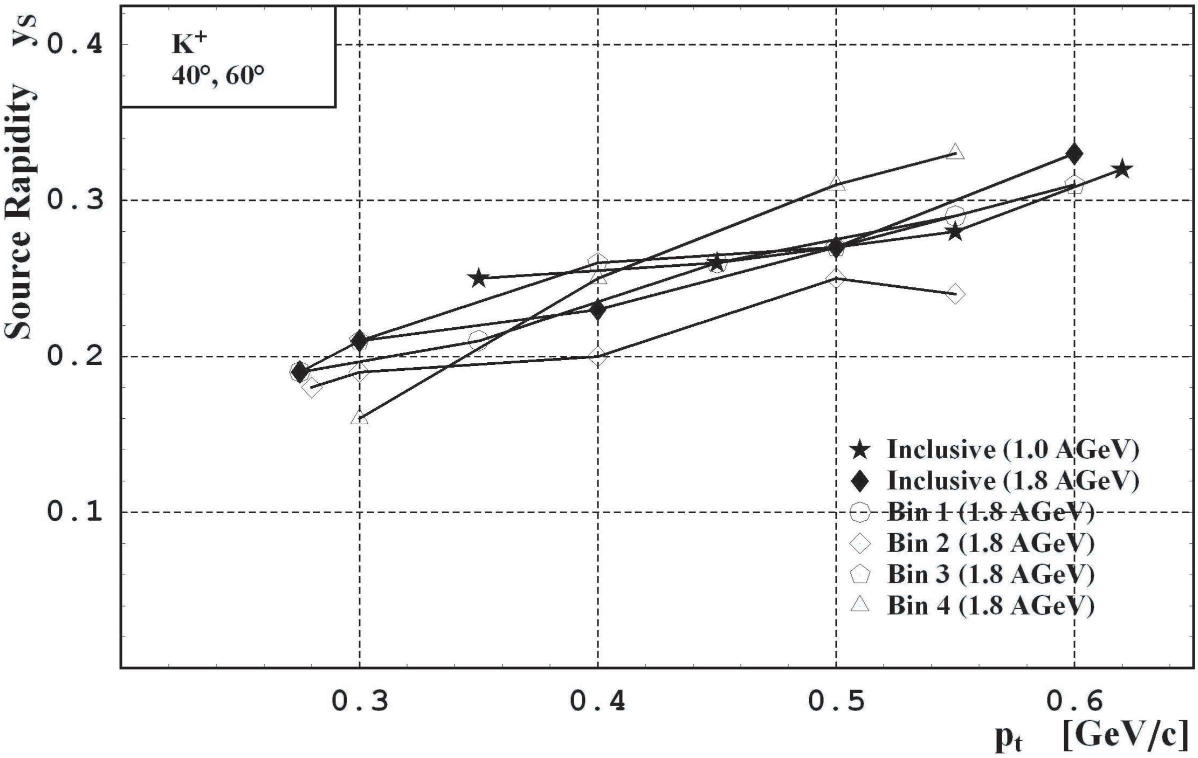


Abbildung 5.7: *Die Quellenrapidität y_S wurde mit einer isotropen Quelle in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_t bestimmt. Aufgetragen sind die Ergebnisse für die vier Zentralitätsklassen der K^+ bei 1.8 AGeV in C+Au Stößen, sowie die inklusiven Daten der positiv geladenen Kaonen aus C+Au Stößen bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV.*

Teilchen aus zentralen Stößen im Laborsystem mehr abgebremst werden, als solche aus peripheren Reaktionen. Die Quellenrapidität wird deshalb mit der Zentralität zur Targetrapidität verschoben. Dieses Argument gilt wegen der großen mittleren freien Weglänge nicht für Kaonen und wird hier auch nicht beobachtet.
Ein ähnlicher Trend wie bei den Kaonen, ein Anstieg der Quellenrapidität mit dem Transversalimpuls, ist auch bei den Pionen zu beobachten. Der Bereich der Quellenrapidität reicht hier jedoch von 0.1 bis 0.5. Während die Kaonen aus einem System mit relativ eingeschränkter Quellengeschwindigkeit stammen, sind die Quellenrapiditäten der Pionen über einen weiten Bereich verteilt. Da Pionen im Gegensatz zu den Kaonen bei diesen Energien auch in Nukleon-Nukleon Stößen produziert werden können, sind Quellenrapiditäten von 0.5 hier nicht ausgeschlossen. Durch die häufige Reabsorption der Pionen auf Grund ihrer geringen mittleren freien Weglänge ist es jedoch auch verständlich, dass Quellenrapiditäten nahe der Targetrapidität auftreten, da diese häufiger mit Targetnukleonen reagieren können. Die niederenergetischen Pionen, die den Großteil der Messung ausmachen, kommen aus einem Schwerpunktsystem ($y_S \approx 0.2 - 0.3$), dass dem aus Abschnitt 4.1.2 entspricht.
Ein Teil der Pionen wird in NN-Stößen produziert und verlässt direkt die Reaktionszo-

ne. Diese Pionen kommen von einer Quelle mit Rapidität $y_S = 0.5$. Die meisten Pionen hingegen müssen durch zwei oder mehr Stufen der Produktion und Absorption mittels Δ-Resonanzen, um schließlich den Feuerball zu verlassen. Je nach Anzahl der Prozesse, kommen diese Pionen aus Quellen mit geringerer Rapidität.
Es bleibt festzuhalten, dass hochenergetische Pionen eine größere Quellenrapidität haben als niederenergetische. Des Weiteren ist es wahrscheinlich, dass die hochenergetischen Pionen früh aus der Reaktionszone herauskommen. Dies wurde bereits in [Wag96] durch die sog. Pionenuhr festgestellt.

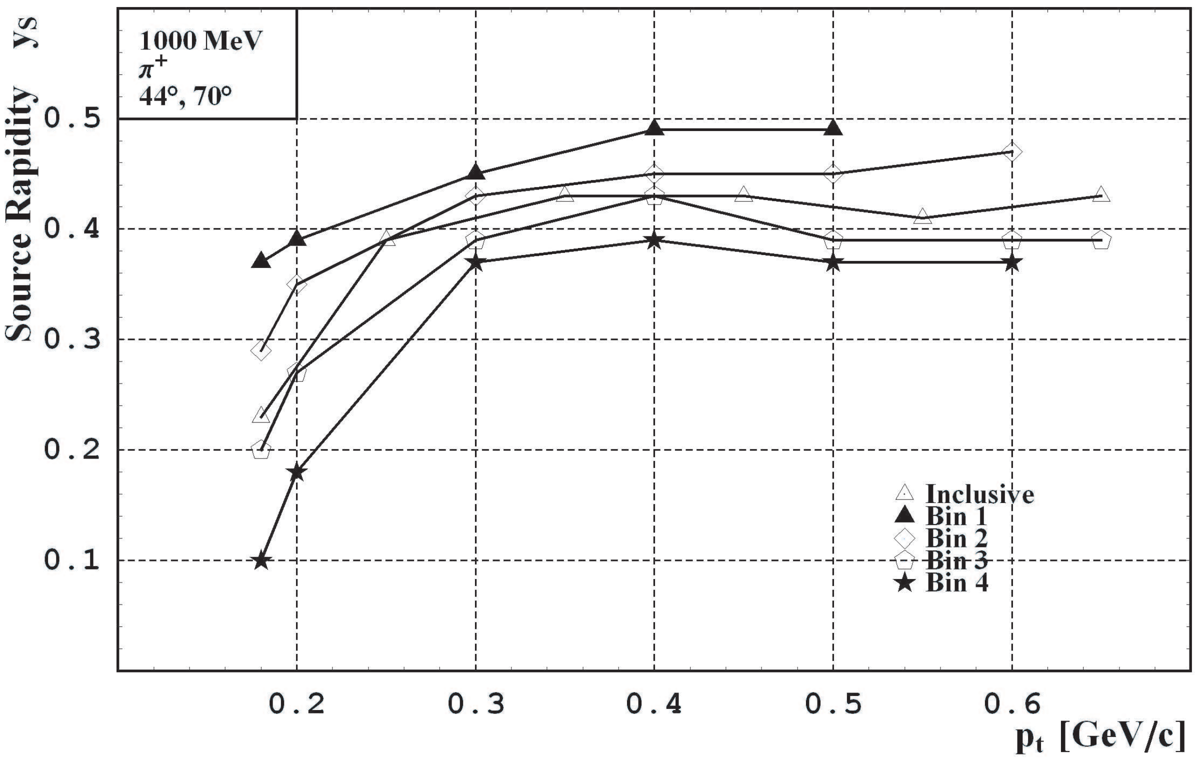
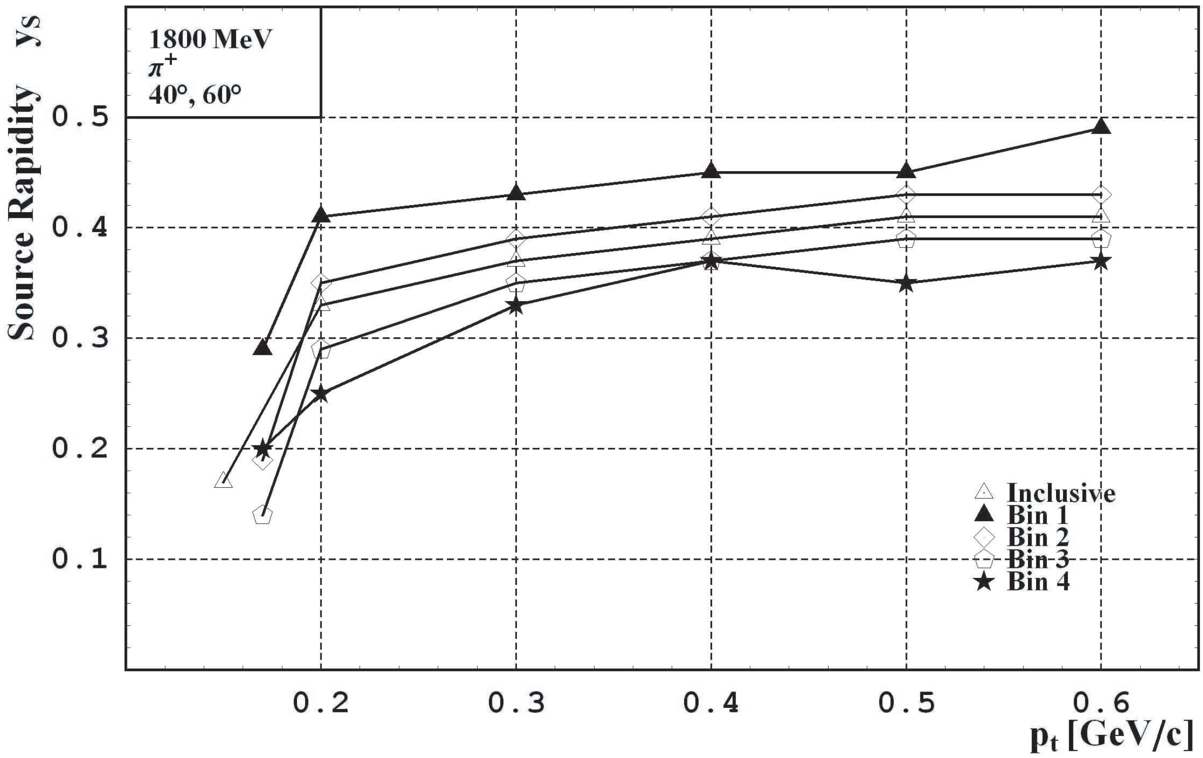


Abbildung 5.8: *Ergebnisse der p_t-abhängigen Analyse von positiv geladenen Pionen aus C+Au Stößen bei 1.0 AGeV Strahlenergie aller vier Zentralitätsklassen.*

5.2.3 $\pi^{\pm}$-Emission bei 1.8 AGeV Strahlenergie

Die Verteilung der Quellenrapiditäten von Pionen bei 1.8 AGeV Strahlenergie unterscheidet sich nur unwesentlich von denen bei 1.0 AGeV. Ihr Wertebereich ist etwa gleich, die Aufteilung der Zentralitätsklassen ist identisch. Abb. 5.9 zeigt das Ergebnis für positiv und negativ geladene Pionen bei 1.8 AGeV. Im p_t-Bereich von 0.15 GeV/c bis 0.2 GeV/c zeigt sich bei den π^+ ein steiler Anstieg der Quellenrapidität. Dieser fehlt bei den π^-.

Der Unterschied zwischen den positiv und negativ geladenen Pionen im niedrigen p_t-Bereich kann nur auf Coulomb-Effekte zurückzuführen sein. Bei Austritt der Pionen aus der Reaktionszone wirken nur noch elektromagnetische Kräfte mit ihrer großen Reichweite.



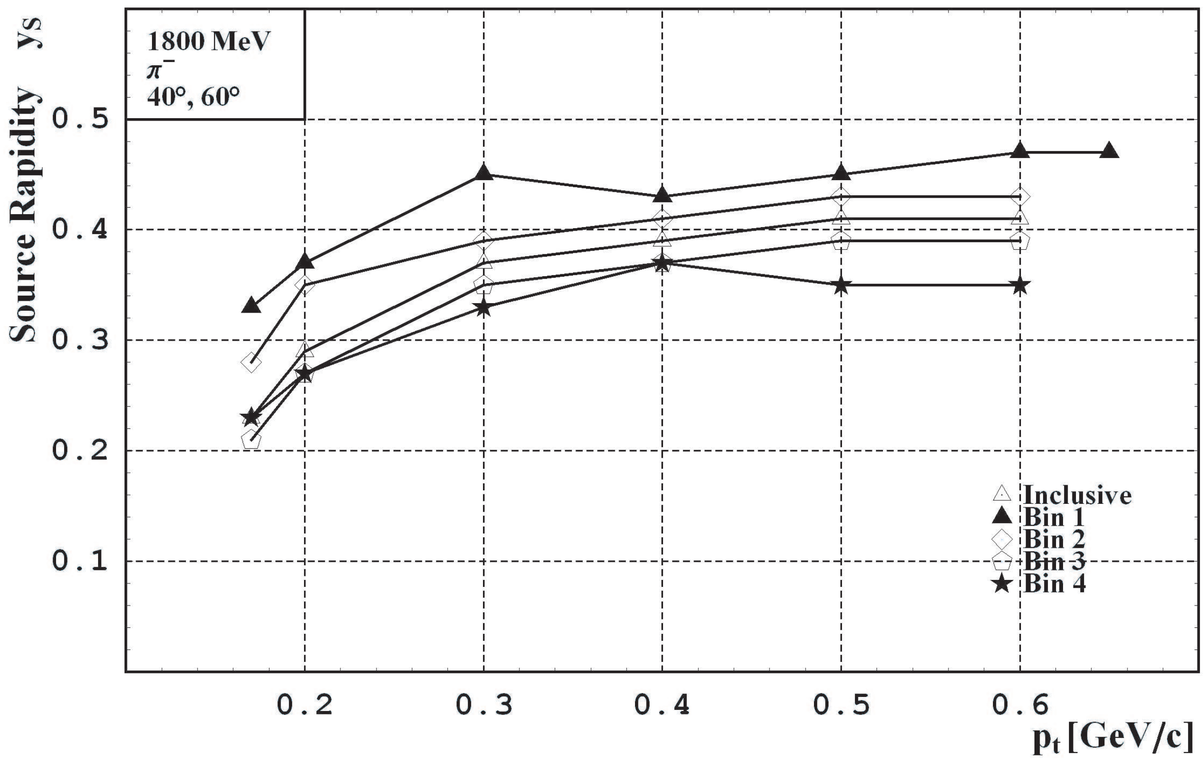


Abbildung 5.9: *p_t-abhängige Analyse der $\pi^{\pm}$ Daten bei 1.8 AGeV. Im niedrigen p_t-Bereich zeigen die positiv geladenen Pionen (oben) einen scharfen Knick. Dieser fehlt bei den π^- (unten).*

Dabei werden positiv geladene Teilchen vom schweren, ebenfalls positiv geladenen Goldkern abgestoßen, während negativ geladene Teilchen angezogen werden. Dieser Einfluss des Coulomb-Potenzials ergibt eine Änderung in der Impulsverteilung zwischen Teilchen gleicher Masse und unterschiedlicher Ladung. Für zentrale Au+Au Stöße wurde dieser Effekt bereits in [Wag96] nachgewiesen. Das Impulsspektrum negativ geladener Pionen ist somit zu niedrigeren Impulsen verschoben. Der "Knick" bei negativ geladenen Pionen könnte damit aus dem messbaren Impulsbereich des Spektrometers geschoben sein. Abb. 5.10 verdeutlicht den Effekt.

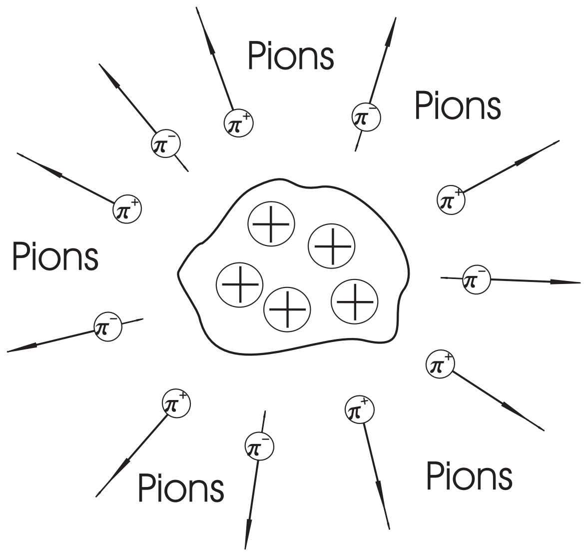


Abbildung 5.10: π^+ *und* π^- *werden im Schwerpunktsystem emittiert. Die negativ geladenen Pionen werden vom positiven Goldkern angezogen, während die positiv geladenen Pionen abgestoßen werden. Dies sorgt für eine Verschiebung der Impulsverteilung.*

Die Kernkraft hat nur eine Reichweite von einigen wenigen Fermi ($\lambda_{KK} \approx 1.5$ fm [Bet96]), danach überwiegt die elektromagnetische Kraft. Der Energiegewinn bzw. Verlust durch die Coulombkraft einens Teilchens mit Ladung q_1, dass von einer statischen Quelle mit Ladung q_2 emittiert wird, beträgt

$$\Delta E = \int_d^\infty \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} dr = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 \cdot d}. \tag{5.2}$$

Da es sich hierbei um gemessene Teilchen handelt, kann die obere Grenze in die Unendlichkeit geschoben werden, während die untere Grenze d einen Wert von einigen Fermi besitzt. ΔE bewirkt eine Änderung in der kinetische Energie der Teilchen

$$\Delta E = \sqrt{(m_\pi c^2)^2 + (\Delta p \cdot c)^2} - \left(m_\pi c^2\right). \tag{5.3}$$

Zur Abschätzung des Effekts wird q_2 zu 84 e und als unterer Integrationswert $d = 5$ fm gesetzt. Für π^+/π^- erhält man somit eine Impulsverschiebung von $\Delta p = 24.2$ MeV/c bzgl. eines neutralen π^0. Der Unterschied zwischen den geladenen Pionen beträgt somit 48.4 MeV/c. Diese Abschätzung der Impulsverschiebung für eine statische Quelle würde ausreichen um den oben beschriebenen Effekt zu beschreiben.

5.3 Vergleich mit Ar+Pb Daten

Abb. 5.11 zeigt die Rapiditätsverteilung von negativ geladenen Pionen aus zentralen Ar+Pb Stößen [Bea92]. Die vertikale Achse zeigt die Anzahl der Teilchen pro Einheitsrapidität und Ereignis, die horizontale Achse ist die auf Strahlrapidität normierte Rapidität. Eine einzige Gaußkurve reicht nicht, um die Verteilung zu beschreiben, da die Kurve nicht symmetrisch bzgl. ihres Maximums ist. Zusätzliche Ereignisse bei großen Rapiditäten sorgen für die Asymmetrie. Die gestrichelten Linien wurden nachträglich eingefügt, um den Schwerpunkt (einer Gaußverteilung) zu kennzeichnen. Die Rapidität des Schwerpunkts ist in Übereinstimmung mit dem niederenergetischen Teil der Pionen aus der p_t-abhängigen Analyse. Niederenergetische Pionen dominieren im Wirkungsquerschnitt und bilden demnach auch bei einer Rapiditätsverteilung den Hauptteil.

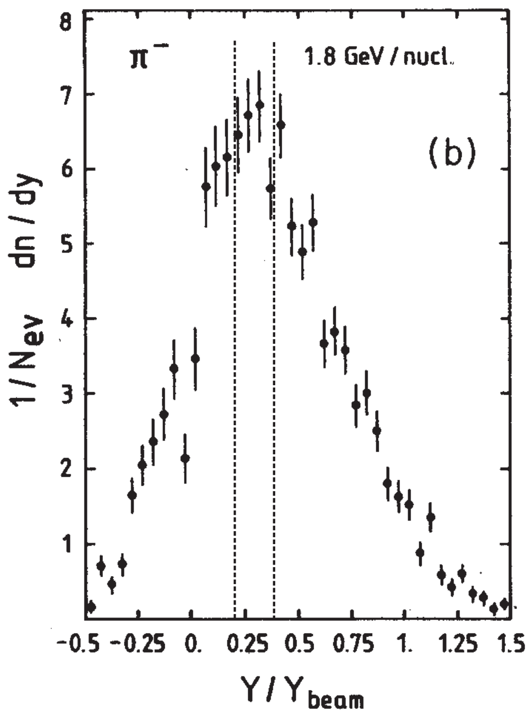


Abbildung 5.11: *Rapiditätsverteilung von negativ geladenen Pionen in zentralen Ar+Pb Stößen bei 1.8 AGeV. [Bea92]*

Durch eine Überlagerung von zwei Quellen lässt sich die Asymmetrie der Rapiditätsverteilung in Abb. 5.11 qualitativ erklären. Hierbei sorgt eine Quelle bei kleiner Rapidität für die Anreicherung des niederenergetischen Phasenraums, während eine weitere Teilchenquelle bei höherer Rapidität den hochenergetischen Bereich ausfüllt. Der weit auslaufende hochenergetische Bereich der hochenergetischen Teilchenquelle sorgt für die Verbreiterung der Rapditätsverteilung; der Hauptteil der Teilchen wird jedoch durch die niederenergetische Quelle erzeugt. Eine Kombination von mehr als zwei Quellen ist ebenso denkbar. Dies steht im Einklang mit den p_t-abhängigen Untersuchungen der Pionen aus C+Au Reaktionen.

5.4 Dynamik der Teilchenemission

5.4.1 Theoretische Vorhersagen mit dem IQMD Modell

Rechnungen mit dem IQMD[1]-Modell sagen in Au+Au Stößen einen Zusammenhang zwischen der Emissionszeit und dem Transversalimpuls von Pionen voraus. Hochenergetische Pionen kommen demnach aus der frühen und dichten Phase der Reaktion, während die niederenergetischen vorwiegend zu einem späteren Zeitpunkt emittiert werden (s. Abb. 5.12).

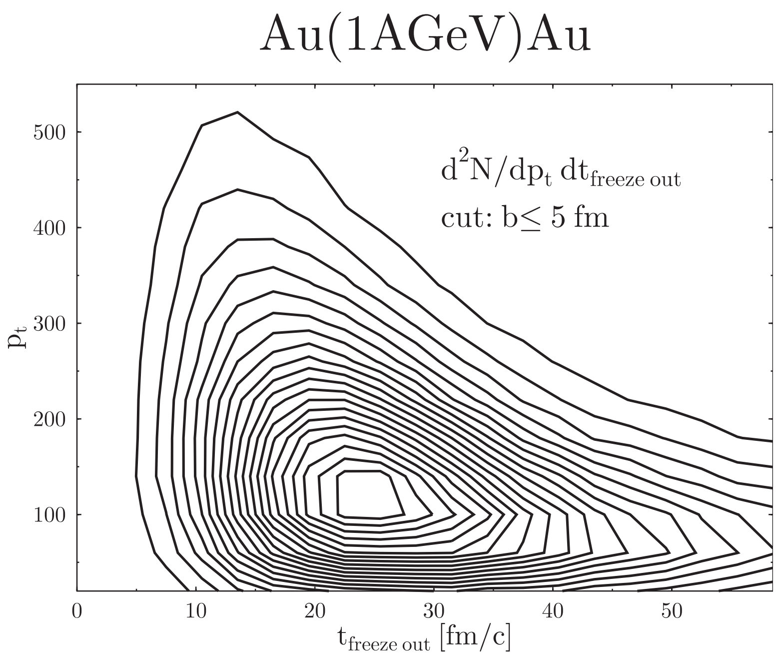


Abbildung 5.12: *Korrelation zwischen Ausfrierzeiten von Pionen und ihrem Transversalimpuls für einen zentralen Au+Au-Stoß bei 1.0 AGeV. Die Höhenlinien skalieren linear (IQMD-Rechnung [Bas94]).*

[1]IQMD: Isospin Quanten Molekular Dynamik

5.4.2 Zeitskala in der Pionenemission

Kommt die Mehrzahl der hochenergetischen Pionen früh aus der Reaktionszone, so haben diese wenig Zeit und Möglichkeiten mit Targetnukleonen zu reagieren. Erste Pionen können bereits in Nukleon-Nukleon-Stößen produziert werden. Die Folgerung ist, dass sie mehr bei mittlerer Rapidität emittiert werden, als Pionen, die viele Zwischenstufen bis zur Emission durchlaufen haben. Die niederenergetischen Pionen werden demnach zu einem späteren Zeitpunkt emittiert und haben damit im Mittel mehr Wechselwirkungen mit Targetnukleonen als hochenergetische Pionen. Eine Verschiebung zu Targetrapidität ($y_S = 0$) ist das Ergebnis. Dieser Trend ist in den Bildern zur p_t-abhängigen Analyse zu erkennen.

5.4.3 Zeitskala in der Kaonenemsission

Die gemessenen Kaonen bei 1.0 AGeV und 1.8 AGeV stammen, wie bereits erwähnt, zum überwiegenden Teil aus Vielstufenprozessen. So sollten Kaonen mit hoher Energie vorwiegend aus einer Quelle nahe der Targetrapidität ($y_T = 0$) emittiert werden, da diese viel Energie in den Stößen akkumulieren können. Die hochenergetischen Kaonen bei 1.8 AGeV liegen jedoch wesentlich näher an mittlerer Rapidität ($y_M = 0.5$) als die niederenergetischen. Somit haben Kaonen im hohen p_t-Bereich weniger Stufen in ihrer Produktion durchlaufen, als Kaonen aus dem niedrigen p_t-Bereich. Der experimentelle Befund steht somit im Widerspruch zum Energieargument. Analog zu den Pionen gelingt eine mögliche Interpretation durch Hinzunahme einer Zeitskala während der Produktion. Während der frühen Hochdichtephase der Reaktion können hochenergetische Kaonen in den ersten harten Stößen produziert werden. In der darauf folgenden abkühlenden Phase sind wesentlich mehr Stöße und Stufen nötig um überhaupt Kaonen zu produzieren. Diese haben dann eine vergleichsweise geringere Energie. Durch diese Dynamik in der Teilchenemission lässt sich Abb. 5.7 erklären.

5.5 Differentielle Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem

Durch die Erkenntnisse der obigen Analysen ist es nun möglich die Laborspektren in die Schwerpunktsysteme S mit Quellenrapidität y_S zu transformieren und damit die integrierten Wirkungsquerschnitte σ zu bestimmen. Zuerst werden die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ in lorentz-invariante differentielle Wirkungsquerschnitte $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ transformiert. Mit $dp^3 = p^2 dpd\Omega$ folgt

$$\left(\frac{E}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_{lab} = \left(E\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{lab} = \left(E\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{S}, \tag{5.4}$$

wobei E die totale Energie und p der Impuls des Teilchens ist.
Die Laborspektren wurden mit Hilfe von Gleichung 5.4 in ein mittleres Schwerpunktsy-

stem transformiert. Die Kaonen-Spektren werden wie in der $p_t - y$-Darstellung durch eine Boltzmannfunktion charakterisiert und angefittet

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \cdot Ee^{-E/T}, \tag{5.5}$$

wobei C und T die freien Parameter des Fits sind. T wird inverser Steigungsparameter genannt.
Hoch- und niederenergetischer Teil von Pionenspektren weisen ein klar unterschiedliches Steigungsverhalten auf. Aus diesem Grund werden hier zwei addierte Boltzmannfunktionen zur Beschreibung herangezogen

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \cdot \left(C_1 \cdot e^{-E/T_1} + C_2 \cdot e^{-E/T_2}\right). \tag{5.6}$$

Hierbei bezeichnet T_1 den niederenergetischen Steigungsparameter und T_2 den hochenergetischen.
Der integrale Produktionswirkungsquerschnitt für Pionen ergibt sich dann zu

$$\sigma = 4\pi \sum_{i=1}^{2} C_i \int_0^\infty dp_S p_S^2 e^{-E_S/Ti}. \tag{5.7}$$

Für Kaonen entfällt die Summation über i. Gleichung 5.7 berücksichtigt noch nicht die anisotrope Emission der Teilchen, die durch den Parameter a_2 beschrieben wird. Hierzu muss bei der Integration über den Raumwinkel Ω der Faktor $(1+a_2 \cdot \cos^2(\Theta_S))$ (s. Gleichung 4.16) berücksichtigt werden. Die Integration des Wirkungsquerschnitts

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{1} \left(1 + a_2 \cos^2(\Theta_S)\right) d(\cos(\Theta_S))d\phi \cdot \sum_{i=1}^{2} C_i \int_0^\infty dp_S p_S^2 e^{-E_S/T_i} \tag{5.8}$$

ergibt sich dann zu

$$\sigma = 4\pi \left(1 + \frac{a_2}{3}\right) \cdot \sum_{i=1}^{2} C_i \int_0^\infty dp_S p_S^2 e^{-E_S/T_i}, \tag{5.9}$$

was lediglich eine Modifikation von Gleichung 5.7 um den Faktor $(1 + a_2/3)$ ist. Um Gleichung 5.9 verwenden zu können, darf der Impuls p_S nur über einen Bereich nahe y_S integriert werden. Hier gibt es keinen Unterschied zu einer isotropen Verteilung, die schließlich die Integration von 5.9 ausmacht. Wegen der geringen Phasenraumabdeckung der Messungen ist ein Rapiditätsschnitt um y_S jedoch in der Regel ausgeschlossen. Als Näherung wird über den Laborwinkel intergriert, der am nächsten an y_S liegt. Ab. 5.13 zeigt exemplarisch für Kaonen und Pionen die in ein mittleres Schwerpunktsystem transformierten Spektren. Aufgetragen ist der invariante Wirkungsquerschnitt über der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung durch eine bzw. bei Pionen durch zwei Boltzmannfunktionen.

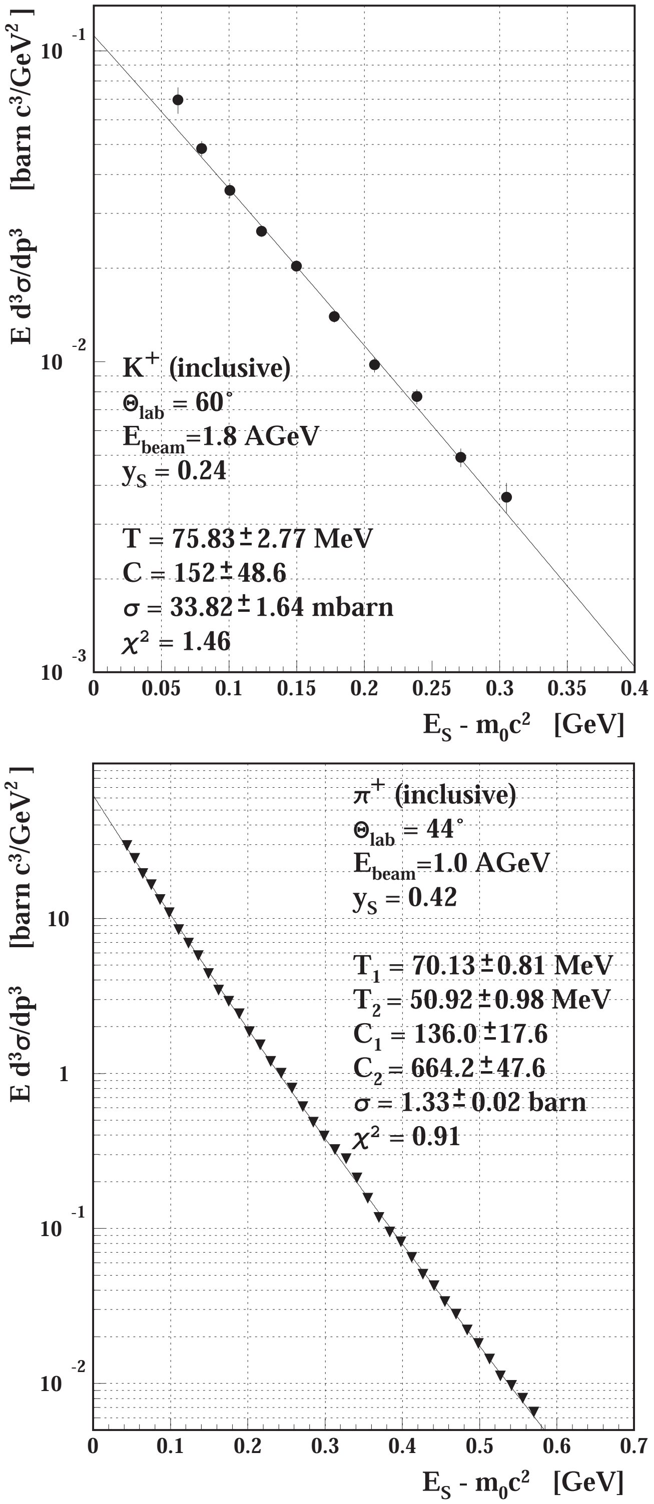


Abbildung 5.13: *Invarianter differentieller Wirkungsquerschnitt von K^+- (oben) und π^+ (unten) -Mesonen als Funktion der kinetischen Energie im gewählten System mit Rapidität y_S. Die Anpassungparamter und der isotrope Wirkungsquerschnitt sind angegeben.*

5.6 Transformation in verschiedene Schwerpunktsysteme

Eine in [Lan03] im Detail vorgestellte Methode zur Bestimmung des Schwerpunktsystems baut auf die im Abschnitt 5.5 gezeigten Transformationen auf. Die Idee ist, dass nach einer Transformation ins CM-System sowohl die inversen Steigungsparameter T als auch die totalen Produktionswirkungsquerschnitte σ aller Spektren nahezu identisch sein sollten. Die Laborspektren werden in diskreten Schritten in Systeme verschiedener Quellengeschwindigkeit transformiert. Danach werden sie wie in Abschnitt 5.5 angefittet. Die daraus bestimmten Wirkungsquerschnitte und inversen Steigungsparameter sind in den folgenden Abbildungen aufgetragen. Dabei wird von einer isotropen Emission der Teilchen ausgegangen. Die horizontale Achse in Abb. 5.14 gibt das Verhältnis der an der Reaktion beteiligten Nukleonen von Target und Projektil an. Dies bestimmt direkt die Quellengeschwindigkeit bzw. Quellenrapidität. In Abb. 5.1 ist sind dazu äquivalente Achsen ebenfalls eingetragen. Im unteren Bild der Abb. 5.14 wurden die Linien der C+Au Strahlzeit mit dem Skalierungsfaktor 1.7 aus Abschnitt **??** multipliziert. Die inversen Steigungsparameter ändern sich nicht. Die Fehlerbalken in den Abbildungen folgen direkt aus den statistischen Fehlern der Messungen. Das Schwerpunktsystem für Kaonen bei 1.0 AGeV wird durch den Schnittpunkt der Linien zu 12 Projektil- (C) zu 36 Target- (Au) Nukleonen bestimmt. Dies entspricht einer Quellenrapidität von $y_S = 0.28$. Innerhalb der Fehler beider Methoden werden somit die gleichen Schwerpunktsysteme bestimmt.
Abb. 5.15 zeigt die inversen Steigungsparamter und Wirkungsquerschnitte für Pionenspektren in Abhängigkeit des transformierten Systems. Zur Bestimmung der inversen Steigungsparameter T werden dabei wie in Abschnitt 5.5 bereits erwähnt, die Pionenspektren in einen hoch- und niederenergetischen Bereich unterteilt. Die Trennungsgrenze ist dabei für alle Spektren und Systeme gleich. Der Schnittpunkt der inversen Steigungsparameter im Hochenergiebereich liegt unterhalb von 12 Gold- zu 12 Kohlenstoffpartizipanten. Im Niedrigenergiebereich ist kein eineitlicher Schnittpunkt aller drei Spektren vorhanden. Auch die Wirkungsquerschnitte besitzen keinen gemeinsamen Schnittpunkt. Die wahrscheinliche Erklärung ist dabei die Vernachlässigung des Anisotropieparameters bei der Integration. Im Gegensatz zu den Kaonen bei 1.0 AGeV ist der a_2-Parameter bei Pionen nicht mit 0 verträglich.
Als Ergebnis des Vergleichs bleibt die gemeinsame Tendenz, dass Pionen aus einem Schwerpunktsystem nahe mittlerer Rapidität emittiert werden und Kaonen aus einem Schwerpunktsystem mit Rapidität $y_S \approx 0.26$.

5.7 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit symmetrischen Systemen

Tabelle 5.1 enthält die wesentlichen Ergebnisse der Anpassungen mit einer Teilchenquelle. Schwerpunktsystem y_S und Anisotropiefaktor a_2 wurden für jede Zentralitätsklasse ZK

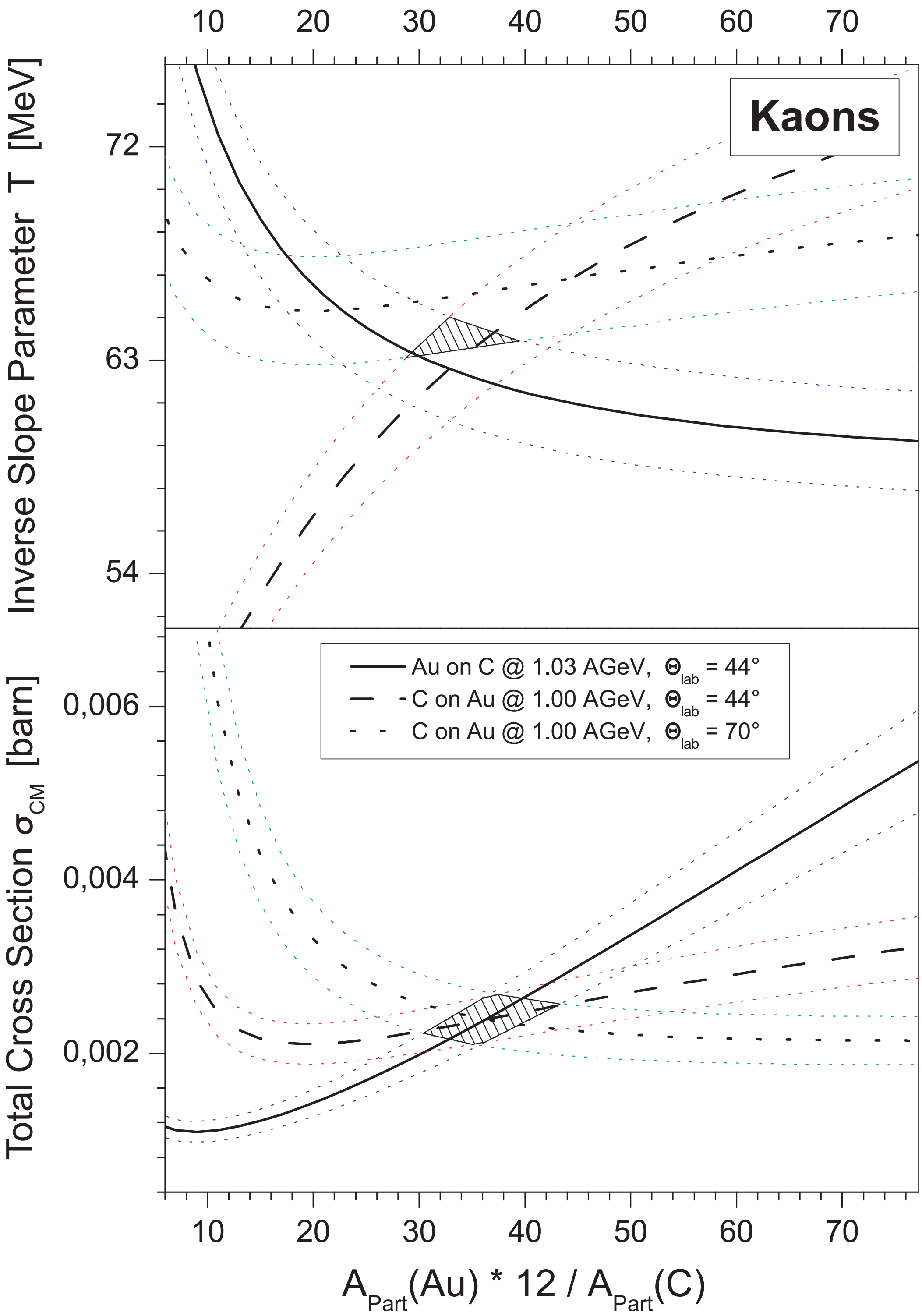


Abbildung 5.14: *Vergleich der inversen Steigungsparameter (oben) und der Wirkungsquerschnitte σ (unten) in unterschiedlich transformierten Systemen. Die horizontale Achse gibt das Verhältnis der stoßenden Target- und Projektilnukleonen an. Die schraffierten Bereiche geben die gemeinsamen Schnittmengen innerhalb der Fehler wieder. Bild aus [Lan03]*

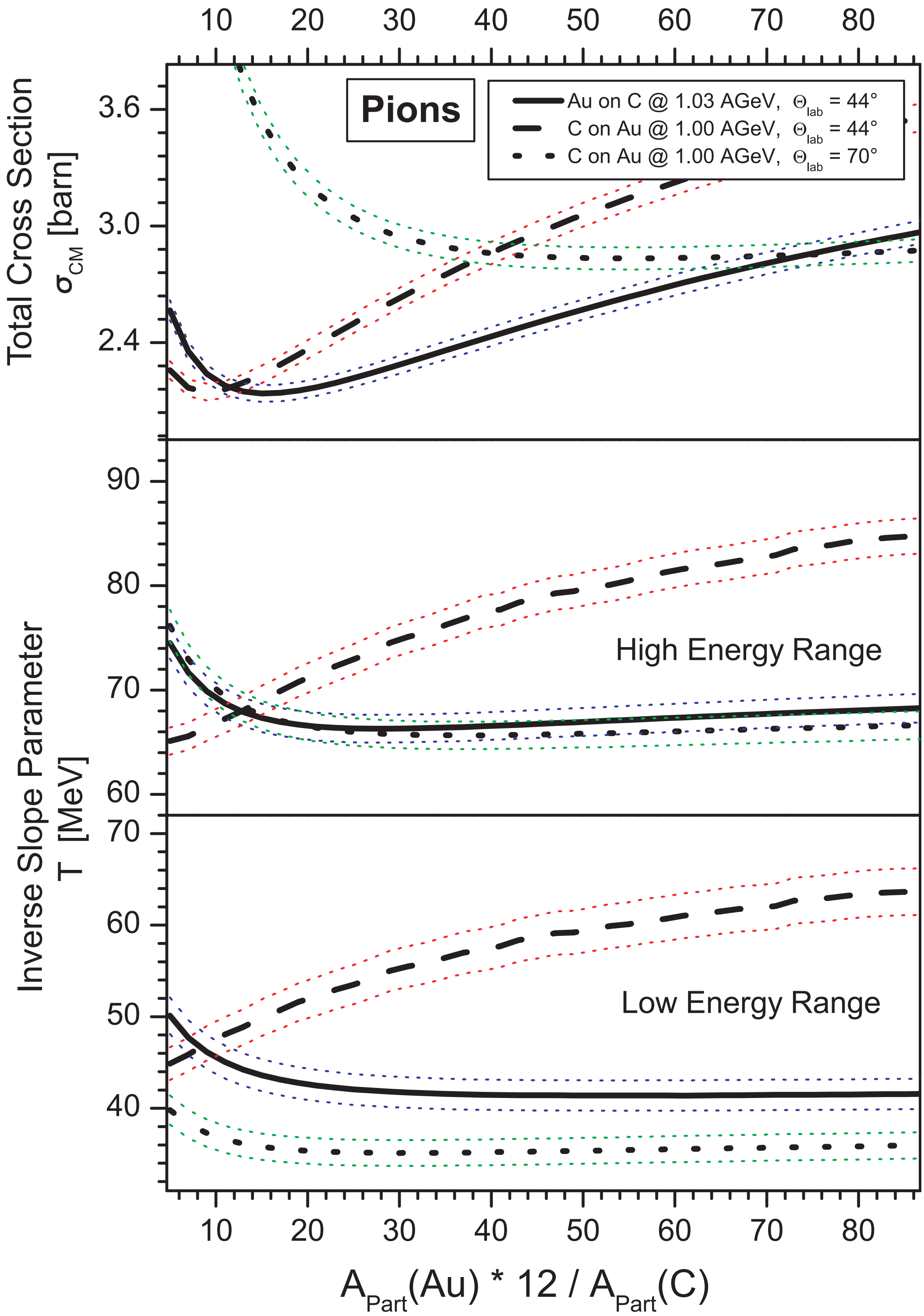


Abbildung 5.15: *Vergleich der inversen Steigungsparameter (oben) und der Wirkungsquerschnitte σ (unten) in unterschiedlich transformierten Systemen. Die horizontale Achse gibt das Verhältnis der stoßenden Target- und Projektilnukleonen an. Bild aus [Lan03]*

und Strahlenergie E bestimmt. Aus der Schwerpunktsrapidität lässt sich das Verhältnis von stoßenden Target- zu Projektilnukleonen berechnen.

Teilchen	E [AGeV]	ZK	a_2	y_S	$\frac{\langle A_{part}\rangle_{Au}}{\langle A_{part}\rangle_C}$	T [MeV]	σ
K^+	1.0	Inklusiv	$-0.3^{+0.31}_{-0.27}$	$0.26^{+0.01}_{-0.01}$	$3.28^{+0.16}_{-0.25}$	67.5	1.32 ± 0.25
K^+	1.8	Inklusiv	$0.62^{+0.20}_{-0.29}$	$0.24^{+0.01}_{-0.03}$	$4.05^{+0.89}_{-0.34}$	83.5	40.81 ± 1.80
K^+	1.8	Bin 1	$0.4^{+0.60}_{-0.30}$	$0.24^{+0.02}_{-0.02}$	$4.05^{+0.57}_{-0.48}$	80.8	3.22 ± 0.37
K^+	1.8	Bin 2	$0.02^{+0.20}_{-0.19}$	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$	$4.61^{+0.43}_{-0.21}$	89.2	9.56 ± 0.65
K^+	1.8	Bin 3	$0.74^{+0.24}_{-0.24}$	$0.25^{+0.01}_{-0.01}$	$3.8^{+0.30}_{-0.25}$	86.8	21.53 ± 0.96
K^+	1.8	Bin 4	$0.2^{+0.32}_{-0.26}$	$0.23^{+0.02}_{-0.02}$	$4.32^{+0.46}_{-0.50}$	86.3	4.08 ± 0.36
π^+	1.0	Inklusiv	$2.4^{+0.47}_{-0.46}$	$0.42^{+0.01}_{-0.01}$	$1.45^{+0.09}_{-0.09}$	63.1	2.40 ± 0.02
π^+	1.0	Bin 1	$1.7^{+0.14}_{-0.25}$	$0.5^{+0.01}_{-0.01}$	$1.0^{+0.03}_{-0.04}$	58.3	0.23 ± 0.002
π^+	1.0	Bin 2	$2.5^{+0.15}_{-0.23}$	$0.46^{+0.003}_{-0.01}$	$1.2^{+0.06}_{-0.02}$	61.6	0.65 ± 0.005
π^+	1.0	Bin 3	$0.25^{+0.24}_{-0.25}$	$0.39^{+0.01}_{-0.003}$	$1.67^{+0.02}_{-0.05}$	63.1	0.73 ± 0.01
π^+	1.0	Bin 4	$0.0^{+0.34}_{-0.53}$	$0.38^{+0.01}_{-0.01}$	$1.75^{+0.09}_{-0.08}$	60.4	0.16 ± 0.001
π^+	1.8	Inklusiv	$0.8^{+0.58}_{-0.40}$	$0.39^{+0.01}_{-0.01}$	$1.74^{+0.07}_{-0.11}$	76.6	4.51 ± 0.07
π^+	1.8	Bin 1	$1.3^{+0.20}_{-0.13}$	$0.49^{+0.01}_{-0.01}$	$1.05^{+0.06}_{-0.04}$	75.5	0.68 ± 0.01
π^+	1.8	Bin 2	$1.5^{+0.43}_{-0.16}$	$0.42^{+0.01}_{-0.01}$	$1.49^{+0.09}_{-0.09}$	78.1	1.49 ± 0.02
π^+	1.8	Bin 3	$0.2^{+0.54}_{-0.21}$	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$	$1.93^{+0.10}_{-0.10}$	76.8	1.84 ± 0.03
π^+	1.8	Bin 4	$-0.1^{+0.11}_{-0.26}$	$0.35^{+0.01}_{-0.01}$	$2.14^{+0.08}_{-0.06}$	73.6	0.43 ± 0.02
π^-	1.8	Inklusiv	$0.7^{+0.57}_{-0.32}$	$0.38^{+0.01}_{-0.01}$	$1.83^{+0.07}_{-0.07}$	74.8	5.73 ± 0.1
π^-	1.8	Bin 1	$1.0^{+0.30}_{-0.10}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	$1.22^{+0.12}_{-0.09}$	74.2	0.76 ± 0.01
π^-	1.8	Bin 2	$1.6^{+0.43}_{-0.37}$	$0.41^{+0.01}_{-0.01}$	$1.57^{+0.09}_{-0.09}$	76.0	1.88 ± 0.03
π^-	1.8	Bin 3	$0.4^{+0.34}_{-0.20}$	$0.36^{+0.01}_{-0.01}$	$2.03^{+0.06}_{-0.10}$	74.9	2.61 ± 0.05
π^-	1.8	Bin 4	$0.0^{+0.26}_{-0.20}$	$0.34^{+0.01}_{-0.01}$	$2.26^{+0.09}_{-0.08}$	72.2	0.66 ± 0.03

Tabelle 5.1: *Übersicht der Ergebnisse der Anpassungen für die normierte Quellenrapidität y_S und den Anisotropiefaktor a_2 zur verwendeten Temperatur T. E ist die Einschußenergie und ZK die verwendete Zentralitätsklasse. Für Kaonen ist σ in mbarn, für Pionen in barn.*

Mit der Multiplizität M können die Teilchenproduktionen von verschiedenen Reaktionssystemen miteinander verglichen werden. Sie bestimmt sich aus dem totalen Produktionswirkungsquerschnitt σ dividiert durch den Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{react}

$$M = \frac{\sigma}{\sigma_{react}}. \tag{5.10}$$

Dabei wird für C+Au Daten der geometrische Reaktionswirkungsquerschnitt aus Kapitel 3 verwendet. Für die symmetischen Systeme ergibt sich ein geometrischer Reaktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{react}^{C+C} = 0.95$ barn für C+C-Reaktionen und $\sigma_{react}^{Au+Au} = 6.1$ barn für Au+Au-Reaktionen. Um die Systemgröße zu berücksichtigen, wird die Multiplizität durch die Anzahl der Partizipanten A_{part} geteilt. Die mittlere Anzahl von Partizipanten für das System C+Au wurde entsprechend den Berechnungen von Abschnitt 4.1.2 zu 42.8 und 39.5 für Kaonen bei 1.0 und 1.8 AGeV und 37.9 für Pionen gesetzt. Das mittlere A_{part} von Kaonen aus Au+Au Reaktionen ist demnach 225.3, das der Pionen 201.5. In C+C Reaktionen wurde ein A_{part} von 13.7 für Kaonen und 12.3 für Pionen verwendet. Abb. 5.16 zeigt eine Übersicht von C+C, Au+Au und den neu eingebundenen C+Au Daten.

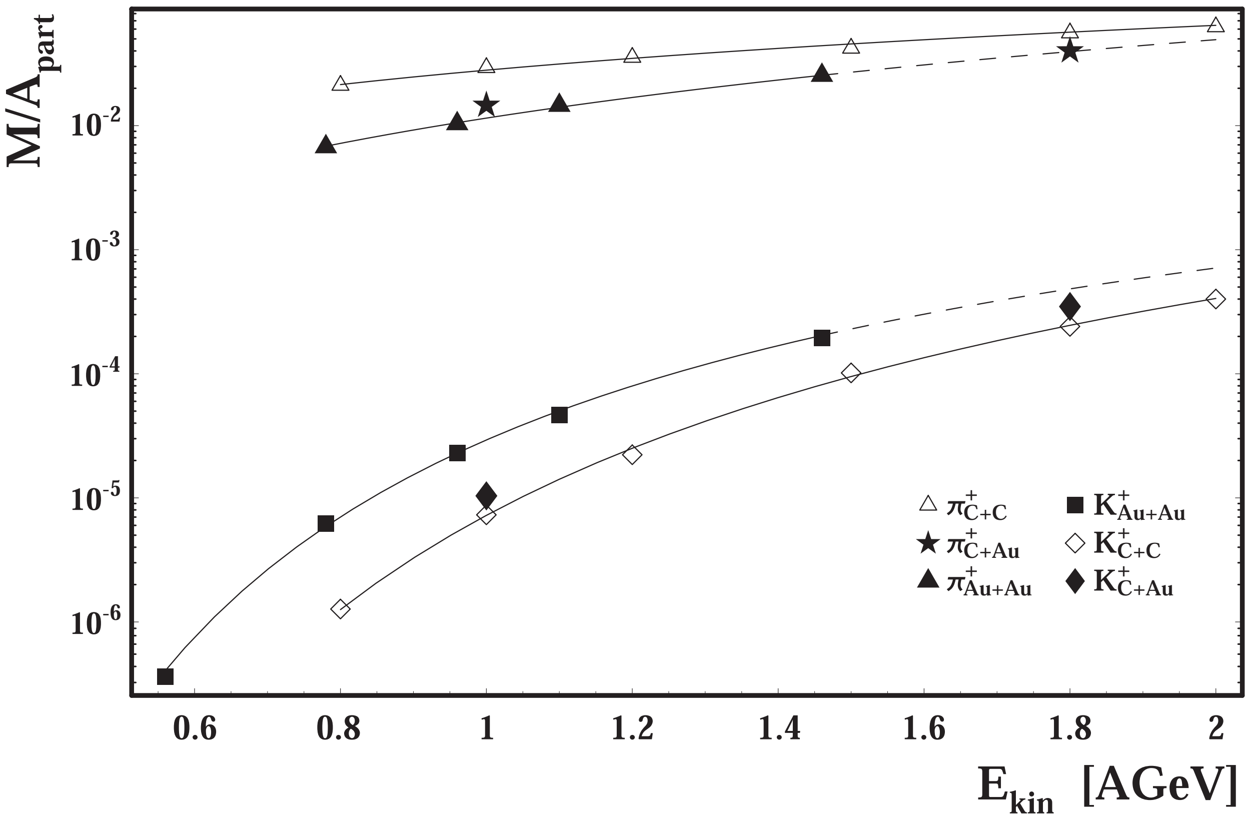


Abbildung 5.16: *Multiplizität pro Partizipant als Funktion der Projektilenergie. Die Punkte des asymmetrischen Systems C+Au liegen zwischen den Systemen C+C und Au+Au.*

Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen der Form

$$\frac{M_\pi}{A_{part}} = C \cdot \left(E_{kin}^{proj}\right)^\eta \tag{5.11}$$

für Pionen und

$$\frac{M_K}{A_{part}} = C \cdot \sqrt{T_{max}} \cdot e^{-\frac{E_{thr}}{T_{max}}}, \;\; T_{max} = T_0 \cdot \left(E_{kin}^{proj}\right)^\eta \tag{5.12}$$

für Kaonen. Die Anpassungsparameter finden sich in Tabelle 5.2. Die gestrichelten Linien sind Extrapolationen mit Hilfe der Anpassungsfunktionen nach 2.0 AGeV. Die Daten der symmetrischen Systeme stammen aus [Stu01],[Böt00] und [Wag96]. Es erscheint sinnvoll, dass sich das asymmetrische System zwischen den beiden zugehörigen symmetrischen Systemen wiederfindet. Desweiteren ist zu vermerken, dass die Multiplizität pro A_{part} von Kaonen aus C+Au Stößen näher an den C+C Daten als bei den Au+Au Daten liegt, bei Pionen ist das Verhalten umgekehrt. Für Kaonenproduktion überwiegt die im Vergleich zu Au+Au Stößen geringere Dichteentwicklung in C+Au Stößen. Die Emission der Pionen hingegen wird vermutlich durch die Absorption im Goldkern dominiert.

Teilchen	System	C	η	T_0
π^+	C+C	0.028	1.2	
π^+	Au+Au	0.012	2.1	
K^+	C+C	0.46	0.71	0.069
K^+	Au+Au	0.088	0.8	0.098

Tabelle 5.2: *Anpassungsparameter für die Pionen- und Kaonenanregungsfunktionen aus Abb. 5.16.*

Kapitel 6

Resumée und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten des im April/Mai 1997 durchgeführten Experiments am Kaonenspektrometer KaoS ausgewertet. Während des Experiments wurden Kohlenstoffstrahlen der Strahlenergien 1.0 AGeV und 1.8 AGeV auf ein Goldtarget geschossen. Die Ergebnisse der Datenanalyse sind Laborspektren doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitte von Kaonen und Pionen beider Ladungen. Das Hauptinteresse galt dem noch weitgehend unerforschten Emissionsverhalten der Mesonen in massenasymmertrischen Stoßsystemen. Gegenstand der Arbeit ist eine zentralitätsabhängige Untersuchung der anisotrop polaren Emission von Kaonen und Pionen. Die Ermittlung der dazu notwendigen Schwerpunktsysteme der Emissionsquellen nimmt einen Großteil der Arbeit in Anspruch. In einer Einführung wurden verschiedene Variationen geometrischer Modelle im Hinblick auf das Stoßsytem C+Au betrachtet. Durch geometrische Überlagerung der Kerne kann die mittlere Anzahl von Partizipanten bestimmt werden. Es gibt dabei nur geringe Unterschiede zwischen Kernen mit scharfen bzw. diffusen Rändern. In einem weiteren Schritt wurden Erkenntnisse aus Analysen symmetrischer Systeme der Pionen- und Kaonenproduktion verwendet. Damit kann auf die unterschiedlichen Produktionsmechanismen der Teilchen eingegangen werden. Im Mittel ergeben sich dabei verschiedene Schwerpunktsysteme für Kaonen und Pionen.

Zur Bestimmung des Schwerpunktsystems der Teilchenemission wurden die Laborspektren zuerst in eine lorentzinvariante Darstellung transformiert. Durch Anfitten der Spektren mit einer anisotropen thermischen Quelle wurde gleichzeitig der Anisotropieparameter und das Schwerpunktsystem bestimmt. Desweiteren wurde mit einer isotropen Quelle eine p_t-abhängige Untersuchung der Emissionssysteme durchgeführt. Es zeigt sich ein deutlich unterschiedliches Verhalten für Pionen und Kaonen. Hochenergetische Pionen kommen aus einem Schwerpunktsystem nahe mittlerer Rapidität $y_S^{\pi^\pm} \approx 0.45$, niederenergetische Pionen jedoch scheinen aus einem System viel weiter bei Targetrapidität emittiert zu werden. Eine klare Abhängigkeit des Schwerpunktsystems der Pionenquellen von der Zentralität des Stoßes ist zu erkennen. Hierbei wird das CM-System mit dem Stoßparameter zu Projektilrapidität verschoben. Das mittlere Schwerpunktsystem von Kaonen beider Strahlenergien wurde in Übereinstimmung mit einer zweiten Methode ([Lan03]) zu $y_S^{K^+} \approx 0.25$ bestimmt, wobei es einen Anstieg der Quellenrapidität mit dem Transversalimpuls gibt. Das

p_t-abhängige Verhalten der Pionen und Kaonen lässt auf einen möglichen Zusammenhang von zeitlicher Emission und kinetischer Energie der Teilchen schließen. Den Abschluß der Arbeit bildet eine Systematik von symmetrischen Systemen bei verschiedenen Strahlenergien mit Einbindung der C+Au Daten.
Die geringe Phasenraumabdeckung der gemessenen Daten hat dazu geführt, dass Effekte wie Rückstreuung und Abschattung durch die Spektatormaterie nicht untersucht werden konnten. Die erwartete Asymmetrie der Teilchenquelle konnte daher nicht beobachtet werden. Einen tieferen Einblick in offene Fragestellungen zur EOS[1] und *"in Medium"*-Effekten könnten durch weitere Messungen von asymmetrischen Systemen gegeben sein. In Kürze sind von der FOPI-Kollaboration Messungen mit asymmetrischen Systemen geplant.

[1]EOS: Equation Of State

Anhang A

Wirkungsquerschnitte und inverse Steigungsparameter

Im folgenden werden für jeden Winkel einzeln die Fitresultate im Schwerpunktsystem aufgelistet. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden unter Annahme der iostropen Emission für jeden Winkel berechnet.

Teilchen	E [AGeV]	ZK	Θ_{lab}	$\frac{\langle A_{part}\rangle_{Au}}{\langle A_{part}\rangle_{C}}$	T_1 [MeV]	$\sigma_{isotrop}$ [mbarn]
K^+	1.0	Inklusiv	44°	3.28	66.38 ± 6.12	1.37 ± 0.22
K^+	1.0	Inklusiv	70°	3.28	57.42 ± 4.71	1.47 ± 0.22
K^+	1.8	Inklusiv	40°	4.05	90.29 ± 3.00	35.56 ± 1.56
K^+	1.8	Inklusiv	60°	4.05	75.83 ± 2.77	33.82 ± 1.64
K^+	1.8	Bin 1	40°	4.05	89.27 ± 8.88	2.79 ± 0.38
K^+	1.8	Bin 1	60°	4.05	70.10 ± 5.43	2.84 ± 0.31
K^+	1.8	Bin 2	40°	4.61	93.00 ± 4.66	9.85 ± 0.68
K^+	1.8	Bin 2	60°	4.61	78.25 ± 3.80	9.49 ± 0.61
K^+	1.8	Bin 3	40°	3.80	88.65 ± 3.79	18.22 ± 1.01
K^+	1.8	Bin 3	60°	3.80	79.57 ± 3.12	17.27 ± 0.89
K^+	1.8	Bin 4	40°	4.32	92.68 ± 5.07	4.11 ± 0.36
K^+	1.8	Bin 4	60°	4.32	71.46 ± 4.19	3.83 ± 0.32

Tabelle A.1: *Wirkungsquerschnitte und inverse Steigungsparameter für Kaonen in den ermittelten Schwerpunktsystemen für jede Zentralitätsklasse ZK.* $\sigma_{isotrop}$ *bezeichnet den Wirkungsquerschnitt bei isotroper Integration über den Phasenraum.*

Teilchen	E [AGeV]	ZK	Θ_{lab}	$\frac{\langle A_{part}\rangle_{Au}}{\langle A_{part}\rangle_C}$	T_1 [MeV]	T_2 [MeV]	$\sigma_{isotrop}$ [barn]
π^+	1.0	Inklusiv	44°	1.45	70.13 ± 0.81	50.92 ± 0.98	1.33 ± 0.018
π^+	1.0	Inklusiv	70°	1.45	66.98 ± 1.02	35.54 ± 1.53	1.95 ± 0.069
π^+	1.0	Bin 1	44°	1.00	73.84 ± 2.48	53.49 ± 0.69	0.149 ± 0.002
π^+	1.0	Bin 1	70°	1.00	60.32 ± 0.81	32.83 ± 4.51	0.221 ± 0.019
π^+	1.0	Bin 2	44°	1.20	70.29 ± 0.95	49.78 ± 1.19	0.36 ± 0.005
π^+	1.0	Bin 2	70°	1.20	64.22 ± 0.72	32.18 ± 2.92	0.531 ± 0.038
π^+	1.0	Bin 3	44°	1.67	73.30 ± 1.04	53.22 ± 0.85	0.67 ± 0.009
π^+	1.0	Bin 3	70°	1.67	69.37 ± 1.00	36.63 ± 1.74	0.955 ± 0.039
π^+	1.0	Bin 4	44°	1.75	86.72 ± 3.99	55.88 ± 0.61	0.16 ± 0.003
π^+	1.0	Bin 4	70°	1.75	65.85 ± 1.26	32.58 ± 2.07	0.26 ± 0.015
π^+	1.8	Inklusiv	40°	1.74	91.57 ± 1.08	47.71 ± 1.87	3.56 ± 0.055
π^+	1.8	Inklusiv	60°	1.74	86.32 ± 1.49	40.02 ± 1.71	4.42 ± 0.119
π^+	1.8	Bin 1	40°	1.05	85.08 ± 1.39	49.31 ± 2.07	0.48 ± 0.008
π^+	1.8	Bin 1	60°	1.05	80.80 ± 0.55	33.35 ± 3.91	0.66 ± 0.056
π^+	1.8	Bin 2	40°	1.49	92.40 ± 1.42	49.52 ± 1.77	1.00 ± 0.015
π^+	1.8	Bin 2	60°	1.49	88.28 ± 1.76	40.90 ± 2.14	1.26 ± 0.039
π^+	1.8	Bin 3	40°	1.93	93.85 ± 1.35	48.03 ± 1.57	1.72 ± 0.026
π^+	1.8	Bin 3	60°	1.93	88.03 ± 1.76	41.06 ± 1.61	2.14 ± 0.057
π^+	1.8	Bin 4	40°	2.14	90.91 ± 1.82	45.81 ± 1.76	0.36 ± 0.007
π^+	1.8	Bin 4	60°	2.14	91.04 ± 3.04	42.50 ± 1.58	0.44 ± 0.014
π^-	1.8	Inklusiv	40°	1.83	87.79 ± 0.90	38.62 ± 1.63	4.65 ± 0.086
π^-	1.8	Inklusiv	60°	1.83	84.16 ± 1.04	34.33 ± 1.65	5.91 ± 0.233
π^-	1.8	Bin 1	40°	1.22	82.22 ± 1.04	40.95 ± 2.02	0.57 ± 0.010
π^-	1.8	Bin 1	60°	1.22	79.72 ± 2.22	27.29 ± 1.30	0.89 ± 0.043
π^-	1.8	Bin 2	40°	1.57	88.30 ± 1.09	39.71 ± 1.84	1.22 ± 0.022
π^-	1.8	Bin 2	60°	1.57	84.94 ± 1.78	34.44 ± 1.58	1.58 ± 0.054
π^-	1.8	Bin 3	40°	2.03	89.29 ± 0.95	38.05 ± 1.61	2.31 ± 0.047
π^-	1.8	Bin 3	60°	2.03	86.02 ± 0.85	35.89 ± 1.71	2.90 ± 0.128
π^-	1.8	Bin 4	40°	2.26	88.54 ± 1.35	39.61 ± 1.60	0.55 ± 0.013
π^-	1.8	Bin 4	60°	2.26	83.92 ± 1.94	35.96 ± 1.74	0.66 ± 0.026

Tabelle A.2: *Wirkungsquerschnitte und inverse Steigungsparameter für Pionen in den ermittelten Schwerpunktsystemen für jede Zentralitätsklasse ZK. $\sigma_{isotrop}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt bei isotroper Integration über den Phasenraum. T_1 und T_2 sind die inversen Steigungsparameter für die hoch- und niederenergetischen Bereiche der Pionenspektren.*

Anhang B

Anpassung an Kaonen und Pionen aus C+Au Stößen

Im folgenden werden alle noch nicht gezeigten Anpassungen einer anisotropen Teilchenquelle an invariante Wirkungsquerschnitte von Pionen und Kaonen aus C+Au und Au+C Stößen vorgestellt. Die Ergebnisse und Fehler dieser Anpassungen befinden sich bereits in Tabelle 5.1. Eine Beschreibung des verwendeten Fitverfahrens findet sich in Abschnitt 4.2. Die einzige Anpassung mit Einbezug eines Au+C Spektrums (Abb. B.1 oben) erfolgte durch Skalierung der Au+C Wirkungsquerschnitte mit 1/1.7 (s. Abschnitt 4.6). Teils zu große Fehlerkreise am Rand der Spektren entstehen durch eine nicht optimierte graphische Größenanpassung und entsprechen nicht den wahren Abweichungen.
Gezeigt werden zuerst die inklusiven Spektren, die ein Mittel aus allen Zentralitätsklassen darstellen. Danach werden Anpassungen an Spektren von Pionen und Kaonen aus peripheren (Bin 1) und zentralen (Bin 4) C+Au Stößen zum direkten Vergleich zusammen vorgestellt. Anpassungen an Pionen und Kaonen aus semiperipheren (Bin 2) und semizentralen (Bin 3) Sößen bilden den Abschluß.

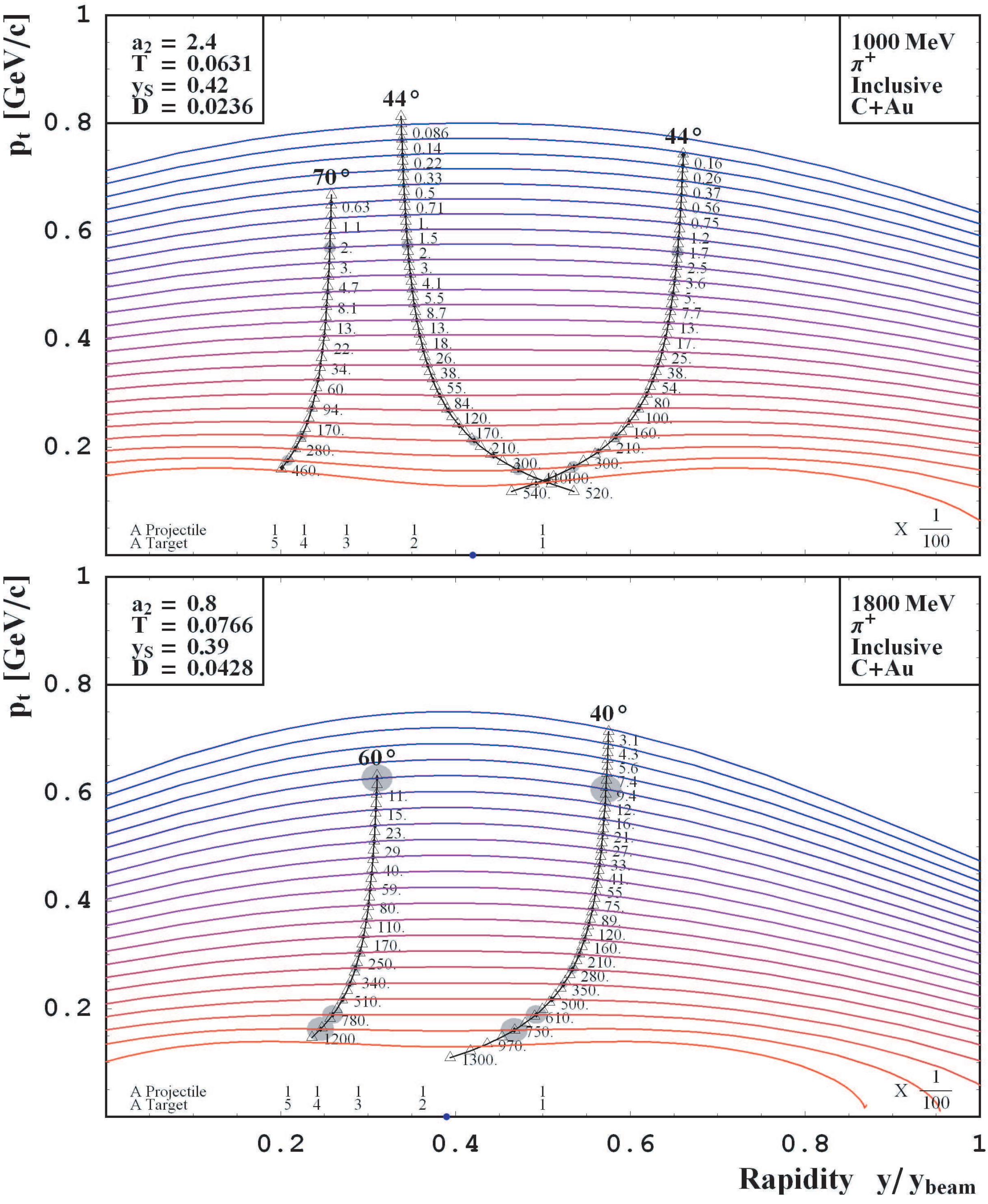


Abbildung B.1: *Anpassung an inklusive Daten von Pionen aus C+Au und Au+C Stößen bei 1.0 und 1.8 AGeV Strahlenergie.*

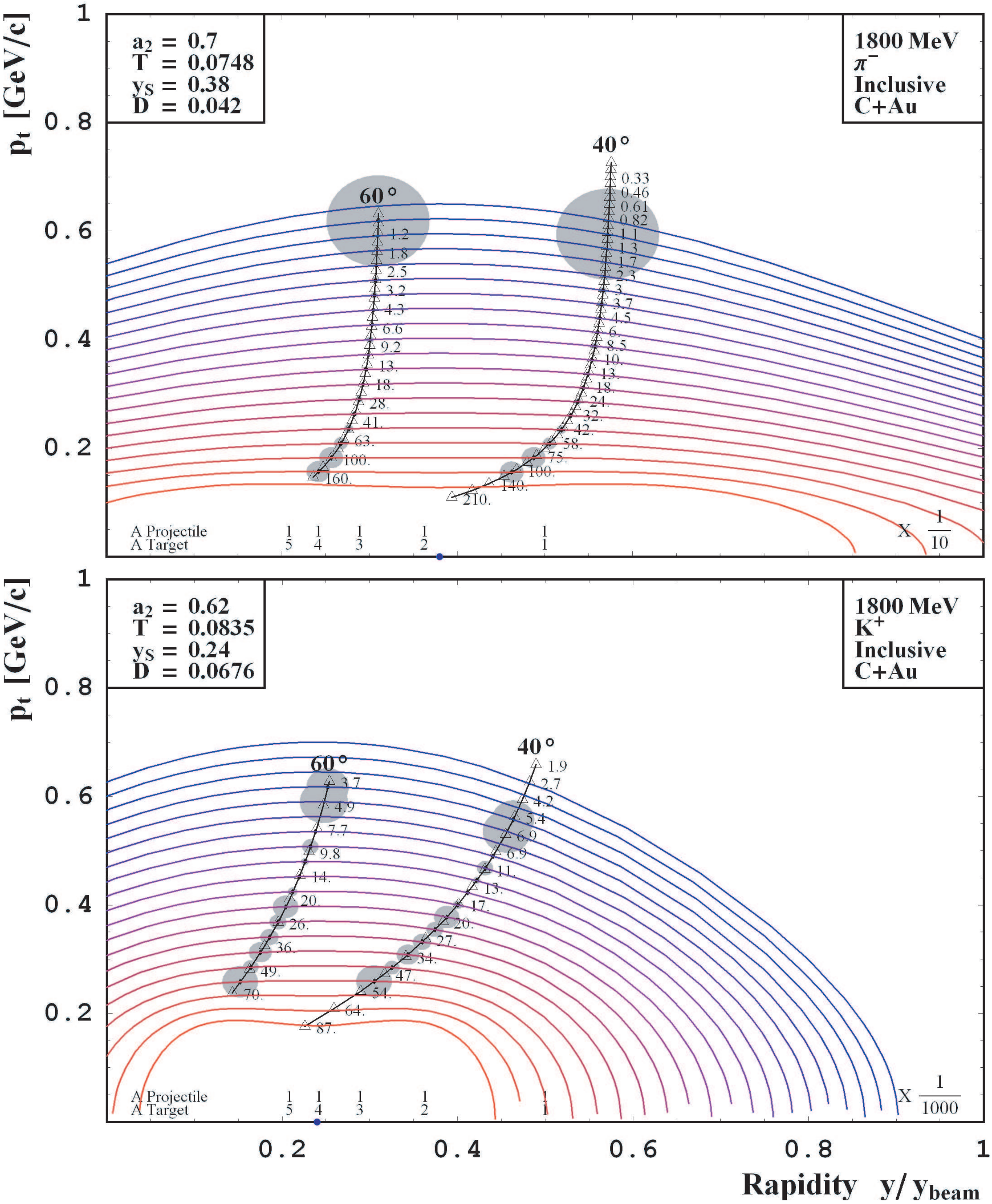


Abbildung B.2: *Anpassung an inklusive Daten von Pionen und Kaonen*

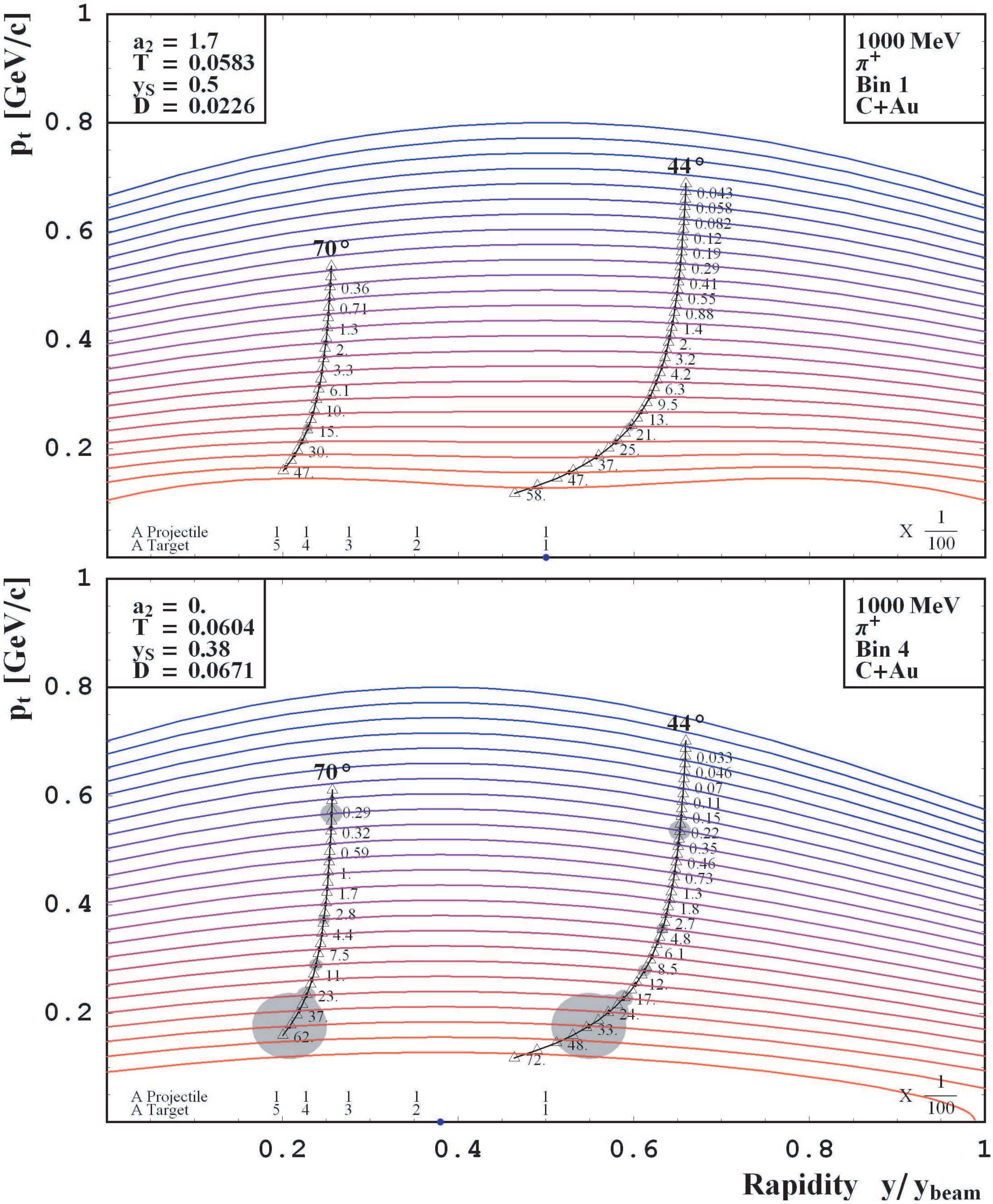


Abbildung B.3: *Anpassung mit einer anisotropen Teilchenquelle an Pionendaten aus peripheren (oben) und zentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.0 AGeV Strahlenergie.*

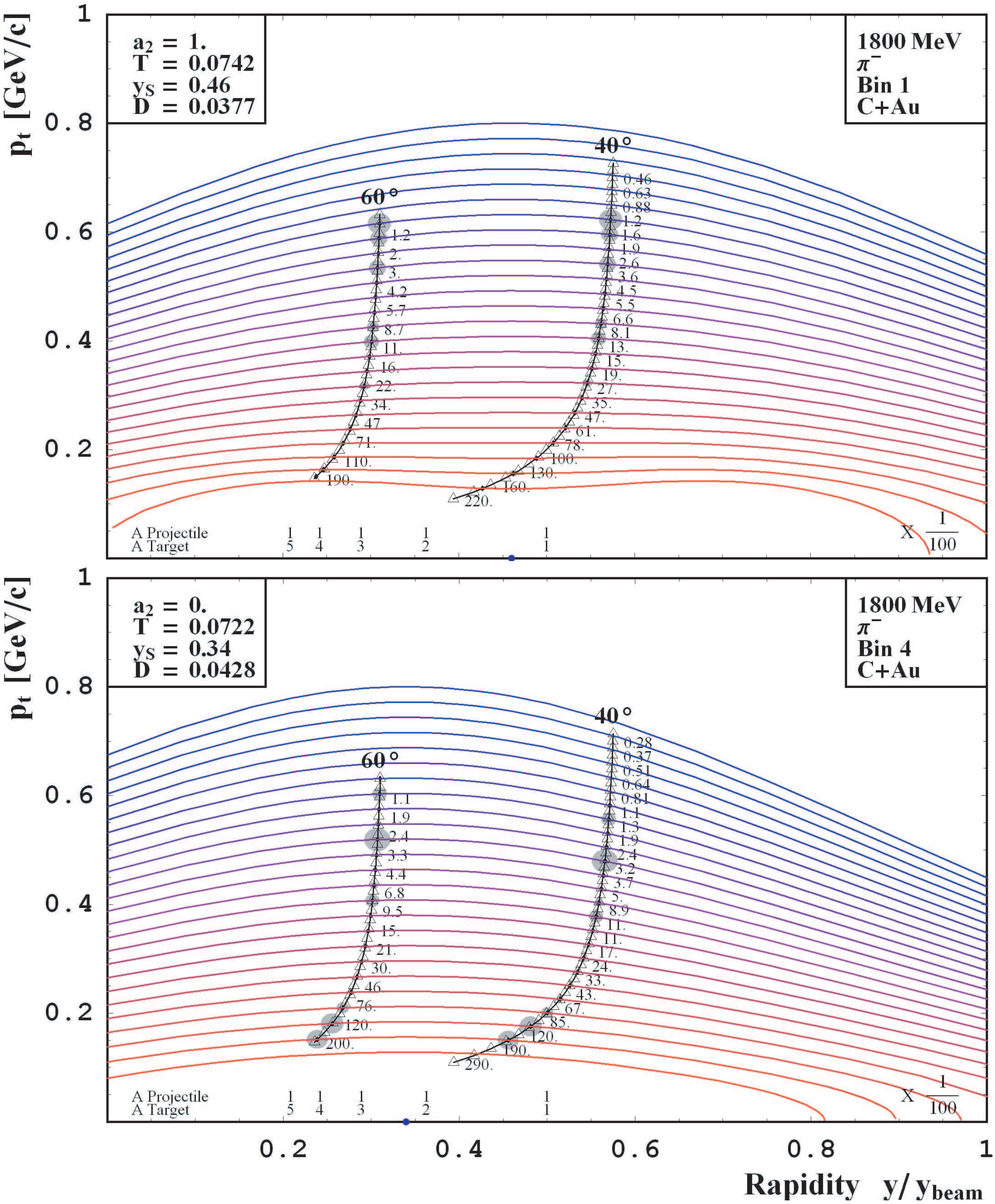


Abbildung B.4: *Anpassung mit einer ansiotropen Teilchenquelle an Pionendaten aus peripheren (oben) und zentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie.*

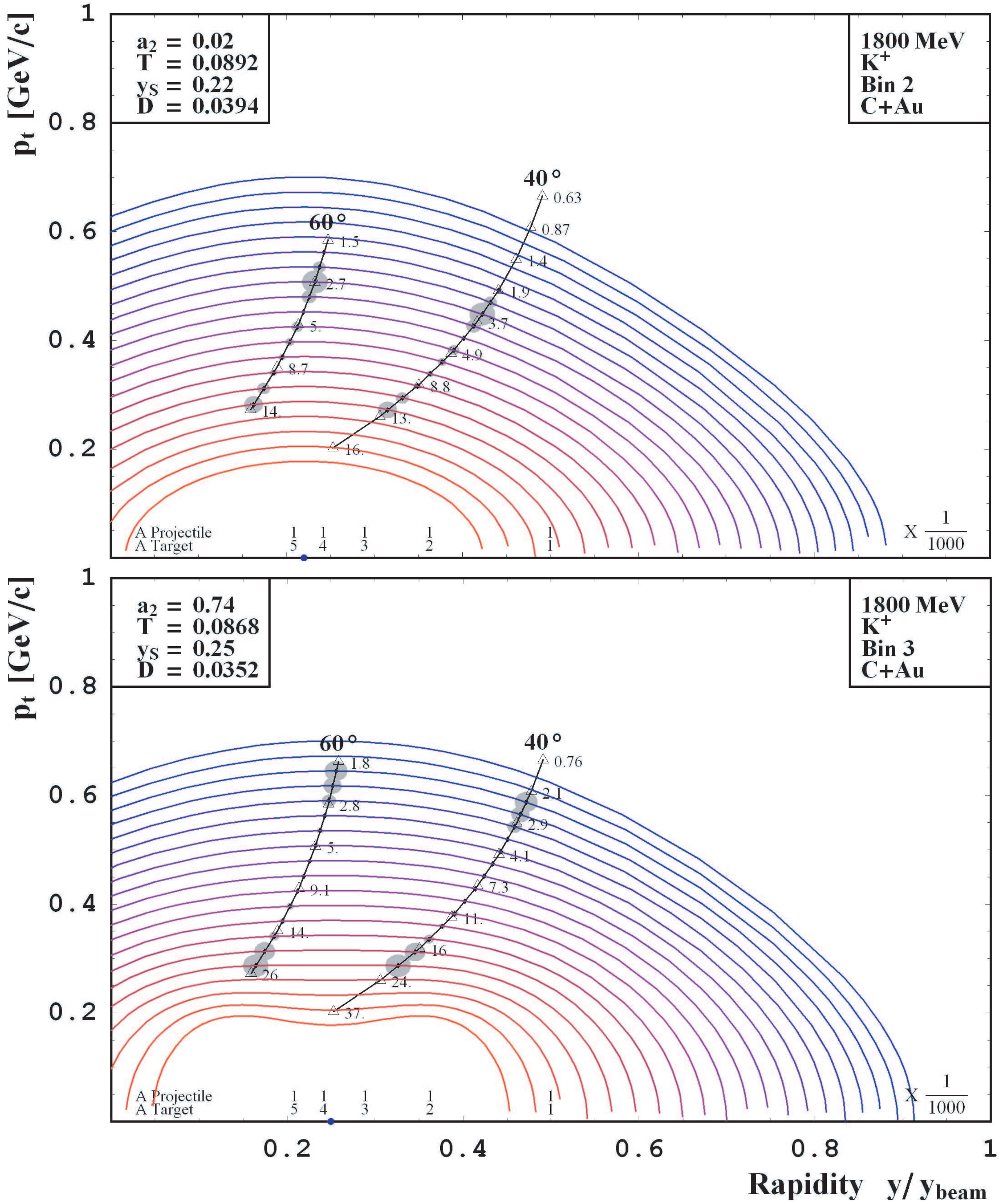


Abbildung B.5: *Anpassung an Daten von Kaonen aus semiperipheren (oben) und semizentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie.*

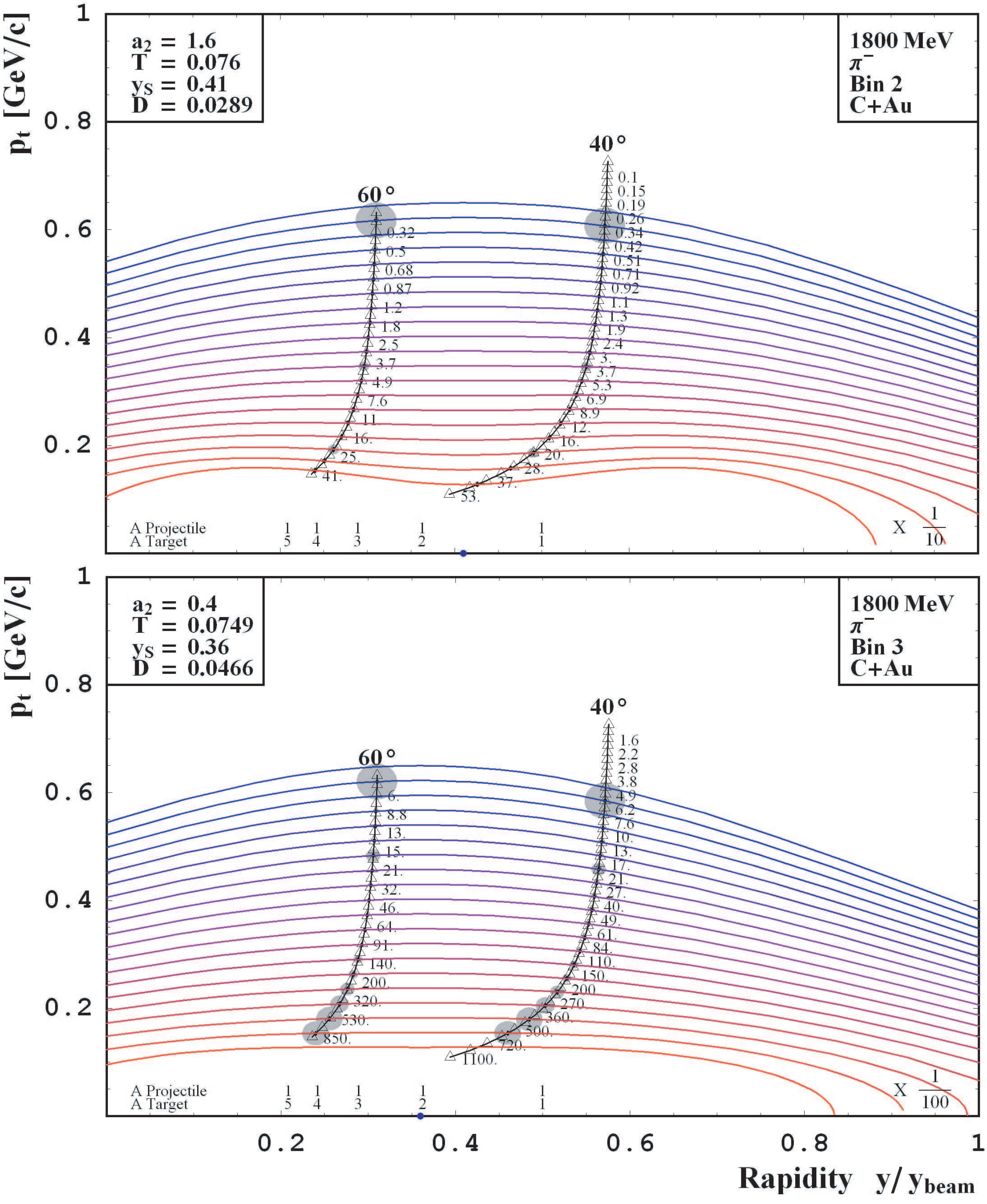


Abbildung B.6: *Anpassung an Daten von π^- aus semiperipheren (oben) und semizentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie.*

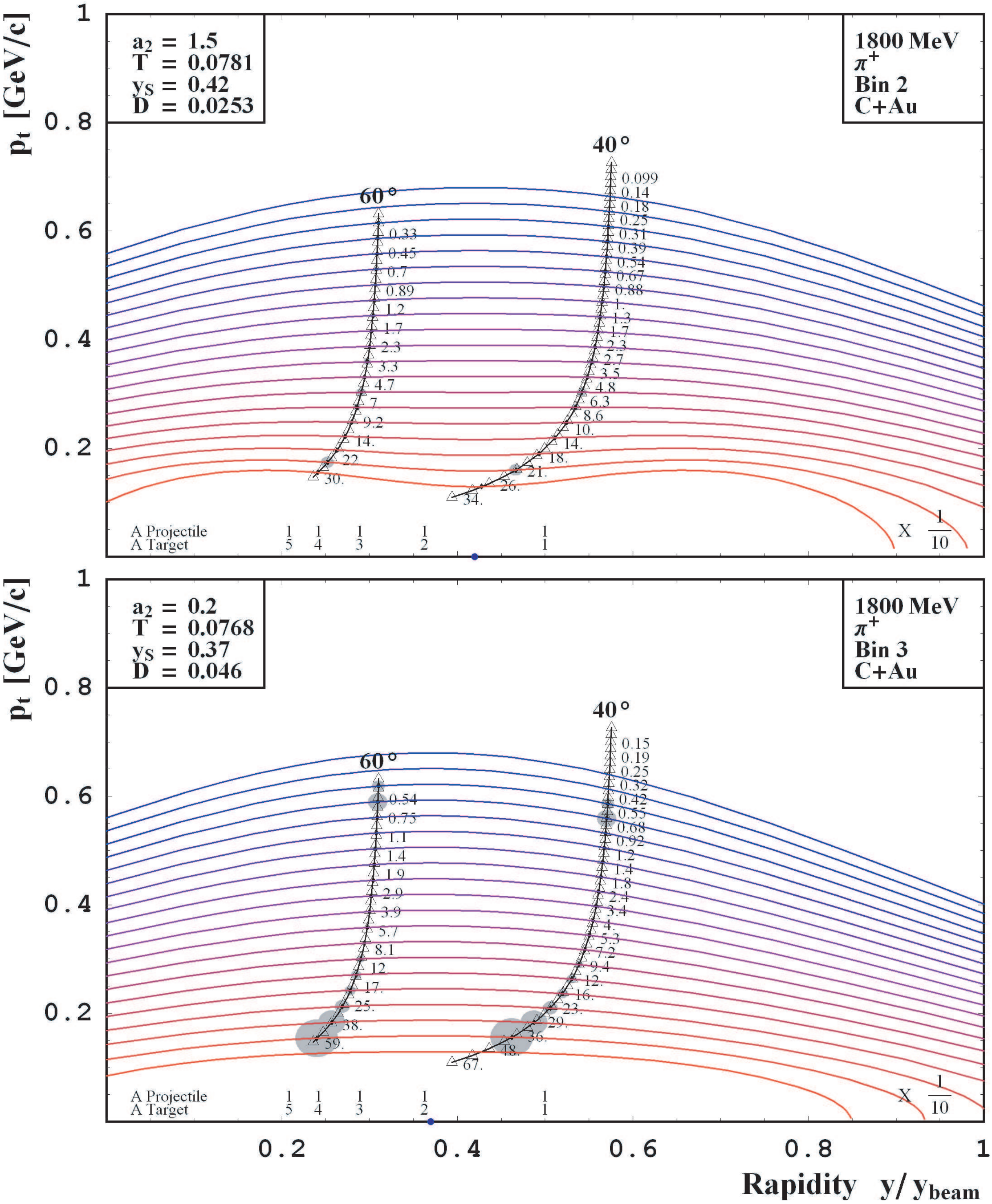


Abbildung B.7: *Anpassung an Daten von π^+ aus semiperipheren (oben) und semizentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.8 AGeV Strahlenergie.*

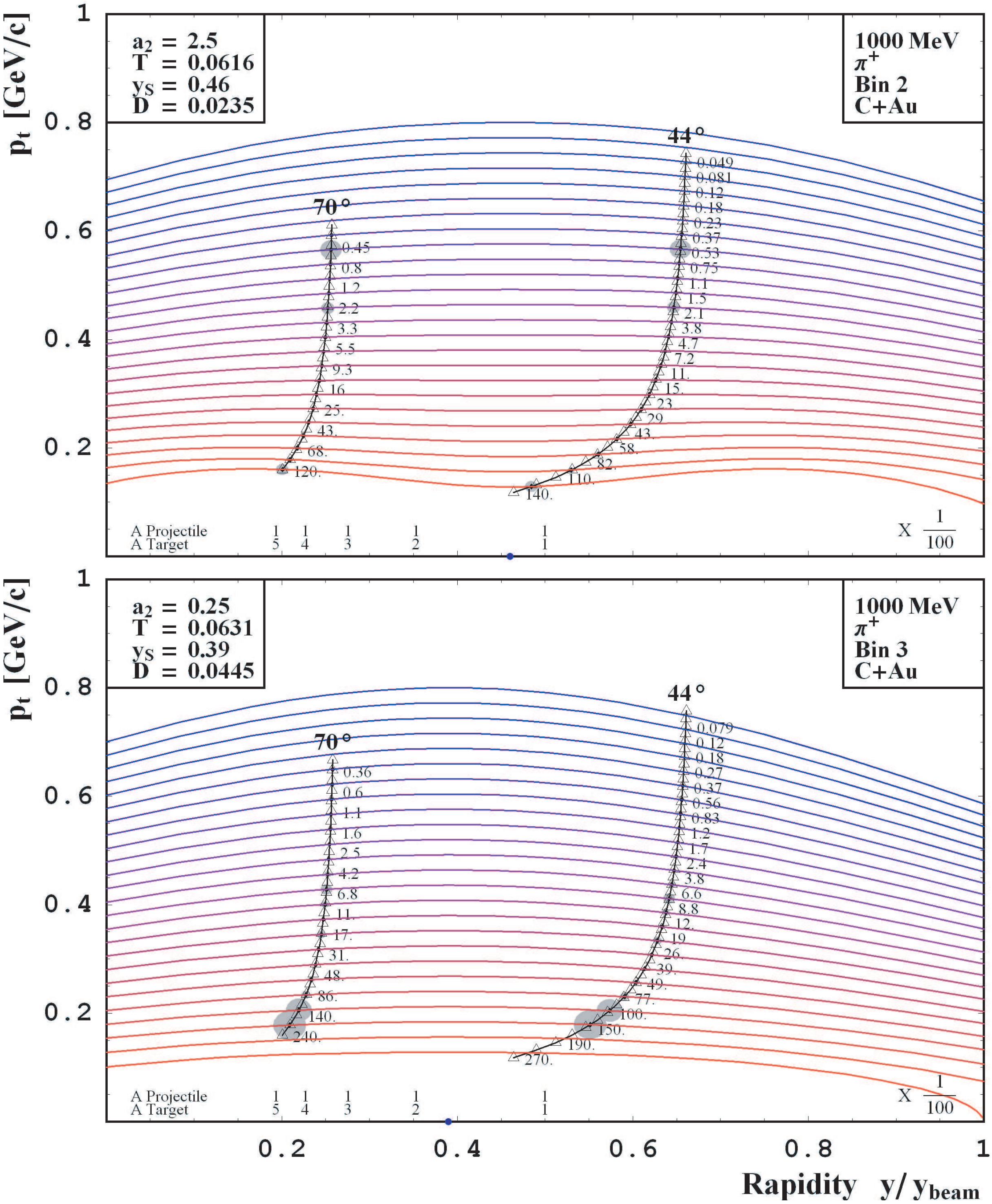


Abbildung B.8: *Anpassung an Daten von π^+ aus semiperipheren (oben) und semizentralen (unten) C+Au Stößen bei 1.0 AGeV Strahlenergie.*

Anhang C

Ergänzungen

C.1 Verhähltnisse geladener Pionen

Mit den Wirkungsquerschnitten und Stoßparametern aus den Tabellen 3.3 und 5.1 lassen sich die Verhältnisse der geladenen Pionen in Abhängigkeit des Stoßparameters angeben. Abb. C.1 zeigt die entsprechende Auftragung.

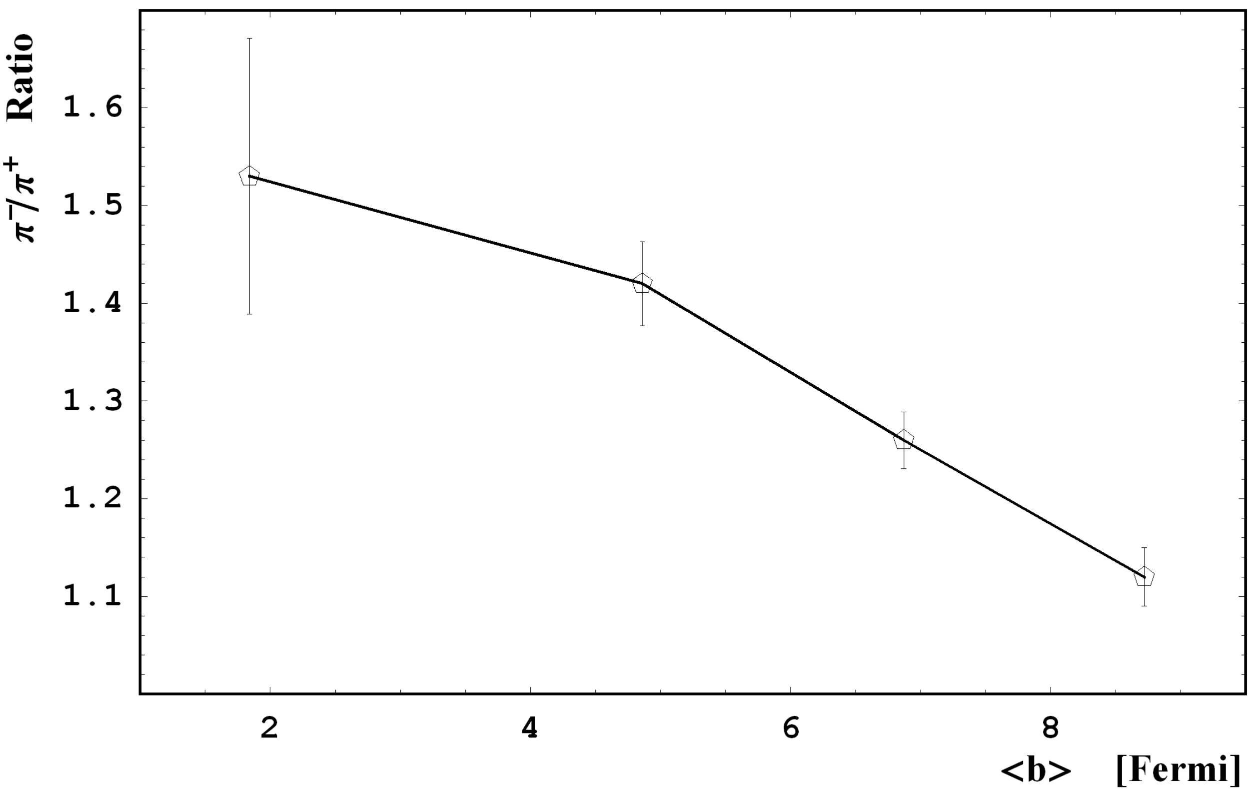


Abbildung C.1: *Pionenverhältnisse in Abhängigkeit des mittleren Stoßparameters* $< b >$.

Der Abfall des π^-/π^+-Verhältnisses mit dem Stoßparameter kann durch die Abhnahme des Neutron- zu Protonverhältnisses von Projektil und Target, zu peripheren Stößen, erklärt werden.

C.2 Kohlenstoffpartizipanten

Die Anzahl der Kohlenstoffpartizipanten wurde bereits in Kapitel 4 bei der Berechnung der mittleren Anzahl von Partizipanten verwendet. Gleichung C.1 und Abbildung C.2 geben die geometrische Anzahl von Kohlenstoffpartizipanten in Abhängigkeit des Stoßparameters b an.

$$A(b) = \int_{y=b-R_{Au}}^{y=R_C} \int_{z=-\sqrt{R_C^2-y^2}}^{z=\sqrt{R_C^2-y^2}} \int_{x=-\sqrt{R_C^2-y^2-z^2}}^{x=\sqrt{R_C^2-y^2-z^2}} 1 \; dx \; dz \; dy \tag{C.1}$$

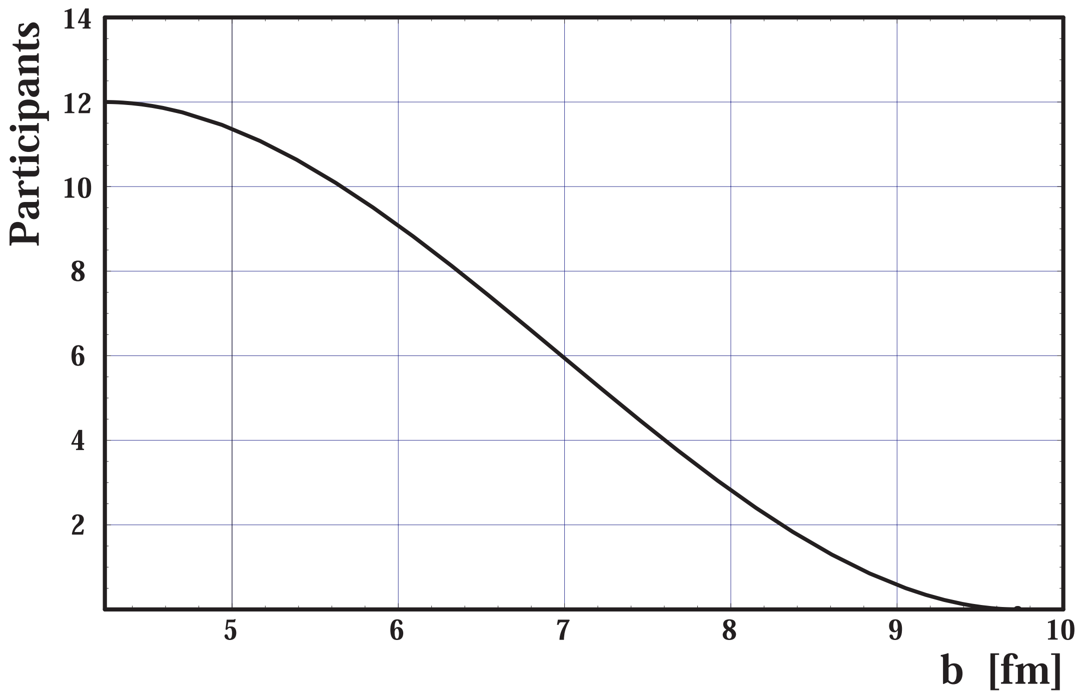


Abbildung C.2: *Kohlenstoffpartizipanten im Überlappbereich mit dem Goldkern in Abhängigkeit des Stoßparameters.*

Literaturverzeichnis

[Bas94] S. A. Bass, Hartnack, H. Stoecker, W. Greiner. *High p_t pions as probes of the early dense reaction phase in heavy ion collisions. Phys. Rev.* **C50** *2167*, 1994.

[Bea92] D. Beavis, R. Bock, R. Brockmann, P. Danielewicz, S. Y. Fung, J. W. Harris, D. Keane, Y. M. Liu, G. Odyniec, H. G. Pugh, R. E. Renfordt, A. Sandoval, D. Schall, L. S. Schroeder, R. Stock, H. Ströbele, M. A. Vient. *Collective motion in Ar+Pb collision at beam energies between 400 and 1800 MeV/nucleon. Phys. Rev.* **C45** *number 1*, pages 299–307, 1992.

[Bec93] P. Beckerle. Aufbau und test eines detektorsystems zur bestimmung der strahlintensität für messungen am kaonenspektrometer. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1993.

[Böt00] Inga Bötcher. *Produktion und Propagation von Kaonen in Kern-Kern-Kollisionen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwellenenergie.* Doktorarbeit, Philipps-Universität Marburg, 2000.

[Bri93] D. Brill. *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionensẗßen.* Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1993.

[Cha70] G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner. Some developments in the operation of multiwire proportional chambers. *Nuclear Instruments and Methods*, 80:13, 1970.

[För02] Andreas Förster. *"private Mitteilung"*, 2002.

[För03] Andreas Förster. Doktorarbeit in Vorbereitung, Technische Universität Darmstadt, 2003.

[Koh90] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppl, B. Schlei, F. Pühlhofer. Status of the tof-detectors and the laser calibration system for the kaon spectrometer at sis. *GSI Scientific Report 1989*, 1990.

[Koh00] B. Kohlmeyer. *"private Mitteilung"*, 2000.

[Lan03] Simon Lang. *Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem $^{197}Au \rightarrow {}^{12}C$ bei 1.03 AGeV.* Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2003.

[Lau99] Frank Laue. *Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern Stößen*. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, 1999.

[Lau00] F. Laue, I. Bötcher, M. Dębowski, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, M. Menzel, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, G. Surówka, F. Uhlig, A. Wagner, W. Waluś. Production of charged pions, kaons and antikaons in relativistic C+C and C+Au collisions. *The European Physical Journal*, A(9):397–410, 2000.

[M9̈3] Christian Müntz. *Untersuchungen zur Pionenproduktion in relativistischen Schwerionenreaktionen symmetrischer Massensysteme*. Doktorarbeit, Technische Universität Darmstadt, 1993.

[Man97] Michael Mang. *Produktion von K^+-Mesonen in $^{197}Au +^{197} Au$ Stößen bei 1 GeV/Nukleon*. Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1997.

[Men00] M. Menzel, I. Böttcher, M. Dębowski, F. Dohrmann, A. Förster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, H. Ströbele, C. Sturm, G. Surówka, F. Uhlig, A. Wagner, W. Waluś. First measurement of antikaon phase-space distribution in nucleus-nucleus collisions at subthreshold beam energies. *Physics Letters B*, 495:26–32, 2000.

[Mis94] D. Miskowiec, E. Grosse, P. Senger, W. Waluś. Threshold cherenkov detectors for a meson trigger in a magnetic spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods A*, 350:174, 1994.

[Oes02] Helmut Oeschler. *"private Mitteilung"*, 2002.

[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, W. Waluś. The Kaon Spectrometer at SIS (GSI). *Nuclear Instruments and Methods*, 327:393, 1993.

[Sen00] Peter Senger. *Erzeugung von Pionen und Kaonen in relativistischen Schwerionenstößen*. Habilitationsschrift, Universität Frankfurt/Main, 2000.

[Shi92] Yang-Hwan Shin. Energie- und flugzeitmessung im projektilfragmentationsbereich in kern-kern-stößen bei 1 gev/u. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1992.

[Stu96] Christian Sturm. Test of gas mixtures for multiwire proportional chambers. *GSI Scientific Report 1995*, 1996.

[Stu01] Christian Sturm. *K^+-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie.* Doktorarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2001.

[Uhl02] Florian Uhlig. *"private Mitteilung"*, 2002.

[Uhl03] Florian Uhlig. Doktorarbeit in Vorbereitung, Technische Universität Darmstadt, 2003.

[Wag92] Andreas Wagner. *Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer.* Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 1992.

[Wag96] Andreas Wagner. *Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik.* Doktorarbeit, Technische Universität Darmstadt, 1996.

Danksagung

Für die Auswahl und Betreuung des sehr interessanten Themas danke ich Priv. Doz. Dr. H. Oeschler. Mit ständig neuen Ideen sorgte er für anhaltende Motivation und ein gutes gelingen der Arbeit.

Prof. Dr. P. Braum-Munzinger danke ich für die Ermöglichung der Arbeit bei der GSI.

Für die Einführung in das komplexe Thema der KaoS-Datenananalyse und die ständige Betreuung danke ich Dipl. Phys. Andreas Förster und Dipl. Phys. Florian Uhlig. Durch ihre freundliche und hilfsbereite Art haben sie wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Meinem Kommilitonen und Wegbegleiter bei dieser Arbeit Simon Lang danke ich für die meist sehr heitere und unterhaltsame Zeit. Mein Wissen über Betriebssysteme und Firewalls hat sich im letzten Jahr nahezu verdoppelt.

Dr. Habil. P. Senger danke ich für seine ausführlichen Kommentare zu dieser Arbeit. Bei vielen Fragen konnte er mir weiterhelfen.

Dr. Christian Sturm gebührt mein Dank für seine guten Ratschläge und so manche Gespräche, die oft zu einem besseren Verständnis der Sachverhalte beigetragen haben.

Ich danke Prof. Dr. H. Stöbele, Dr. B. Kohlmeyer und T. Schuck für die konstruktive Kritik bei KaoS-Meetings.

Meiner Mutter und meinem Vater danke ich für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht. Sie ließen mir die Freiheit, die für ein solchen Studium nötig ist. Meinem Bruder danke ich für so manchen gefunden Rechtschreibfehler und dafür, dass er sich des öfteren Probleme der Schwerionenphysik anhören musste.

Mein größter Dank gilt meiner Freundin Maria. Sie hat es geschafft mich an den häufigen Tiefpunkten aufzuheitern und gleichzeitig mich die letzten Monate auszuhalten.

Erklärung zur Diplomarbeit
gemäß §19 Abs. 6 DPO/AT

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den ________________________

____
Unterschrift