Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt

Christian Sturm

Pionenproduktion im Massensystem Ni+Ni 1.8 AGeV und Auslese der Anodenebene einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer

Diplomarbeit

April 1995

Pionenproduktion im Massensystem Ni+Ni 1.8 AGeV und Auslese der Anodenebene einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer

Diplomarbeit

von

Christian Sturm

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt
April 1995

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde zusammen mit der KaoS-Kollaboration [KaoS] mit dem in Abbildung 1.1 gezeigten Magnetspektrometer "KaoS"[1] am Strahlplatz C des **S**chwer**i**onen**s**ynchrotrons (SIS) der **G**esellschaft für **S**chwer**i**onenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Aus dem SIS können in Abhängigkeit von der Massenzahl des beschleunigten Projektils leichte Ionen bis zu 2.0 GeV/Nukleon und schwere Ionen bis zu Uran mit 1.0 GeV/Nukleon kinetischer Energie extrahiert werden.

In relativistischen Schwerionenstößen ist die Bindungsenergie des Nukleon-Nukleon-Potentials (ca. 8 MeV mittlere Bindungsenergie pro Nukleon) und die Coulomb-Schwelle der Kerne klein im Vergleich zur kinetischen Energie des Projektils. Die Nukleonen des Projektils und Targets wechselwirken untereinander quasi-frei. Projektil- und Targetkern durchdringen sich und bilden eine hochangeregte Wechselwirkungszone, den sogenannten "Feuerball". Im Reaktionsvolumen, so die heutige Vorstellung, treten erhöhte Dichten auf, die zu einer größeren Stoßwahrscheinlichkeit der Nukleonen untereinander und damit zum Aufheizen des Systems führen. Die Hochdichtephase, deren Lebensdauer[2] ca. 10^{-23} s beträgt, ist die wahrscheinlichste Phase für Teilchenproduktion. Vorwiegend werden leichte Mesonen, wie Pionen und Kaonen, erzeugt. Nach der Hochdichtephase setzt eine radiale Expansion ein. Das System kühlt unter Emission von Teilchen ab. Endzustandswechselwirkungen führen sowohl zu Clusterbildung der Nukleonen (Deuteronen, Tritonen, He, etc.) als auch zu elastischer und inelastischer Streuung der produzierten Mesonen an Nukleonen. Im fortgeschrittenen Stadium der Expansion nimmt die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung der Reaktionsprodukte durch ihre großen Abstände zueinander stark ab. Das System "friert" aus.

Unter der idealisierenden Annahme eines thermischen Gleichgewichts innerhalb der

---

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

[2] Dies ist eine typische Zeitskala für stark-wechselwirkende Systeme.

heißen Zone läßt sich das System in Anlehnung an die Thermodynamik mit Hilfe der Größen Druck, Temperatur, Dichte und Energie pro Nukleon beschreiben. Eine nukleare Zustandsgleichung verknüpft diese Größen miteinander; ein Ansatz hierzu findet sich in [Aich91]. Theoretische Berechnungen sagen bei zentralen Stößen mit einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon eine Dichteüberhöhung ρ/ρ_0 von zwei bis drei voraus [Har93].

Relativistische Schwerionenstöße stellen die einzige Möglichkeit dar, hochangeregte und verdichtete Kernmaterie im Labor zu untersuchen. Diese Zustände interessieren u.a. aus astrophysikalischer Sicht. Eine Abschätzung der Zentraldichte eines Neutronensterns ergibt eine mehr als zweifache Normaldichte von Kernmaterie. Die Kenntnis der Zustandsgleichung für Kernmaterie geht in die Bestimmung der oberen noch stabilen Grenzmasse von Neutronensternen ein. Ein weiteres astrophysikalisches Szenario hoher Dichten von Kernmaterie ist die Supernovaexplosion.

Die kinetische Energie des Projektils wird im Reaktionsvolumen in Form von kollektiver und individueller Anregungsenergie der Nukleonen sowie thermischer Energie deponiert. Angeregte Zustände der Nukleonen, die sogenannten baryonischen Resonanzen wie $\Delta(1232)$ und $N^*(1440)$, zerfallen meist unter Emission von Mesonen. Sie stellen den Hauptkanal zur Erzeugung neuer Teilchen in dem vom SIS extrahierbaren Energiebereich dar. Eine kollektive Anregungsform von Kernmaterie ist die Kompression. Die kurzreichweitige repulsive Komponente des NN-Potentials und das Pauli-Prinzip wirken der Komprimierung des Systems entgegen. In der Expansionsphase wird die Kompressionsenergie in kollektive Bewegung, wie z.B. radialer Fluß, der Nukleonen und erzeugter Teilchen umgewandelt.

Welche Observablen sind zur Erforschung von Kernmaterie in extremen Zuständen geeignet? Die kurze Lebensdauer einer Schwerionenreaktion erlaubt lediglich einen Zugang in Form ihrer Reaktionsprodukte. Hierbei muß man unterscheiden, ob im gewählten Energiebereich die Produktion eines Teilchens in freien Nukleon-Nukleon-Stößen energetisch möglich ist oder nicht. Man erhält somit folgende Fallunterscheidung: Teilchenproduktion oberhalb oder unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle. Als leichtestes Meson bedarf es zur Produktion eines Pions in einem Nukleon-Nukleon-Stoß ($NN \rightarrow NN\pi$) 290 MeV kinetischer Energie des einlaufenden Nukleons. Die nächst schwereren geladenen Mesonen sind die Kaonen, die im Quarkbild ein Strange-Quark enthalten. Zu ihrer Erzeugung mittels starker Wechselwirkung muß die "Strangeness-Erhaltung" gewährt sein. Die freie Nukleon-Nukleon-Schwelle eines positiv geladenen Kaons K^+ ergibt sich aus der Reaktion $NN \rightarrow N\Lambda K^+$ zu 1580 MeV im Laborsystem. Für negativ geladene Kaonen K^- findet man aus $NN \rightarrow NNK^+K^-$ 2500 MeV. Somit liegt die zur Verfügung stehende Energie in freien Nukleon-Nukleon-Stoß mit in dieser Arbeit untersuchten Projektilenergie von 1.8 GeV oberhalb der Produktionsschwelle für Pionen und positiv geladene Kaonen, aber unterhalb der Schwelle für negativ geladene Kaonen. Ebenfalls ist die Bildung eines Pions mit einer totalen Energie, die größer ist als die im Stoß zur Verfügung stehende Energie, energetisch nicht möglich. Diese Pionen werden in Anlehnung an [Mün93] als hochenergetische

Pionen bezeichnet.

Pionen werden im Energiebereich um 1 GeV/Nukleon hauptsächlich über die vorherige Anregung einer baryonischen Resonanz produziert (Kapitel 4.2). Die $\Delta(1232)$-Resonanz zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% in ein Nukleon und Pion und der nächst höhere Anregungszustand des Nukleons, die $N^*(1440)$-Resonanz, zu 60-70% in ein Nukleon und Pion und zu 30-40% in ein Nukleon und zwei Pionen [PDG94]. Somit erhält man über die Pionenproduktion einen Zugang zur Bestimmung des Anteils der Nukleonen, die sich in einem angeregten Zustand befinden. Der Beitrag der N^*-Resonanz zur Pionenproduktion bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon erscheint vernachlässigbar [Mün93]. Dies ist bei höheren Einschußenergien in Frage zu stellen. Hierzu werden die Pionenspektren aus einer Einschußenergie von 1.0 und 1.8 GeV/Nukleon miteinander verglichen.

Die Pionenproduktion ist im allgemeinen keine Sonde speziell für die Hochdichtephase. Im betrachteten Energiebereich ist während der gesamten Reaktion bis zum Ausfrieren des Systems die Erzeugung eines Pions möglich. Auch spielt die Absorption der Pionen eine Rolle, da ihre mittlere freie Weglänge in Kernmaterie deutlich kleiner als die Ausdehnung des Systems ist.

Man erwartet, abgesehen von der Unterscheidung in der Coulombwechselwirkung und Isospin, gleiche Auswirkung auf den Produktionsmechanismus negativ und positiv geladener Pionen durch zerfallende Resonanzen. Negativ geladene Pionen gewinnen und positiv geladene Pionen verlieren kinetische Energie im elektrischen Feld der Protonen. Im Vergleich zu den ungeladenen Pionen ist daher die Form der spektralen Verteilungen der geladenen Pionen durch die Coulombwechselwirkung beeinflußt worden. Mit einer Verschiebung in der Energie der spektralen Verteilungen negativ und positiv geladener Pionen gegeneinander wird das experimentelle π^-/π^+-Verhältnis beschrieben (Kapitel 4.5.2). Unter der Annahme einer Pionenemission von der Oberfläche des Systems findet man dann mit Hilfe dieser Coulombverschiebung einen Zugang zur Ausdehnung der Emissionsquelle [Wag96].

Eine andere Situation herrscht bei der Produktion von sekundären Teilchen, zu deren Erzeugung bei gegebener Einschußenergie in Nukleon-Nukleon-Stößen nicht ausreichend Energie zur Verfügung steht ("sub-threshold"). Stöße von Nukleonen mit angeregten Nukleonen, durch die Energie "zwischengespeichert" wird, ermöglichen ihre Produktion. Diese Vielfachstöße der Nukleonen untereinander werden mit wachsender Dichte und Temperatur wahrscheinlicher. Man erwartet daher eine signifikant erhöhte Sensitivität auf die Dichte und Temperatur in der Reaktionszone [Aich91]. So produzierte sekundäre Teilchen werden mit großer Wahrscheinlichkeit in der Hochdichtephase erzeugt. Allerdings verändert die Überlagerung des Fermi-Impulses der Nukleonen im Kern (ca. 270 MeV/c) mit der Stoßkinematik je nach relativer Ausrichtung des Fermi-Impulses die im Stoß zur Verfügung stehende Energie, sodaß die Wahrscheinlichkeit zur Teilchenproduktion unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle bereits durch diesen Prozeß erhöht wird. Die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte erlauben mit Hilfe von Modellrechnungen einen Zugang zur Zustandsgleichung von Kernmaterie ("nuclear **e**quation **o**f **s**tate" EOS).

Kaonen besitzen in Kernmaterie in diesem Energiebereich einen geringen Absorptionswirkungsquerschnitt, der aus der Notwendigkeit resultiert, daß das absorbiernde Baryon ein Strange-Quark enthalten muß. Durch die "sub-threshold-Produktion" bei kinetischen Projektilenergien um 1 GeV/Nukleon und den geringen Absorptionswirkungsquerschnitt sind Kaonen daher als gute Sonde der Hochdichtephase zu erachten. Das Kaonenspektrometer mit dem dazugehörigen Detektorsystem wurde speziell zum Nachweis der Kaonenproduktion unter der Produktionsschwelle konstruiert. Kaonenproduktion unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle wurde im Rahmen mehrerer Arbeiten untersucht [Mis91], [Ahn93], [Cie95].

Aufgrund von Rechnungen wird erwartet, daß die Produktion der K^+-Mesonen im Bereich um 1 GeV/Nukleon Einschußenergie in Form eines Zweistufenprozesses über die vorherige Erzeugung und Zerfall einer $\Delta(1232)$-Resonanz dominiert wird [Har93]. Durch gleichzeitige Messung der Pionen und Kaonen erhält man somit sich ergänzende Informationen.

Am Kaonenspektrometer (Abbildung 1.1) werden drei zweistufige Vieldrahtproportionalkammern zur Trajektorienrekonstruktion eingesetzt. Große Ereignismultiplizitäten in den Experimentdaten eines schweren Massensystems (z.B. Au+Au) erfordern zur Teilchenidentifikation zusätzliche Information in der Vieldrahtkammer MWPC-1 vor dem Dipolmagneten. Zur Verbesserung der Zuordnung der Ortsinformationen von x-und y-Kathode in den Vieldrahtproportionalkammern dient eine Auslese der Anodendrähte, deren Information die der bestehenden Kathodenauslese ergänzt.

Im Anschluß wird der Aufbau des Kaonenspektrometers kurz beschrieben. In Kapitel 2 sind die apparative Entwicklung und erste Ergebnisse der Anodenauslese einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer aufgeführt. Die Zuordnung der Ortsinformation von Kathoden- und Anodenauslese wird gezeigt. Der Inhalt des Kapitels 3 und 4 ist die Auswertung der Pionenmessungen des Experiments Ni+Ni bei einer Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon. Ziel ist die Bestimmung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte im Laborsystem. Dazu werden Experimentbedingungen und Teilchenidentifikation anhand der verwendeten Datenanalyse erläutert. In Kapitel 4 erfolgt die Transformation in das Schwerpunktsystem und mit Hilfe einer ausgewählten Darstellung wird die Spektrenform und das Verhältnis negativ zu positiv geladener Pionen diskutiert. Die Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes sowohl der Spektren als auch des π^-/π^+-Verhältnisses ist ein weiterer Punkt der Diskussion. Kapitel 5 enthält eine Zusammenfassung mit Ausblick auf weitere Forschungsvorhaben.

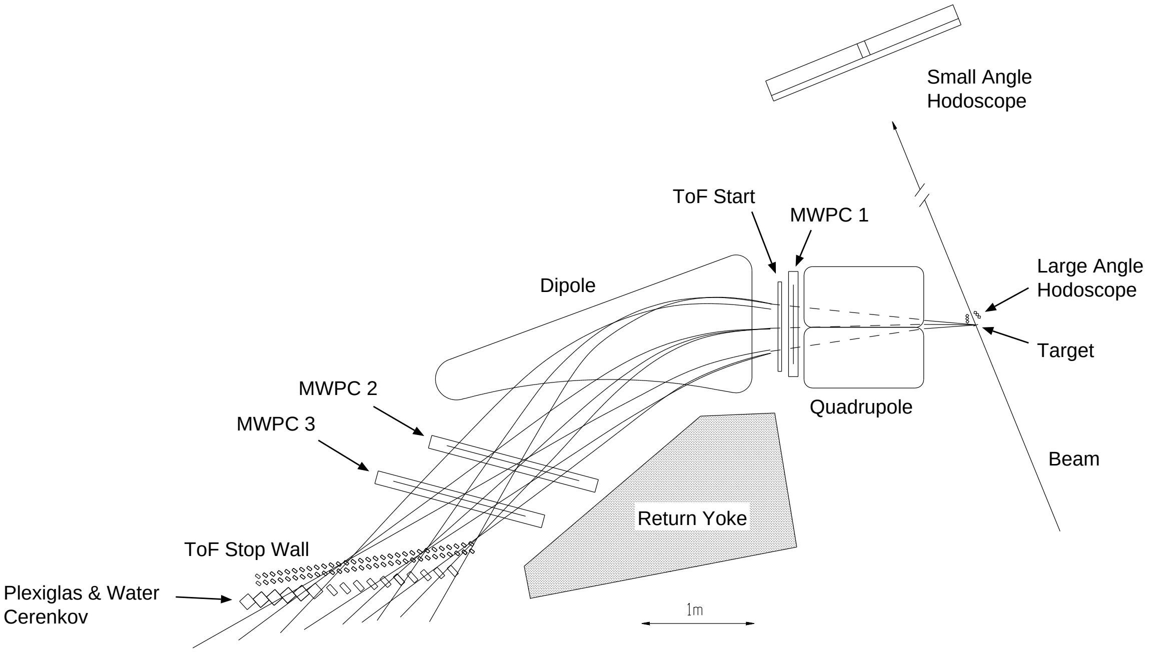

Abbildung 1.1: Das Kaonenspektrometer

1.1 Experimentaufbau des Kaonenspektrometers

Das Kaonenspektrometer (KaoS) (Abbildung 1.1) wurde konzipiert, um die seltenen Ereignisse der Kaonenproduktion unterhalb der in freien Nukleon-Nukleon-Stößen benötigten Produktionsenergie zu finden ($p : \pi^+ : K^+ \cong 10^4 : 10^3 : 1$, um 1 GeV/Nukleon) [Sen93].

Das doppelt-fokussierende Magnetsystem besteht aus einem Dipolmagneten (maximale Feldstärke : 1.9 T in 20 cm Luftspalt, Gewicht ca. 100 Tonnen) und einem Quadrupolmagneten, der durch seine Fokussiereigenschaft in horizontaler Richtung zur Vergrößerung des Raumwinkels auf 15 - 35 msr (impulsabhängig) dient. Die kurze Lebensdauer der Kaonen ($c\tau \cong 3.7m$) erfordert eine kompakte Bauweise. Die Trajektorienlängen vom Target zur Fokalebene des Spektrometers messen ca. 5 m (kleine Impulse) bis ca. 6.5 m (hohe Impulse).

Um Untersuchungen in Abhängigkeit des Laborwinkels durchführen zu können, war es notwendig, die Magnete und das Detektorsystem drehbar um das Target aufzubauen. Eine Lafette, die die Magnete und einen großen Teil des Detektorsystems trägt, ist hierfür durch Luftkissen anheb- und drehbar.

Ein Magnetspektrometer ist Impuls-selektierend: die aus der magnetischen Steifigkeit

ρB (ρ Bahnradius, B magnetische Flußdichte) herrührende Bahn des Teilchens mit der Ladung Z wird einem Impuls p zugeordnet $\rho B = p/Z$ (siehe Abbildung 1.1). In der Fokalebene eines Dipolmagneten werden auf diese Weise gleiche Impulse auf gleiche Orte abgebildet. Durch die Ortsinformation vor dem Dipol (Start-Detektor) und in der Fokalebene (Stopp-Detektor) wird mittels der Magnetfeldkarte Bahn und Impuls des nachgewiesenen Teilchens bestimmt. Anhand der Messung der Flugzeit (ToF[3]) und der Bahnlänge erhält man das Verhältnis M/Z und damit die Identifikation des Teilchens. Die Impulsauflösung und Bahnrekonstruktion wird dabei durch die Granularität des Start- und Stopp-Detektors begrenzt. Dies wird durch die Verwendung von drei ortssensitiven Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC) entscheident verbessert. Weitere Informationen zur Identifikation erhält man aus den Energieverlustspektren des Start- und Stopp-Detektors und durch den Cherenkov-Zähler. Bei dem Experiment wurden folgende Detektoren eingesetzt:

- Der **Flugzeit Start-Detektor** (ToF Start) [Wag92] dient als Startdetektor für die Flugzeit-Messung und besitzt eine Gesamtzeitauflösung von ca. 400 ps (FWHM). Er besteht aus 16 vertikal angeordneten Plastikszintillatorstreifen von je $(220 \times 30 \times 40) mm^3$, die an beiden Enden durch Photovervielfacher ausgelesen werden.

- Die **Vieldrahtproportionalkammern** besitzen eine aktive Fläche von $60cm \times 30cm$ MWPC-1 (120 x- + 60 y-Kanäle [Gei93]) und $120cm \times 35cm$ MWPC-2 und -3 (240 x- + 70 y-Kanäle [Sz91], [Sar91]) mit einer Ortsauflösung von besser als 0.5 mm (FWHM). MWPC-1, die während des Experiments Ni+Ni im Juli 1992 noch nicht existierte, ist umittelbar vor dem Start-Zähler zwischen Quadrupol- und Dipolmagnet positioniert. In einem horizontalen Winkel von 15° zum Austrittsfenster des Dipolmagneten befinden sich vor der Fokalebene parallel angeordnet MWPC-2 und-3. Mit einer Einzeldrahtauslese, die durch ein Transputernetz organisiert wird, ist die schnelle Verarbeitung von Ereignissen mit Multiplizitäten größer als eins möglich [Bal93]. Die Erweiterung der Auslese auf die Anodenkanäle wird in Kapitel 2 beschrieben.

- Der **Flugzeit-Stopp-Detektor** (TOF Stop Wall) [Koh89] liefert das Stopp-Signal der Flugzeit-Messung. Er besteht aus zwei gegeneinander verschobenen Reihen je 30 vertikal angeordneter Plastikszintillatorstreifen mit einer Größe von je $(380 \times 37 \times 20) mm^3$ und ist in der Fokalebene des Spektrometers positioniert. Aus der Breite der Szintillatorstreifen resultiert eine Impulsauflösung von 4%. An beiden Enden der Szintillatorstreifen wird das Signal durch Photovervielfacher verstärkt, sodaß durch die Laufzeitdifferenz der beiden Signale eine Ortsinformation in vertikaler Richtung zur Verfügung steht.

- Der **Cherenkovdetektor** ist als Geschwindigkeitsschwellendetektor aus zwei Reihen mit je 10+6 und 16 Cherenkovzählern hinter der Fokalebene aufgebaut. Mit den

---

[3] ToF bedeutet **T**ime **o**f **F**light.

Materialien Plexiglas (10×, Schwelle $\beta = 0.67$) auf der Seite niedrigerer Impulse und Wasser (6×, Schwelle $\beta = 0.75$) dient die erste Reihe der Protonenunterdrückung, während die zweite Reihe (Aerogel, $\beta = 0.95$) in Antikoinzidenz für die Separation der hochenergetischen Pionen von Kaonen eingesetzt werden kann.

Die folgenden Detektoren ermöglichen eine Ereignischarakterisierung.

- Das **Targethodoskop** (Large Angle Hodoscope) wird verwendet zur Bestimmung der Zentralität des Stoßes aus der Multiplizität der geladenen Teilchen. Es ist aufgebaut aus drei Ringen mit insgesamt 96 Plastikszintillatoren, die einen Winkelbereich von 12 bis 48 Grad (von der Strahlachse aus) abdecken.
- Das **Kleinwinkelhodoskop** (Small Angle Hodoscope) [Bri93] dient zur Bestimmung der Reaktionsebene. Es besteht aus 380 Plastikszintillatoren angeordnet auf einer Fläche von 1.9m x 2.2m in 7m Entfernung strahlabwärts vom Target, was einem Winkelbereich von 0.5 bis 10° entspricht. Die Identifikation der geladenen Teilchen erfolgt mit Hilfe der Flugzeit zwischen Target- und Kleinwinkelhodoskop und des Energieverlustes in den Szintillatoren [Shin92].

Zur **Strahlnormierung** wurden die folgenden Detektoren eingesetzt.

- Ein Plastikszintillator (B1), der sich nur während der Eichmessungen mit verringerter Strahlintensität (10^5 Teilchen/Spill) direkt im Strahlengang befand, gibt direkt die Anzahl der Strahlteilchen an.
- Im Juli 1992 wurde ein Strahlmonitorzähler getestet, der aus zwei Teleskopen mit je zwei Plastikszintillatoren in ±110° Rückwärtsrichtung am Target aufgebaut war [Beck93].

Zur Auswahl der zu registrierenden Ereignisse während des Experiments wird ein **Flugzeit-Trigger** verwendet, der durch die Zeit zwischen Ereignis im Start- und Stopp-Detektor selektiert. Bei hohen Impulsen unterscheiden sich die Flugzeiten von Pionen, Kaonen und Protonen nur unwesentlich, sodaß eine Verknüpfung der gemessenen Größen Impuls und Flugzeit zur Selektion notwendig wird. Die gemessene Flugzeit aus der getroffenen Start- und Stopp-Paddel-Kombination wird mit einer tabellierten Flugzeit verglichen, die aus der Trajektorienlänge resultiert (siehe dazu "second-level-trigger" bei [Ahn93]). Zur Ergänzung wird die Information des Cherenkovdetektors im Trigger verlangt.

Die Datenaufnahme erfolgt mit dem von der GSI entwickelten **GSI** **o**nline **o**ffline **s**ystem GOOSY [Es87]. Während des Experiments Ni+Ni bei drei verschiedenen Einschußenergien wurden ca. 75 Gbyte "list-mode"-Daten produziert.

Kapitel 2

Anodenauslese einer MWPC

2.1 Aufbau und Funktionsweise der zweistufigen MWPC

Am Kaonenspektrometer werden drei zweistufige Vieldrahtproportionalkammern zur Trajektorienrekonstruktion verwendet [Bre79],[Sz91],[Sar91]. Das zweistufige Prinzip (siehe Abbildung 2.1) beruht auf der Kombination einer Vorverstärkungsstufe, ähnlich eines Parallelplattenzählers, mit einer Vieldrahtkammer. Gasverstärkung tritt durch die hohe elektrische Feldstärke im Bereich der Vorverstärkungsstufe (Pre-Gap) und unmittelbar in der Umgebung der Anodendrähte auf (Abbildung 2.2). Das 0.6 cm starke Pre-Gap wird durch eine 2 cm lange Driftstrecke von der eigentlichen Vieldrahtkammer getrennt. Diese besteht aus einer Anodenebene, die symmetrisch von den beiden Kathodenebenen umgeben ist. Die Drähte der Anodenebene sind in einem Winkel von 45° zu den horizontal und vertikal ausgerichteten Drähten der Kathodenebenen gespannt. Als Zählgas dient Argon mit Zusatz von Methan und Isobutan als Quenchinggas (Argon/Methan/Isobutan: 85.5%/9.5%/5%).

Bei Durchtritt ionisierender Teilchen durch das Pre-Gap werden im Zählgas primäre Elektronen ausgelöst, die wiederum im Pre-Gap durch Stoßionisation sekundäre Elektronen herausschlagen (Townsend-Mechanismus). Die Elektronenlawine driftet zur Anodenebene und wird in der Umgebung der Anodendrähte ($20\mu m$ Durchmesser) erneut durch Stoßionisation verstärkt. Durch das Abfließen der Elektronen auf die Anodendrähte und die Fortbewegung der Ionen von den Anodendrähten wird ein Signal negativer Polarität auf der Anodenebene erzeugt. Dieses influenziert auf beide Kathodenebenen gleichermaßen ein Signal positiver Polarität.

Um Ereignismultiplizitäten größer als eins auswerten zu können, werden die Kathodenkanäle einzeln ausgelesen. Jeweils fünf Kathodendrähte wurden zu einem Kanal zusammen-

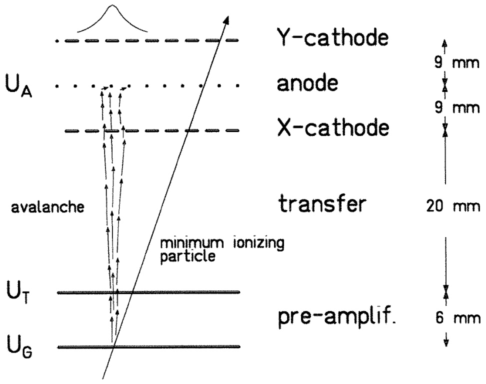

Abbildung 2.1: Schematisch gezeigt ist der Aufbau einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer. Der Bereich der Vorverstärkung (pre-amplif.) wird auch als "Pre-Gap" bezeichnet.

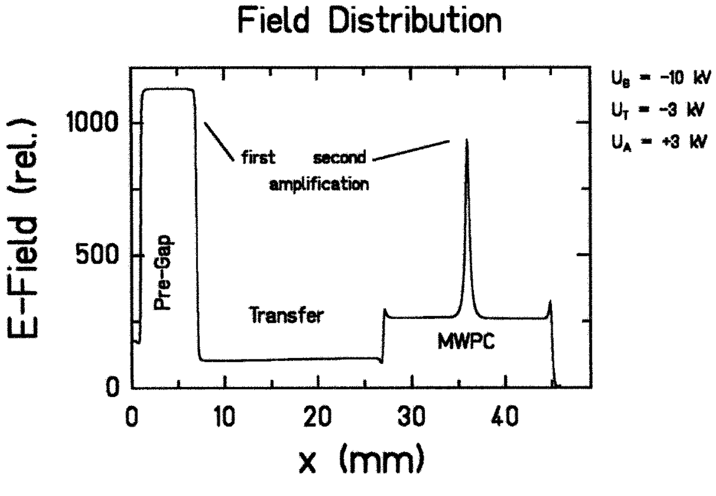

Abbildung 2.2: Typische Feldstärkenverteilung einer zweistufigen MWPC

gefaßt. Ein 8-Bit Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert die vom ladungsempfindlichen Vorverstärker kommenden Signale. 16 ADCs werden jeweils von einem Transputer ausgelesen. Über einen Steuertransputer ist das Transputernetz mit dem Datenaufnahmesystem verbunden. Die Kathodenauslese ist ausführlich in [Sar91] und [Bal93] beschrieben.

Mit Hilfe einer Schwerpunktsbildung der influenzierten Ladungsverteilung auf den Kathodenebenen werden die x- und y-Koordinate des Durchstoßortes im Pre-Gap gewonnen. Es ergibt sich hieraus eine Ortsauflösung von ca. 0.5 mm (FWHM) [Sar91]. Durch die hohe elektrische Feldstärke im Pre-Gap ist der Energieverlust des Teilchens beim Durchgang durch das Pre-Gap proportional zur Gesamtladung in der Elektronenlawine. Die Fläche unter den influenzierten Kathodensignalen ist somit ein Maß für den Energieverlust im Pre-Gap. Sie wird aus der Summe der ADC-Werte des Ereignisses ($\sum ADC$) gewonnen. Aus der geringen Statistik der primär ausgelösten Elektronen resultiert eine große Streuung in der Energieverlustmessung.

2.2 Problemstellung

Das Konzept der Einzeldrahtauslese läßt eine Verarbeitung von Ereignismultiplizitäten größer als eins zu. Allerdings ist die eindeutige Zuordnung von x- zu y-Koordinaten nur bei einer Multiplizität von eins gewährt. Abbildung 2.3 zeigt einen Ausschnitt aus der x- und y-Kathode und der dazu in einem Winkel von 45° gespannten Anodendrähte.

Bei einer Ereignismultiplizität von n ergeben sich n^2 mögliche Durchstoßorte. Durch die identische Signalerzeugung auf beiden Kathodenebenen sind die Flächen unter den x- und y-Kathodensignalen aus einem Teilchendurchtritt bis auf einen konstanten Faktor von 1.06 [Sar91] gleich, sodaß eine Zuordnung bereits auf diesem Wege mögich ist. Zusätzlich erhöht die große Streuung in der Energieauflösung der zweistufigen Vieldrahtkammer die Wahrscheinlichkeit der Zuordnung von x- zu y-Koordinaten bei z.B. zwei gleichzeitig durchtretenden minimalionisierenden Teilchen.

2.2.1 Simulation

In Abbildung 2.3 ist der ungünstigste Fall annähernd gleicher Flächen unter den x- und y-Kathodensignalen eines Ereignisses der Multiplizität zwei aufgezeigt. Die ausgefüllten Kreise stellen die tatsächlichen Treffer, die offenen dagegen die scheinbaren Orte dar, die sich aus den Kombinationen der x- und y-Kanäle ergeben. Mit Hilfe der getroffenen Anodenkanäle (durch Pfeile in Abbildung 2.3 gekennzeichnet) läßt sich in diesem Beispiel eine Zuordnung der x- zu y-Ereignisse durchführen. Ohne Anodeninformation gelingt bei dieser Ereignisklasse keine Auflösung von Mehrdeutigkeiten. Man erwartet bei wachsenden Ereignismultiplizitäten häufigere Fehlzuordnungen.

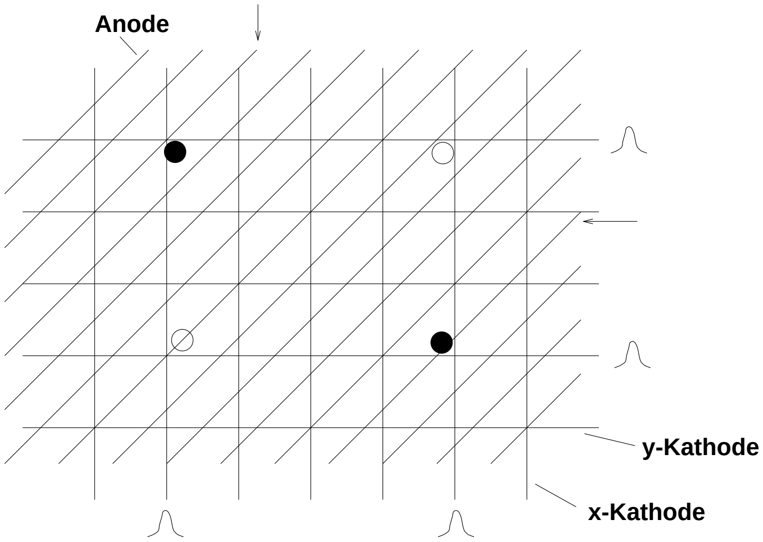

Abbildung 2.3: Dargestellt ist ein Ereignis der Multilpizität zwei und die vier möglichen Orte aus den (x,y)-Kombinationen. Es wurde eine vereinfachende Darstellung der Anode und Kathode gewählt. Die tatsächlichen Orte sind mit ausgefüllten, die "Scheinorte" mit unausgefüllten Kreisen gekennzeichnet. Die ansprechenden Kathodenkanäle sind mit Signalzeichen die ansprechenden Anodenkanäle mit Pfeilen gekennzeichnet.

Um die Effizienz der x,y-Zuordnung bei Multiplizitäten größer als eins anhand des Flächenvergleichs abzuschätzen, wurden die einzelnen Flächen der Kathodensignale bei gegebener Ereignismultiplizität ausgewürfelt. Dazu diente als Gewichtung eine Parametrisierung einer typischen Verteilung der Kathodensignalflächen (MWPC-2) bei hoher Nachweiswahrscheinlichkeit.

Eine erfolgreiche Zuordnung von x- zu y-Koordinaten war dann gegeben, wenn die Differenz ihrer Flächen eine obere Schranke nicht überschritt. Sie wurde aus der zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung der Flächen unter den x- und y-Signalen bestimmt.

In Abbildung 2.4 ist die Effizienz ϵ_{xy} der Zuordnungsmöglichkeit von x- zu y-Ereignissen mittels Flächenvergleich als Funktion der Ereignismultiplizität aufgetragen. Die hierfür verwendete Flächenverteilung ist im linken oberen Bild dargestellt. Mit wachsender Multiplizität verringert sich die Effizienz, wobei sie abhängig von der Flächenverteilung und Breite der Differenzbedingung ist. Je breiter das gewählte Fenster und je schmaler die Flächenverteilung, desto geringer wird die Wahrscheinlichkeit der Zuordnung von x- zu y-Ereignissen bei Vieldeutigkeiten.

In der unteren Reihe der Abbildung 2.4 sind die Häufigkeiten der Multiplizitäten in

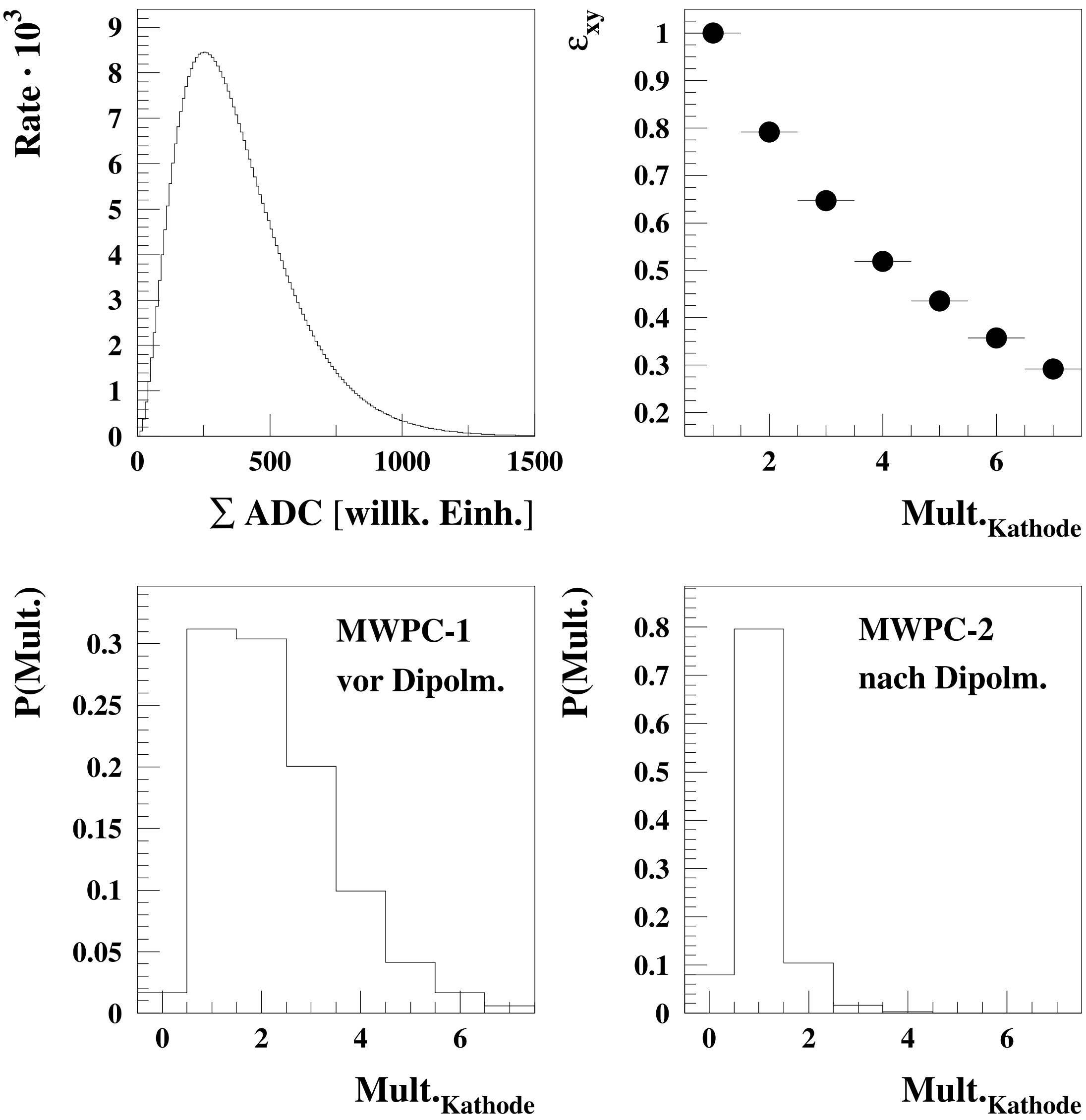

Abbildung 2.4: Dargestellt ist eine Monte-Carlo-Simulation der Effizienz ϵ_{xy} der Zuordnung von x- zu y-Ereignissen anhand deren Flächen unter den Kathodensignalen. Hierzu wurde die typische Flächenverteilung $f(\sum ADC)$ benutzt. Unten sind die Multiplizitätsverteilungen der Vieldrahtkammern MWPC-1 und -2 aufgeführt.

der x-Kathode von der Vieldrahtkammer MWPC-1 und -2 gezeigt. Deutlich sind höhere Multiplizitäten in der Vieldrahtkammer MWPC-1 vor dem Dipolmagneten zu erkennen. Die MWPC-1 deckt sowohl mit ihrer kleineren aktiven Fläche einen größeren Raumwinkelbereich wie MWPC-2 und -3 ab als auch hat an ihrerem Standort die Ausdünnung des Teilchenflusses durch die Selektion des Dipolmagneten noch nicht stattgefunden. Dies bewirkt eine höhere Trefferanzahl pro Flächeneinheit in der MWPC-1.

Es ergibt sich aus der berechneten Effizienz ϵ_{xy} und den Häufigkeiten der Multiplizitäten eine Gesamtwahrscheinlichkeit der Zuordnung von x- zu y-Ereignissen von 0.95 ± 0.05 für MWPC-2 und 0.8 ± 0.05 für MWPC-1. Der statistische Fehler aus der Monte-Carlo-Rechnung ist hierbei klein gegen den systematischen Fehler aus der Wahl der Flächenverteilung und Fensterbreite der Differenzbedingung.

Diese Abschätzung motiviert die Auslese der Anodenkanäle als Ergänzung zur bisherigen Kathodenauslese der MWPC-1, die vor dem Dipolmagneten positioniert ist.

2.3 Aufbau und Ausleseelektronik

Um erste Tests durchführen zu können, wurde die Anodenauslese an der Vieldrahtkammer MWPC-3[1] (Drahtkammer unmittelbar vor der Fokalebene) aufgebaut und während des Experiments Au+Au mit einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon im März 1993 am Kaonenspektrometer eingesetzt. Im folgenden wird der hierfür verwendete Aufbau beschrieben.

Die Anodendrähte, deren Abstände 2 mm betragen, sind auf einem Teil des zusammengesetzten Stesalitrahmens (Sandwich-Bauweise) mit Epoxidharz befestigt und mit einer Ausleseleiste verlötet. Je zwei Anodendrähte sind zu einem Kanal zusammengefaßt, der über einen Kondensator (C=150pF) mit dem Auslesepin verbunden ist [He90]. Es ergeben sich 274 Anodenkanäle für die größer dimensionierten Vieldrahtkammern MWPC-2 und -3. Äquivalent zur Kathodenauslese werden auf die Ausleseleisten Aluminiummagazine zwischen die Aluminiumdeckplatten gesteckt, die die Vorverstärkerplatinen tragen [Sar91].

Es wird ein bipolarer ladungsempfindlicher Vorverstärker mit Gaußfilter-Hauptverstärker verwendet [Foh] und [Gei93], der bereits in der Kathodenauslese zum Einasatz kommt. Da die Auslese der Anodenkanäle als Ergänzung zur Kathodeninformation dient, wird lediglich eine Patterninformation benötigt, wozu die Vorverstärkersignale mit Diskriminatoren digitalisiert werden. Schaltet ein Diskriminator während des gewählten Zeitfensters, so wird sein Zustand bis zum Ende des Auslesezykluses durch das flankensensitive Flip-Flop (Latch) gespeichert. Nur maximal ein Ereignis pro Anodenkanal wird somit während eines Auslesezykluses akzeptiert. Das Zeitfenster wird aus dem Master-Trigger, der aus einem um die Driftzeit der Elektronenlawine verzögertem Spektrometertrigger er-

---

[1] In der Vorbereitungsphase stand die MWPC-1 noch nicht zur Verfügung.

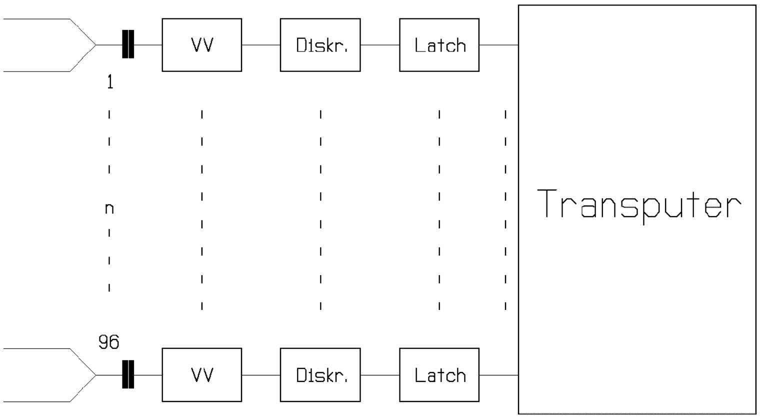

Abbildung 2.5: Die Ausleselektronik der Anodenauslese

zeugt wird, und dem Start-Conversion-Signal generiert [Bal93]. Mit einem 12-Bit Digital-Analog-Wandler (DAC) wird per Software die Diskriminatorschwelle gesetzt.

Je 16 Diskriminatoren und Flip-Flops sind zu einer Diskriminator/Latch-Platine zusammengefügt. 96 Kanäle werden von einem Transputermodul (T222) ausgelesen. Drei Transputermodule waren für die Anodenauslese der MWPC-3 notwendig.

Der gesamte Digitalzweig, getrennt vom Analogteil, ist auf drei Grundplatinen (Backplanes) aufsteckbar. Sie enthalten jeweils Steckplätze für je sechs Diskriminator/Latch-Platinen, einen DAC, einen Transputer und einen Spannungsregler. Die Anoden-Backplanes erhalten von den Backplanes der y-Kathode die Spannungsversorgung, Master-Trigger und Start-Conversion-Signal.

2.4 Ergebnisse

Im Vordergrund der Untersuchung stand der Nachweis der Funktionstüchtigkeit der Anodenauslese. Er besteht darin, daß aus den x- und y-Koordinaten der Kathodenauslese eine Kanalnummer der Anode errechnet und mit dem tatsächlich getroffenen Anodenkanal verglichen wird. Durch die in einem Winkel von 45° zu den Kathodendrähten angeordneten Anodendrähte erhält man die Verknüpfung der Koordinaten aus der Kathodenauslese mit der Anodenkanalnummer anhand einer Geradenschar mit Steigung eins:

$$y_{Kath.} - x_{Kath.} = n_{Anode} \cdot \sqrt{2} d_{Anode} \ , \tag{2.1}$$

wobei n_{Anode} die Nummer des getroffenen Anodekanals und d_{Anode} der Abstand zwischen zwei Anodenkanalmittelpunkten ist.

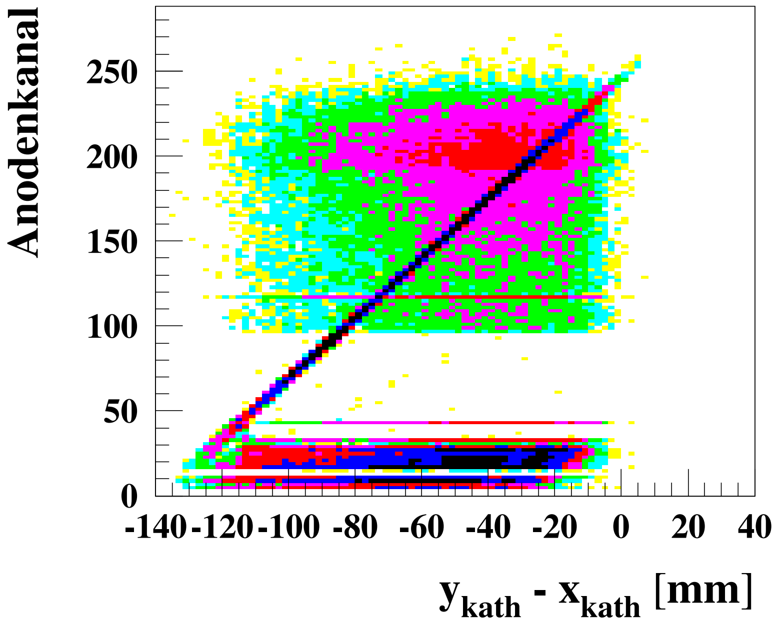

Abbildung 2.6: Korrelation zwischen getroffenem Anodenkanal und Differenz der Signalschwerpunkte von x-,y-Kathode

Um eine eindeutige Zuordnung zwischen x- und y-Koordinate der Kathodenauslese zu erhalten, wurden Ereignisse, in denen nur jeweils ein einziges Teilchen die Vieldrahtkammer durchstoßen hat d.h. Multiplizität "1" in x- und y-Kathode, gefordert. Hierzu diente der Fall einer Teilchenmultiplizität "1" im Spektrometer. Bei negativer Magnetfeldpolarität (B=-0.6 T) ist diese Bedingung gut erfüllt, da hauptsächlich negativ geladene Pionen den Dipolmagneten durchqueren und die Fokalebene erreichen. Daten aus dem Experiment Au+Au bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon (März 1993) wurden analysiert.

In Abbildung 2.6 ist die Nummer des tatsächlich getroffenen Anodenkanals über der Differenz aus y- und x-Position der Kathode aufgetragen. Deutlich ist hieraus die Korrelation zwischen Kathoden- und Anodenereignissen zu erkennen. Die Differenz y-x ist dabei proportional zur Nummer des getroffenen Anodenkanals (siehe Gleichung 2.1).

Die zweidimensionale Häufigkeitsverteilung in Abbildung 2.6 ist in drei verschiedene Bereiche einteilbar. Ihr unterschiedliches Verhalten ist auf verschieden eingestellte Diskriminatorschwellen zurückzuführen. Für die Bereiche bis Anodenkanal 50 und größer 100 war die Diskriminatorschwelle zu niedrig, was teilweise zu fortwährendem Schalten der Diskriminatoren führte. Zur weiteren Auswertung wurde der Bereich zwischen Anodenkanal 50 und 100, der die höchste Korrelation zur Kathode aufweist, ausgewählt. Dessen Pattern-Verteilung ist in Abbildung 2.7a dargestellt.

Die Pattern-Verteilung zeigt im Bereich zwischen Anodenkanal 50 bis 100 einen Zuwachs der Zählrate. Dies resultiert aus der Größe der Fläche, die durch den Anodenkanal abgedeckt wird, und der Lage des Kanalstreifens bezüglich der Flächenausleuchtung der Kammer während des Experiments. Anhand der aus den Kathodenorten errechneten Anodenkanälen A_{xy} erhält man die auf die Anodenkanäle projezierte Flächenausleuchtung der Kammer (Abbildung 2.7b).

Für den ausgewählten Bereich findet man als häufigste Multiplizität der Anodenkanäle "zwei" (Abbildung 2.7c). Abbildung 2.7d zeigt die Abhängigkeit der Anodenkanalmultiplizität von der Fläche unter den Kathodensignalen entsprechend dem entstandenen Energieverlust. Das Maximum des Energieverlusts verlagert sich zu größeren Werten bei wachsender Multiplizität.

2.5 Diskussion

Unter den oben genannten Bedingungen zeigt die Korrelation zwischen (y-x) der Kathode und den tatsächlich getroffenen Anodenkanälen (Abbildung 2.6), daß die Kathoden- und Anodenauslese eine sich ergänzende Ortsinformation liefern. Die Abhängigkeit der Anodenkanalmultiplizität mit der Fläche unter den Kathodensignalen unterstützt diese Aussage. Ein größerer Energieverlust im Pre-Gap läßt eine größere Anzahl von Elektronen zur Anode driften, was durch die gegenseitige elektrostatische Abstoßung der Elektronen eine breitere Elektronenlawine erzeugt. Die größere Anzahl der auf der Anode abfließenden Elektronen erwirkt ein höhere Amplitude der Kathodensignale und die breitere Lawine eine größere Anodenkanalmultiplizität.

Um das Ergebnis der häufigsten Multiplizität "zwei" bewerten zu können, benötigt man die Ausdehnung der gedrifteten Elektronenlawine in der Nähe der Anodenebene. Beim Drift der Elektronenlawine durch das Gasgemisch erfährt diese eine Vergrößerung ihres Durchmessers durch transversale Diffusion, die von der verwendeten Gasmischung und der elektrischen Feldstärke abhängt. Nach [JM79] wird die transversale Diffusion der Elektronen vom Gas mit der kürzesten Kohlenstoffkette dominiert, sodaß die Annahme einer Mischung aus 90% Argon und 10% Methan eine gute Näherung für das verwendete Gasgemisch darstellt. Für die oben genannten Driftstrecken und ihrer zugehörigen elektrischen Feldstärken ergibt sich nach [Bia89] ein Durchmesser der Elektronenlawine von ca. 2 mm (FWHM). Vernachlässigt man die transversale Diffusion der Elektronenlawine im Pre-Gap, die durch die dort herrschende hohe elektrische Feldstärke im Vergleich zu den anderen Driftstrecken

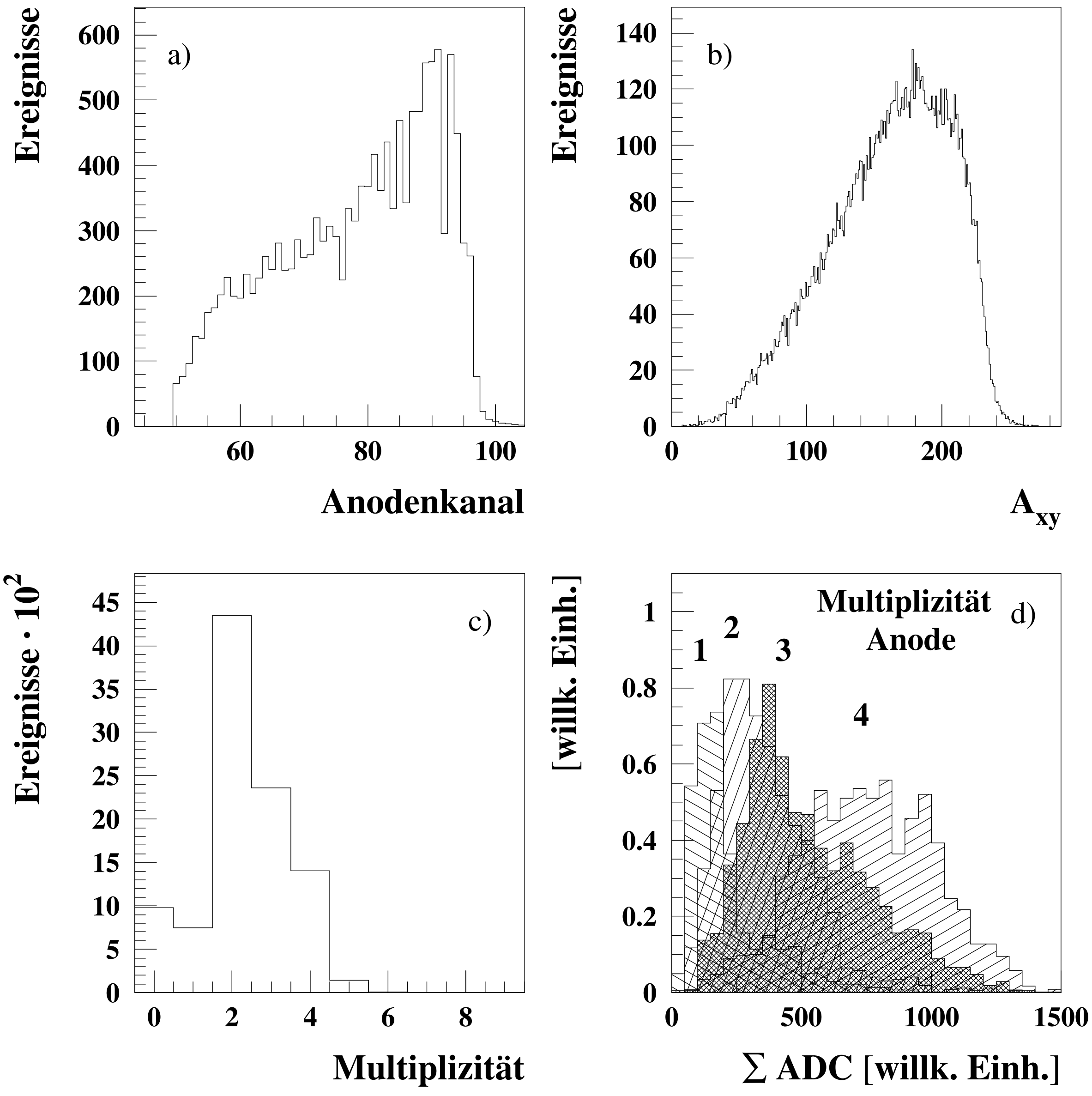

Abbildung 2.7: Zu sehen sind die Pattern-Verteilung der Anodenkanäle a), die aus der Kathodeninformation gerechneten Anodenkanäle b), die Multiplizitätsverteilung c) und die Abhängigkeit des Energieverlusts ($\sim \sum ADC$) von der Multiplizität der Anodenkanäle im Bereich des Kanals 50 bis 100. Multiplizität "eins" im Spektrometer war gefordert. Die Größe "A_{xy}" gibt die aus der Kathodeninformation durch die Geradenschar errechneten Anodenkanäle. Ihre Häufigkeitsverteilung ist abhängig von der Flächenausleuchtung der Vieldrahtkammer während des Experiments.

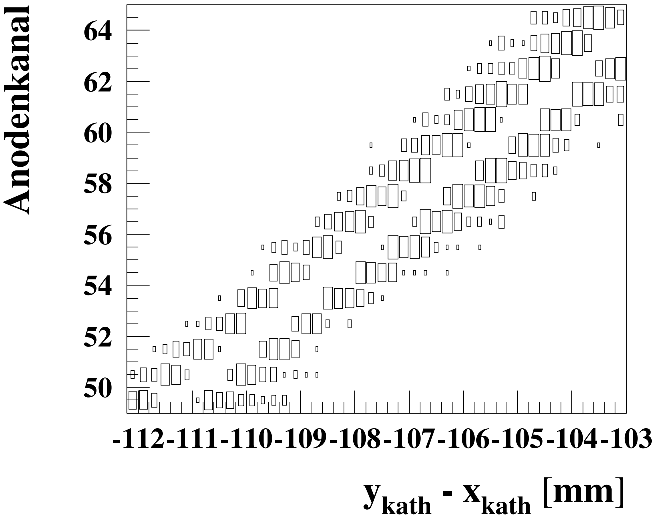

Abbildung 2.8: Ausschnittsvergrößerung der Korrelation zwischen getroffenem Anodenkanal und Differenz der Signalschwerpunkte von x-,y-Kathode

gering ist, so erhält man nach [Won88] einen Durchmesser der Elektronenlawine von ca. 2.1 mm (FWHM). Mit einem Abstand von 2mm der Anodendrähte voneinander und durch das Zusammenfassen von zwei Drähten zu einem Anodenkanal erwartet man gleichhäufig die Multiplizität eins und zwei bei einem Durchmesser der Elektronenlawine von 2 bis 4mm. Experimentell zeigt sich jedoch eine ca. fünffach größere Häufigkeit der Anodenkanalmultiplizität "zwei" gegenüber Multiplzität "eins" (siehe Abbildung 2.7 b).

Diese offensichtliche Diskrepanz wird in Verbindung mit einer weiteren Beobachtung diskutiert. Wählt man einen kleinen Ausschnitt aus der Auftragung des getroffenen Anodenkanals über (y-x) der Kathode (Abbildung 2.8), so erkennt man eine Doppelstruktur in der zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung. Die Verteilung der Differenz der aus der Geradenschar errechneten Anodenkanalnummer A_{xy} und des tatsächlich getroffenen Anodenkanals A_{nr} zeigt, daß sehr selten eine exakte Übereinstimmung sondern häufig eine Abweichung um einen Kanal vorliegt (siehe Abbildung 2.8). Diese Doppelstruktur tritt bereits bei einer Anodenkanalmultiplizität von "eins" auf.

Erzeugt das Zusammenfassen zweier Anodendrähte zu einem Kanal einen Diskretisierungseffekt? Unter der extremen Annahme einer punktförmigen Elektronenlawine läßt sich eine Diskretisierung konstruieren, die eine Doppelstruktur in der Differenz $(A_{xy} - A_{nr})$ mit

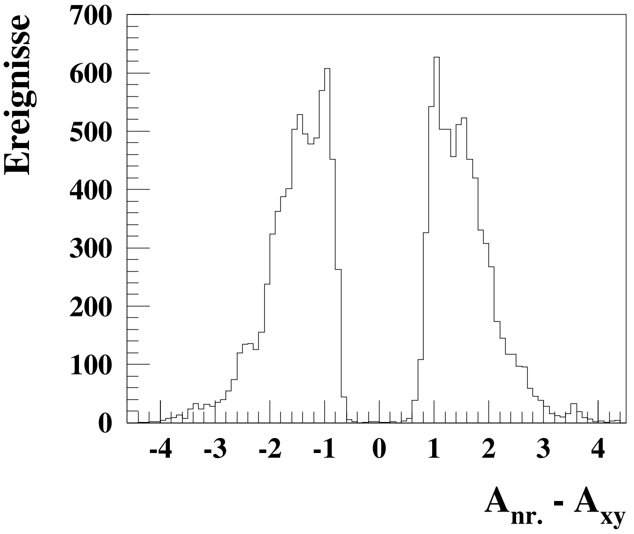

Abbildung 2.9: Differenz aus getroffenem $A_{nr.}$ und aus x und y errechnetem Anodenkanal A_{xy}

einer Entfernung von je einem halben Kanal zum Nullpunkt ergibt. Die Elektronen fließen dabei auf nur einen der beiden Drähte eines Kanals ab. Der Ort des Kanals liegt zwischen den beiden Drähten, während auf die Kathode ein Signal durch den Nachweisdraht influenziert wird, sodaß eine Differenz in $(A_{xy} - A_{nr})$ von einem halben Kanal vorliegt. Man erwartet ausschließlich eine Anodenkanalmultiplizität von "eins". Sowohl die Annahme einer punktförmigen Elektronenlawine ist nicht gerechtfertigt, als auch findet man experimentell eine Doppelstruktur, deren Maxima weiter als einen Kanal voneinander entfernt sind (siehe Abbildung 2.9). Abbildung 2.7c weist höhere Anodenkanalmuliplizitäten als "eins" auf. Eine Elektronenlawine, deren Ausdehnung im Bereich des Draht- bis Kanalabstands liegt, erzeugt bei Zusammenfassen von zwei Drähten zu einem Kanal bei der gegebenen Geometrie keinen Diskretisierungseffekt.

Ein Möglichkeit zur Erklärung dieser Doppelstruktur bietet ein elektronischer Effekt. Das durch das Abfließen der Elektronen und Wegdriften der Ionen entstandene Signal an einem oder mehreren Anodendrähten führt durch Bildladung zu Signalen entgegengesetzter Polarität auf den benachbarten Drähten [Cha70]. Da der Diskriminator pegelsensitiv auf positive[2] Signale ist, schaltet er nicht bei Bildladungssignalen. Allerdings ist die Schwin-

---

[2] Der Vorverstärker ist invertierend.

gung der Signale des bipolaren Vorverstärkers schwach gedämpft (siehe [Gei93]), sodaß die Bildladungssignale ebenfalls einen Teil positiver Polarität besitzen. Wenn das gesetzte Zeitfenster erst vor dem Überschwingbereich aktiv wird und die Diskriminatorschwelle niedrig genug gesetzt ist, wird der Diskriminator des getroffenen Kanals[3] nicht schalten, jedoch seine Nachbarn. Dies hätte eine Doppelstruktur mit der Distanz von einem Kanal zum Nullpunkt in der Differenz vom errechneten und getroffenen Anodenkanal zur Folge. Die häufigste Multiplizität betrüge "zwei". Inwiefern die Sensitivität auf die Diskriminatorschwelle bei den kleinen Pegeln der Vorverstärkerüberschwinger zur Veränderung der Doppelstruktur in Abhängigkeit vom Energieverlust führt, konnte nicht geklärt werden. Die oben gemachten Ausführungen zu den offenen Fragen sind als Erklärungsversuch zu verstehen. Im Labor konnte eine Überprüfung im nachhinein nicht durchgeführt werden.

Weitere aufgetretene Schwierigkeiten werden im folgenden genannt.

- Ein Fehler in den Ausleseroutinen der Transputersoftware führte zum teilweisen Vermischen von x-, y- und Anodeninformation. Nur unter der gewählten Analysebedingung von Mulitiplizität "eins" in der x- und y-Kathode konnten gemischte Datensätze erkannt und verworfen werden. Eine Untersuchung höherer Multiplizitäten war aufgrund dieses Sachverhalts nicht zuverlässig möglich.

- Ohne den eingesteckten Vorverstärker besitzt der Kondensator, über den der Anodenkanal mit dem Vorverstärker verbunden ist, eine "offene" Seite. Diese wandert z.B. durch Kriechströme auf das Potential des Anodendrahts. Bei Auslese des Kanals fällt am Kondensator die Hochspannung der Anode ab, da der Vorverstärker keinen unendlichen Widerstand gegenüber dem Erdpotential besitzt. Die Drähte der Anodenebene werden dadurch auf ein definiertes Potential gezwungen. Es können dann vereinzelt Überschläge im Bereich der Kondensatoren oder der Auslesepins gegenüber dem Erdpotential auftreten, die zum Zusammenbruch der Hochspannung auf den Drähten des entsprechenden Kanals führen. Überschläge zu Drähten eines Nachbarkanals gefährden die $20 \mu m$ dünnen Drähte. Das Nichtauslesen eines Kanals hätte neben des inhomogenen elektrischen Felds einen möglichen Defekt der Anodenebene zur Folge. Vermutlich hat ein solcher Prozeß zum frühen Ausfall der MWPC-3 während des Experiments im März 1993 geführt. Die auswertbare Statisik bezüglich der Anodenauslese wurde hierdurch stark begrenzt und ließ Untersuchungen hinsichtlich der Variation der Diskriminatorschwelle nicht zu. Die notwendigen Modifikationen der Ausleseleiste, die mit dem Stesalitrahmen der Anodenebene verklebt ist, verhinderten weitere Tests mit der Anodenauslese im Labor.

---

[3] Sein "Überschwinger" besitzt die falsche Polarität.

- Der Ausfall eines Netzteils des Dipolmagneten beendete das Experiment vorzeitig, was weitere Untersuchungen bezüglich der Anodenauslese nicht zuließen.

Kapitel 3

Datenauswertung und experimentelle Ergebnisse

3.1 Das Experiment

Im Juli 1992 wurde am Kaonenspektrometer mit einem aus dem SIS der GSI extrahiertem Nickelstrahl mit drei verschiedenen Einschußenergien auf ein Nickeltarget verschiedener Dicke geschossen. Die Strahlintensität auf das Target betrug maximal 5×10^8 Teilchen pro Spill, während die Spill-Länge ca. 4 s und Spill-Pause ca. 6 s betrug. Das Meßprogramm umfaßte die Untersuchung der Kaonen- [Bar97] und Pionenproduktion bei 0.8, 1.0 und 1.8 GeV/Nukleon Einschußenergie bei einem Azimuthalwinkel von $\Theta = 44 \pm 4^\circ$ im Laborsystem. Es wurde hierfür ein Teilchentrigger verwendet, der mit Hilfe eines Flug-

$\mid B_{Dipol} \mid$ $[T]$	$Impulsbereich$ $[MeV/c]$	$Triggerbedingung$
0.35	$156 - 296$	ToF
0.6	$267 - 507$	ToF
0.9	$400 - 760$	ToF
1.4	$622 - 1182$	$ToF + C$
1.7	$756 - 1436$	$ToF + C$

Tabelle 3.1: In der zweiten Spalte ist der zur Magnetfeldeinstellung zugehörige Impulsbereich aufgeführt. In den Pionenmessungen wurden Protonen durch den Flugzeittrigger ToF und im Fall von 1.4 und 1.7 T zusätzlich mit Hilfe des Cherenkov-Detektors (+C) unterdrückt.

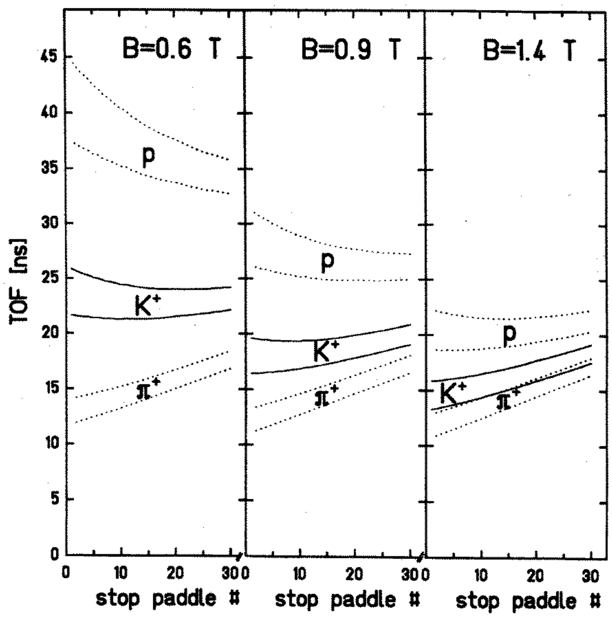

Abbildung 3.1: Aufgetragen sind die Flugzeiten zwischen dem Start- und Stopp-Detektor von Pionen, Kaonen und Protonen über der getroffenen Paddelnummer des Stopp-Detektors. Kleine Paddelnummern entsprechen kleinen Impulsen.

zeitfensters Pionen und Protonen im Fall des Kaonen- und nur Protonen im Fall des Pionenmeßprogramms unterdrückte [Wag92]. Die Messung von Protonen erfolgte mit offenen Flugzeitfenstern (sogenannter DF-Trigger).

Mit Anwachsen der Feldstärke des Dipolmagneten und entsprechendem Impulsfenster (siehe Tabelle 3.1) verringern sich die Unterschiede der Flugzeiten von Pionen, Kaonen und Protonen (siehe Abbildung 3.1), was die Trennung anhand der Flugzeit und damit die Unterdrückungseffizienz verschlechtert. Bei hohen Impulsen (1.4 und 1.7T) verbesserte der Cherenkov-Detektor als zusätzliche Triggerbedingung die Unterdrückungseffizienz von Protonen und hochenergetischen Pionen (für das Kaonenmeßprogramm). Der Unterdrückungsfaktor für Protonen mit Flugzeittrigger (ToF) beträgt 500 - 1000, und eine Hinzunahme des Cherenkov-Detektors (ToF+C) ergibt eine zusätzliche Verbesserung auf ca. einen Faktor 4000 [Sen93].

Zur Strahlnormierung wurden Eichmessungen mit DF-Trigger ohne Flugzeit- und Cherenkovbedingung mit geringer Strahlintensität für jede Magnetfeldeinstellung aufgezeich-

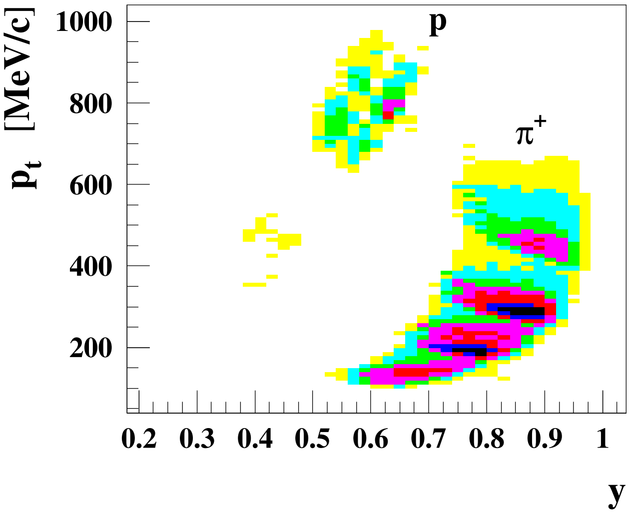

Abbildung 3.2: Aufgetragen ist der transversale Impuls p_t über der Rapidität y in linearer Auftragung in z-Richtung. Ein Flugzeittrigger wurde verwendet, weshalb nur der volle Akzeptanzbereich der Pionen zu erkennen ist.

net. Nur während dieser Messung befand sich ein beweglicher Plastikszintillationszähler (B1) direkt im Strahlengang.

In dieser Arbeit werden die Pionenmessungen bei einer Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon ausgewertet. Vorgreifend auf die Teilchenidentifikation ist der teilchenabhängige Akzeptanzbereich des Spektrometers in der lorentzinvarianten Transversalimpuls-Rapiditäts-Ebene $p_t - y$ für eine Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon gezeigt (Abbildung 3.2.) Gekennzeichnet sind Pionen und Protonen, dagegen sind schwerere Fragmente hier nicht identifizierbar, da sie mit Hilfe des Flugzeittriggers unterdückt wurden. Durch die Teilchenselektion des ToF-Triggers ist lediglich der Akzeptanzbereich der Pionen zu erkennen.

3.2 Die Datenanalyse

Die mit GOOSY aus der Datenaufnahme gewonnenen "List-Mode"-Daten wurden mit einer generalisierten Prozedur, die die Eichung der Energie- und Zeitinformation der Photovervielfacher und die Schwerpunktsbildung der Ortsinformation der Vieldrahtkammern durchführt, um ca. das acht- bis zehnfache komprimiert (**d**ata **s**ummary **t**apes - DST, [Bar97] und [Wag96]). Mit einer GOOSY-Analyse, die auf die komprimierten DST-Daten zugreift, erfolgte die Teilchenidentifikation und damit die Erstellung der Rohimpuls- und Massenverteilungen. Die verwendete Analyse beruht auf folgender Selektion der Ereignisse.

- Der **Zeitnullpunkt der Reaktion** wird durch Mittelung der Zeitsignale der einzelnen Module des Targethodoskops festgelegt. Allerdings ist die Zeitauflösung des Startsignals von der Multiplizität der geladenen Teilchen im Targethodoskop abhängig, sodaß bei kleinen Multiplizitäten der Zeitnullpunkt einer großen Streuung unterliegt. Werden weniger als zwei Module des Targethodoskops getroffen, so wird das Ereignis verworfen.

- Es muß ein Mindestwert des **Energieverlusts** in Start- und Stopp-Detektor überschritten werden.

- Die geladenen Teilchen treffen selten senkrecht auf die in der Fokalebene postierte vordere Reihe des Stopp-Detektors. Häufig wird also bei einer Trajektorie mehr als ein Paddel des Stopp-Detektors getroffen. Anhand der Flugzeiten der einzelnen Ereignisse im Stopp-Detektor und der Zeitdifferenzen zwischen dem oberen und unteren Photomultiplier-Signal kann die **Zugehörigkeit zu einer oder mehreren Bahnen** im Spektrometer entschieden werden.

Um bei Teilchenmultiplizitäten größer als eins oder Untergrundereignissen die Treffer in den einzelnen Modulen des Start- und Stopp-Detektors zu selektieren, die zu stetigen Trajektorien gehören, erfolgt die Zuordnung mit Hilfe eines Geschwingigkeitsvergleichs. Hierzu wird jeweils die Geschwindigkeit aus der gemessen Flugzeit zwischen Targethodoskop und Start-Detektor-Modul D_i als auch zwischen Start- und Stopp-Detektor-Modul F_j ermittelt. Die Trajektorienlängen stammen aus der Geant-Simulation (siehe dazu [Wag92]) für die entsprechenden Kombinationen der Start- und Stopp-Paddels. Ein Vergleich der Geschwindigkeiten aus den einzelnen Kombinationen D_iF_j erlaubt eine Separation der falschen Kombinationen.

Aus den so aussortierten Kombinationen zwischen Start- und Stopp-Paddels gewinnt man die Bahnen der nachgewiesenen geladenen Teilchen im Spektrometer. Man errechnet bei gegebener Magnetfeldeinstellung mit Hilfe der Trajektorienlängen aus der Geant-Simulation die dazugehörigen Impulse, und mit der gemessenen Flugzeit erhält man die Masse (M/Z). Durch die Granularität des Start- und Stopp-Detektors ergibt sich für jede Kombination eine Trajektorienschar. Der verwendete Impuls resultiert aus einem Zufallswert, der zwischen dem minimalen und maximalen Impuls des jeweiligen Trajektorienbandes liegt.

Bei der Analyse der Experimentdaten stellte sich heraus, daß die Lage des Zeitsignals des Start-Detektors sich fortwährend verschob, weshalb zur Massenbestimmung die Start-zeit des Targethodoskops benutzt wurde. Wie bereits beschrieben, ist die Zeitinformation des Targethodoskops bei geringen Multiplizitäten geladener Teilchen unsicher, sodaß die Bestimmung der Masse mit Hilfe der Flugzeit zwischen Targethodoskop und Stopp-Detektor abhängig von der Multiplizität im Targethodoskop und damit von der Zentralität des Stoßes ist. Extrem periphere Reaktionen sind davon stark betroffen. Aufgrund dieser Unsicherheit wird in dieser Arbeit auf die Präsentation der Pionen, die in extrem peripheren Stößen produziert wurden, verzichtet.

Wie in der Abbildung 3.3 zu erkennen ist, sind die Pionen von den Kaonen und Protonen deutlich separiert, sodaß zur Identifikation keine Information der Vieldrahtkammern benötigt wurde.

3.3 Massenverteilungen

In Abbildung 3.3 und 3.4 sind die resultierenden Massenverteilungen aller Magnetfeldeinstellungen beider Polaritäten gezeigt. Da ein Time-of-Flight-Trigger während des Experiments die Ereignisse auswählte, entsprechen die Zählratenverhältnisse nicht den natürlichen. Bei größerer magnetischer Feldstärke wächst das Proton/Pion-Verhältnis, was auf sinkende Unterdrückungseffizienz des Triggers durch kleinere Flugzeitunterschiede zurückzuführen ist. Es sind Helium-3, Alpha-Teilchen, Deutronen und Tritonen in den Massenverteilungen identifizierbar. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein schwereres Fragment die gesetzte Flugzeitbedingung erfüllt und damit den Spektrometertrigger auslöst, ist sehr gering, sodaß die nachgewiesenen Fragmente vorwiegend als Begleiter eines triggernden Ereignisses akzeptiert werden. Im Fall einer Teilchenmultiplizität größer eins triggert z.B. ein Pion die Datenaufnahme und ein begleitendes Proton oder schwerere Fragmente werden mit ausgelesen. Auch Untergrundereignisse, bei denen zufällig Start- und Stopp-Signal mit richtiger Zeitdifferenz durch zwei gestreute Teilchen vorliegen, können zum gleichen Effekt führen.

In den gezeigten Massenverteilungen ist der Bereich schraffiert, der als Pion identifiziert wird. Die Anzahl der erhaltenen Pionen beträgt je nach Magnetfeldeinstellung zwischen 29109 (+1.7T) und 352760 (-0.9T). Der Hauptzerfallskanal geladener Pionen ist der in ein Müon und (Anti-)Müon-Neutrino ($c\tau \cong 7.8m$). In der Massenverteilung des Bereichs kleiner Impulse (B=0.35T) sind die Müonen als "Schulter" auf der linken Seite des Pionenpeaks zu finden. Da die nachgewiesenen Müonen Zerfallsprodukte der Pionen sind, werden sie zu den nachgewiesenen Pionen hinzugenommen. Die Breite des Pionenpeaks variiert von der niedrigsten zur höchsten Magnetfeldeinstellung zwischen 10 und 100 MeV (FWHM), was darauf zurückzuführen ist, daß bei wachsendem Impuls die Streuung der Flugzeit ein größeres Gewicht gewinnt. Durch die Streuung des Zeitsignals ist es möglich, daß bei kleiner Flugzeit die Zeit des Start-Detektors größer als die des Stopp-Zählers wird, sodaß sich "negative" Flugzeiten und damit "negative Massen" ergeben. Diese schnellen

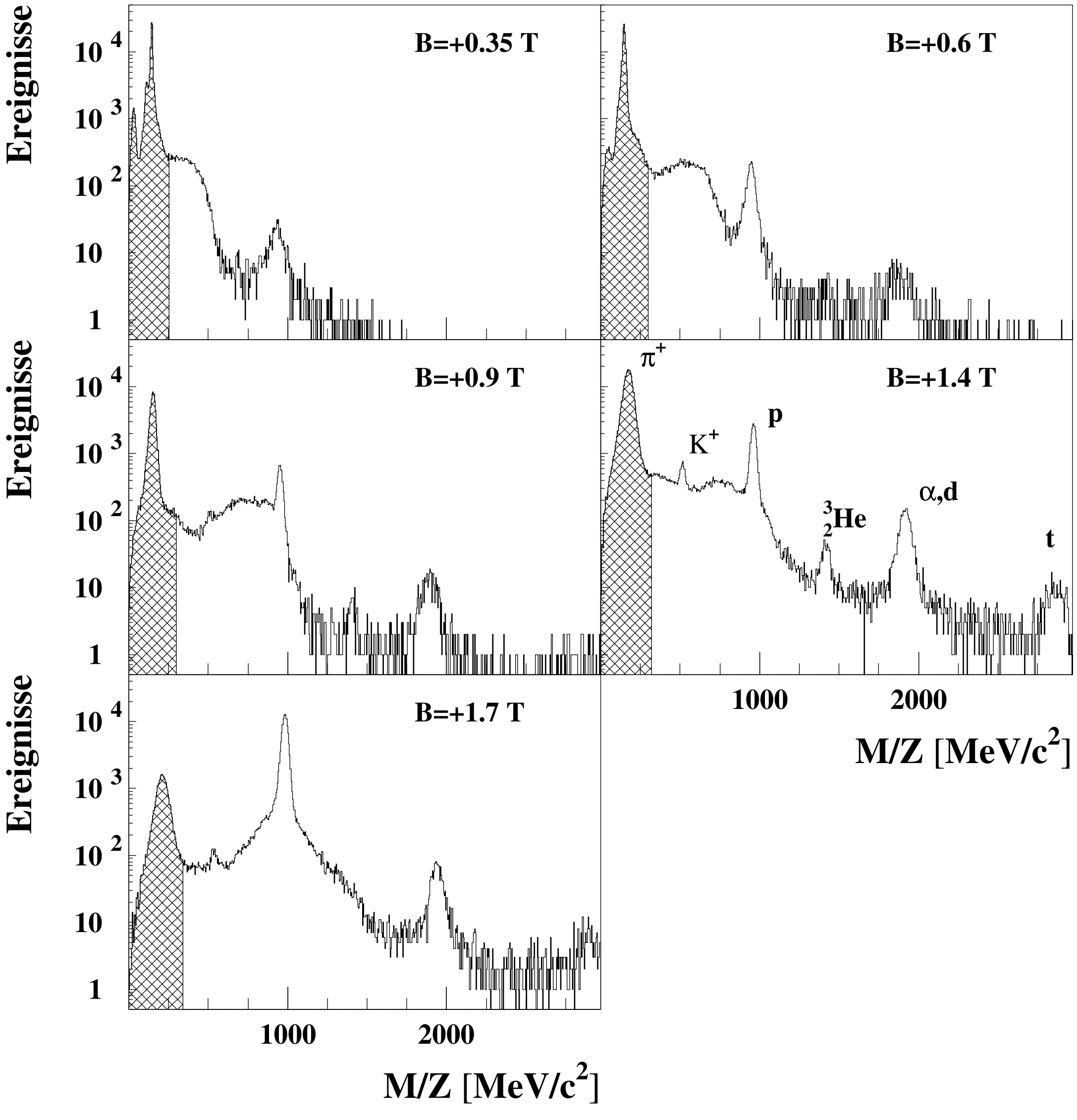

Abbildung 3.3: Einzeln aufgeführt sind die Massenverteilungen M/Z positiver Magnetfeldpolarität. Schraffiert ist der Bereich, der als Pion identifiziert wurde. Da ein ToF-Trigger verwendet wurde, entsprechen die Zählratenverhältnisse der Teilchen nicht den natürlichen.

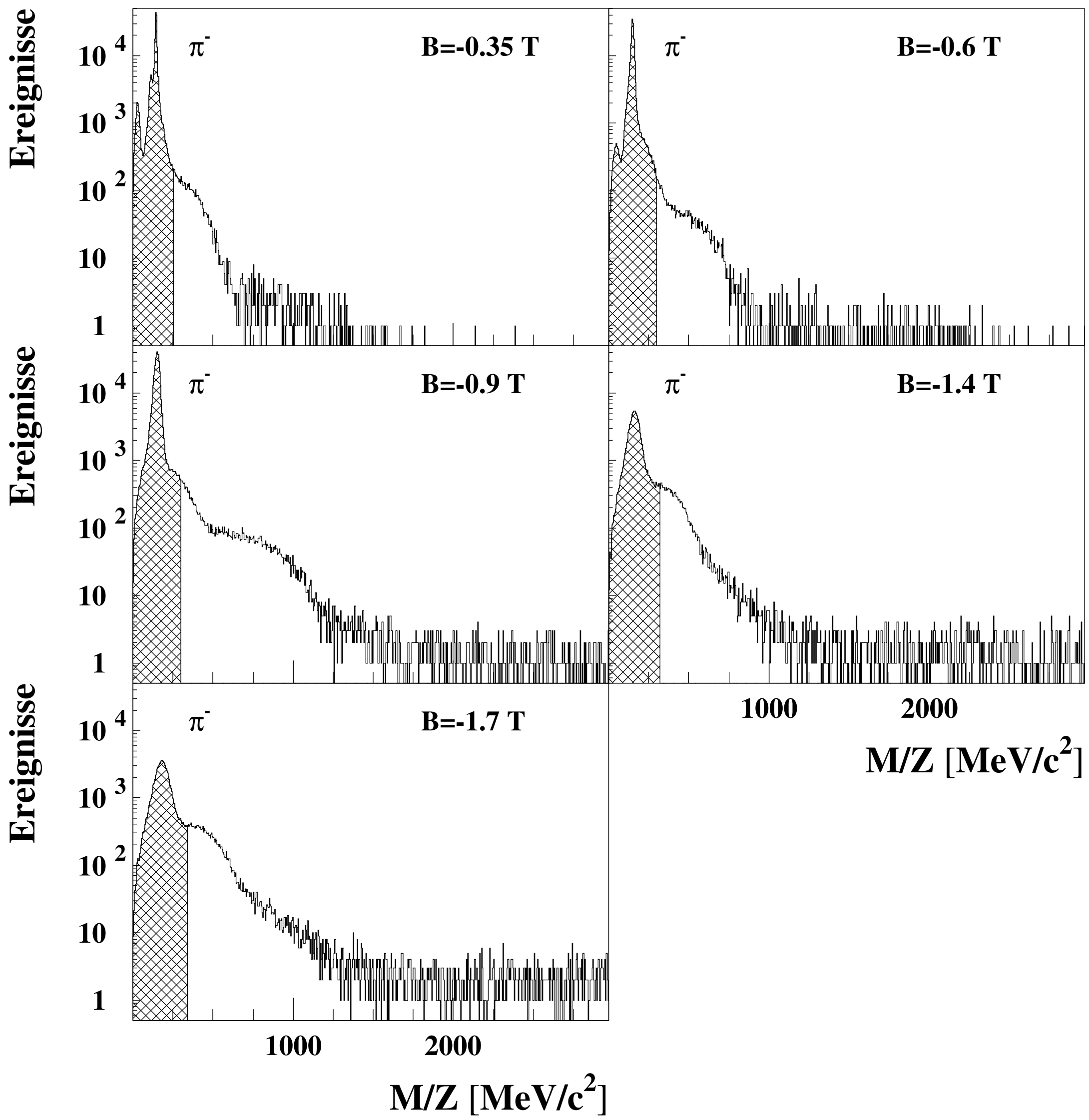

Abbildung 3.4: Einzeln aufgeführt sind die Massenverteilungen M/Z negativer Magnetfeldpolarität. Schraffiert ist der Bereich, der als Pion identifiziert wurde. Da ein ToF-Trigger verwendet wurde, entsprechen die Zählratenverhältnisse der Teilchen nicht den natürlichen.

Teilchen werden als Pion gezählt. In den gezeigten Massenverteilungen ist der Bereich "negativer" Massen nicht abgebildet. Mit Hilfe einer Anpassung des Pionenpeaks mit einer Gaußverteilung wurde der Untergrund für positiv geladene Pionen im Mittel zu ca. 15% und für negativ geladene zu ca. 10% bestimmt.

Die Schwellenenergie zur Produktion von K^+ liegt unterhalb und der der K^- oberhalb der hier betrachteten Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon (siehe dazu Kapitel 1), was zur starken Unterdrückung negativ geladener Kaonen führt. K^- konnten mit der hier verwendeten Analyse nicht nachgewiesen werden (siehe Abbildung 3.4).

Die kurze Lebensdauer der Kaonen ($c\tau \cong 3.7m$) führt dazu, daß mit kleiner werdenen Impulsen (kleine Magnetfeldeinstellungen) die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls noch vor der Stopp-Wand wächst, sodaß sich erst bei einer Magnetfeldeinstellung von 1.4T positiv geladene Kaonen deutlich vom Untergrund abheben (siehe Abbildung 3.3).

3.4 Bestimmung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte

Aus Kapitel 3.3 erhält man die Anzahl der Pionen als Funktion des Impulses im Laborsystem $N_\pi(p)$. Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{1}{N_{Strahl}} \cdot \frac{N_\pi(p)}{\Delta p \Delta\Omega(p) \cdot \varepsilon} \cdot A_{WW,Target} \tag{3.1}$$

ergeben sich aus der Anzahl $N_\pi(p)$ der in den eingestellten Raumwinkelbereich $\Delta\Omega$ und Impulsbereich des Spektrometers Δp emittierten Pionen als Funktion des Impulses. $N_\pi(p)$ wird mit der Akzeptanz des Spektrometers und der Detektoren ($\Delta p \Delta\Omega(p)$) und der Detektor- und Analyseeffizienz ε korrigiert. Dies wird ins Verhältnis zu der totzeitkorrigierten Anzahl der einfallenden Strahlteilchen N_{Strahl} gesetzt. Die Bestimmung von N_{Strahl} - die Strahlnormierung - wird in Kapitel 3.4.1 erläutert.

Die effektive Wechselwirkungsfläche $A_{WW,Target}$, die die Projektilkerne im Target sehen, errechnet sich aus der Dichte ρ_{Target}, der Dicke d_{Target} und der Molmasse m_{Target} des Targetmaterials und der Avogadro-Konstanten zu:

$$A_{WW,Target} = \frac{m_{Target}}{d_{Target} \cdot \rho_{Target} \cdot N_A} \quad . \tag{3.2}$$

Das natürliche Nickel des Targetmaterials ist ein Isotopengemisch mit einer mittleren Molmasse von 58.8 g/mol und Dichte von 8.8 g/cm^3. Mit einer Targetdicke von 0.1 cm findet man $A_{WW,Target} = 110.9\ barn$.

Die Akzeptanzkorrektur ($\Delta p \Delta\Omega(p)$) wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulationsrechnung GEANT [Wag92] ermittelt. Sie ist teilchen- und impulsabhängig und enthält

$\mid B_{Dipol} \mid [T]$	0.35	0.6	0.9	1.4	1.7
$+$					
$\varepsilon_{Tar.hod.}$	0.85 ± 0.003	0.88 ± 0.003	0.81 ± 0.004	0.86 ± 0.002	0.86 ± 0.003
$-$					
$\varepsilon_{Tar.hod.}$	0.83 ± 0.003	0.89 ± 0.003	0.78 ± 0.002	0.68 ± 0.003	0.61 ± 0.003

Tabelle 3.2: Targethodoskop-Korrekturfaktoren

die Geometrie und eine dreidimensionale Magnetfeldkarte des Spektrometers einschließlich des gesamten Detektorsystems. Zerfall von Pionen und Kaonen, Energieverlust, Kleinwinkelstreuung und hadronische Wechselwirkungen auf den Bahnen der relativistischen Teilchen und ihrer Zerfallsprodukte durch das Spektrometer werden berücksichtigt. GEANT erzeugt Datensätze, die für jede Kombination der Start- und Stopp-Detektor-Module Impuls, Trajektorienlänge und Emissionswinkel enthalten. Aus den GEANT-Datensätzen für jede Magnetfeldeinstellung werden mit der oben beschriebenen Analyse Impulsverteilungen gefüllt, mit denen die Akzeptanzkorrektur erfolgt.

Die Detektor- und Analyseeffizienz ε beinhaltet folgende Terme:

$$\varepsilon = \varepsilon_{Tar.hod.} \cdot \varepsilon_{Cher.} \cdot \varepsilon_{Analyse} \quad . \tag{3.3}$$

Da keine Vieldrahtkammern zur Teilchenidentifikation benutzt wurden und die Effizienzen des Start- und Stopp-Detektors als minimaler Spektrometertrigger (DF-Trigger) zu "1" angenommen werden, verbleibt noch die Bestimmung der Effizienz des Targethodoskops $\varepsilon_{Tar.hod.}$ und des Cherenkovzählers $\varepsilon_{Cher.}$. Die Zeitinformation des Targethodoskops wurde zur Flugzeitbestimmung und damit zur Teilchenidentifikation in der oben beschriebenen Analyse verwendet. Die Wahrscheinlichkeit, daß die errechnete Masse eines Pions außerhalb des Massenfensters liegt, wächst mit kleinen Multiplzitäten im Targethodoskop. $\varepsilon_{Tar.Hod.}$ wird aus der Analysebedingung des Geschwindigkeitsvergleichs (siehe Kapitel 3.2) bei Forderung nur eines Teilchens im Spektrometer bestimmt. Das Ergebnis für jede Magnetfeldeinstellung ist in Tabelle 3.2 aufgeführt. Die Effizienz des Cherenkov-Zählers $\varepsilon_{Cher.}$ ist mit 0.95 ± 0.02 anzugeben [Mis94].

Die Analyseeffizienz $\varepsilon_{Analyse}$ wird als "1" angenommen. Pionen mit stetigen Trajektorien können in der Analyse nur dann verworfen werden, wenn die Bedingung des Geschwindigkeitsvergleichs (siehe Kapitel 3.2) durch eine stark gestreute Targethodoskopzeit bei kleinen Multiplizitäten des Ereignisses im Targethodoskop nicht erfüllt ist. Dies wird bereits in $\varepsilon_{Tar.hod}$ berücksichtigt. Die Forderung eines Mindestenergieverlusts im Start- und Stopp-Detektor unterdrückt nur Untergrundereignisse.

$\mid B_{Dipol} \mid [T]$	0.35	0.6	0.9	1.4	1.7
$N_{\pi^+}/(\dot{z}_{B1} \cdot \tau_{kal.})$ $\times 10^{-5}$	8.4 ± 0.2	11.1 ± 0.2	7.7 ± 0.2	2.7 ± 0.1	1.7 ± 0.1
$N_{\pi^-}/(\dot{z}_{B1} \cdot \tau_{kal.})$ $\times 10^{-5}$	11.2 ± 0.2	13.4 ± 0.3	9.3 ± 0.2	5.0 ± 0.2	3.8 ± 0.1

Tabelle 3.3: Normierungsfaktoren der Impulsbereiche

3.4.1 Die Strahlnormierung

Mit reduzierter Strahlintensität wurden Daten mit DF-Trigger mit und ohne Target zur Kalibrierung aufgezeichnet, während sich ein Szintillationszähler (B1) direkt im Stahlengang befand. Seine Zählrate $\dot{z}_{B1}$, die mit einem freilaufenden Zähler bestimmt wird und damit nicht der Totzeit der Datenaufnahme unterliegt, gibt die Anzahl der Strahlteilchen an, die während der Aufzeichnung der Kalibrierungsdaten das Target trafen.

Im folgenden werden zwei Methoden zur Strahlnormierung (N^a_{Strahl} und N^b_{Strahl}) am Kaonenspektrometer vorgestellt. In der direkten Methode (a) wird zur Strahlnormierung nur Information aus den Kalibrierungsdaten verwendet, während die zweite Möglichkeit (b) auf einem Strahlmonitorzähler beruht, der mit Hilfe der Kalibrierungsdaten geeicht wird.

Mit der oben genannten Datenanalyse wird aus den Kalibrierungsdaten die Anzahl der Pionen für jede Magnetfeldeinstellung bestimmt. Da sich der Szintillator B1 im Strahlengang befand und damit ein weiteres Target darstellte, wird die Anzahl der Pionen, die ohne Target erhalten wurde, jeweils von der mit vorhandenem Target subtrahiert. Aus der korrigierten Anzahl der Pionen $N^{kal.}_{\pi}$, von der zusätzlich mit Hilfe einer Gaußanpassung der Untergrund abgezogen wurde, und der Zählrate des B1 wird ein Verhältnis "Pionen pro Strahlteilchen" für jede Magnetfeldeinstellung errechnet. Die Zahl der Pionen ist eine Totzeit-behaftete Größe und wird daher um den Totzeitkorrekturfaktor der Datenaufnahme während der Aufzeichnung der Kalibrierungsdaten $\tau_{kal.}$ korrigiert. $\tau_{kal.}$ ergibt sich aus dem Verhältnis der von der Datenaufnahme akzeptierten Zahl der Trigger zu der Gesamtanzahl der von der Triggerlogik erzeugten Trigger. Die Normierungsfaktoren "Pionen pro Strahlteilchen" $N^{kal.}_{\pi^\pm}/(\dot{z}_{B1} \cdot \tau_{kal.})$ sind in Tabelle 3.3 für jede Magnetfeldeinstellung angegeben. Um die Zahl der Strahlteilchen N_{Strahl} zur Bestimmung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für jede Magnetfeldeinstellung zu erhalten, wird der Kehrwert der in Tabelle 3.3 angegebenen Normierungsfaktoren mit der Summe aller Pionen in der Impulsverteilung jeder Magnetfeldeinstellung $\sum_p N_\pi(p)$ multipliziert:

$$N^a_{Strahl} = \frac{\sum_p N_\pi(p)}{\frac{N_\pi^{kal.}}{\dot{z}_{B1} \cdot \tau_{kal.}}} \quad . \tag{3.4}$$

Alternativ zur ersten beschriebenen Methode bietet sich die Strahlnormierung mit Hilfe des Strahlmonitorzählers, der aus zwei in Rückwärtsrichtung am Target aufgebauten Teleskoparmen mit je zwei Plastikszintillatoren besteht [Beck93]. Für ein gezähltes Ereignis war eine Koinzidenz der zwei Szintillatoren eines Teleskoparms notwendig. Das arithmetische Mittel aus der Zählrate beider Teleskoparme $\dot{z}_{Mon.}$ ist unabahängig von der horizontalen Lage des Strahlflecks auf dem Target. Geeicht wurde der Strahlmonitorzähler mittels des Plastikszintillators B1. Aus den Kalibrierungsdaten wurde der Untersetzungsfaktor $\dot{z}^{kal.}_{Mon.}/\dot{z}_{B1}$ zu der mit dem Szintillator (B1) ermittelten Anzahl der Strahlteilchen bestimmt. Die Eichfaktoren sind abhängig von der Einschußenergie, der Targetdicke und der Massenzahl und Dichte des Targetmaterials und sollten unabhängig von der Strahlintensität sein [Beck93]. Um N_{Strahl} zur Bestimmung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte zu erhalten, wird die Zählrate der Monitore aus dem Meßprogramm $\dot{z}_{Mon.}$ mit dem Kehrwert des Untersetzungsfaktors multipliziert:

$$N^b_{Strahl} = \frac{\dot{z}_{Mon.}}{\frac{\dot{z}^{kal.}_{Mon.}}{\dot{z}_{B1}}} \quad . \tag{3.5}$$

Für ein 1mm dickes Ni-Target und einer Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon findet man nach [Beck93] einen Untersetzungsfaktor von $\dot{z}_{Mon.}/\dot{z}_{B1} = (1.8 \pm 0.2) \times 10^{-4}$.

Die Totzeitkorrektur beider Normierungsverfahren ist grundsätzlich verschieden. Während in Methode (a) im Verhältnis "Pionen pro Strahlteilchen" nur einmalig eine Korrektur anhand der Kalibrierungsdaten erfolgt (siehe Gleichung 3.4), ist es in Methode (b) notwendig, die Totzeitkorrektur fortwährend für die jeweilige Messung zu bestimmen: die Anzahl der Pionen als Funktion des Impulses $N_\pi(p)$ wird mit der Totzeit der Messung $\tau_{Meß}$ korrigiert.

Je nach Auswahl einer der beiden beschriebenen Methoden zur Strahlnormierung werden die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulses für jede Magnetfeldeinstellung einzeln berechnet und anschließend über den gesamten gemessenen Impulsbereich durch fehlergewichtete Addition der Wirkungsquerschnitte zu einer Verteilung zusammengefügt.

Normiert man mit der Methode "Pionen pro Strahlteilchen" führt dies zu einem nicht stetigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts der negativ geladenen Pionen im Überlappbereich zur Magnetfeldeinstellung 1.4 T und zwischen 1.4 und 1.7 T. Die Abweichung ist auf zweifelhafte Totzeitbestimmung bei den genannten Magnetfeldeinstellungen zurückzuführen. Für positiv geladene Pionen hingegen findet man einen stetigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts. Jedoch besitzen die auf diese Weise bestimmten Wirkungsquerschnitte einen systematisch höheren Wert gegenüber denen, die mittels der Monitore normiert wurden. Die Ursache für die genannten systematischen Abweichungen waren zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit nicht geklärt.

Bei Verwendung der Monitorzähler zur Strahlnormierung der einzelnen Impulsbereiche positiv geladener Pionen aus dem Experiment Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon schließen sich die einzelnen Impulsbereiche zu einem stetigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts zusammen. Nicht im Fall der negativ geladenen Pionen: dort findet man einen stufenhaften Verlauf. Die normierten Impulsbereiche der Magnetfeldeinstellungen 1.4 und 1.7 T besitzen einen um ca. Faktor zwei zu kleinen Wirkungsquerschnitt, um bündig an den Impulsbereich des 0.9 T -Feldes anzuschließen. Beide Magnetfeldeinstellungen 1.4 und 1.7 T wurden nacheinander in einem Block mit, im Vergleich zu den übrigen Magnetfeldeinstellungen, höheren Strahlintensität gemessen. Bei hoher Strahlintensität (10^8 Teilchen/Spill) war dabei die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen der Szintillatoren eines Teleskoparms nicht mehr klein gegen die absolute Zählrate des Strahlmonitorzählers. Da die Zählraten der einzelnen Szintillatoren nicht herausgeschrieben wurden, läßt sich der Anteil der zufälligen Koinzidenzen nicht errechnen. Vergleicht man Zählraten der Monitore mit denen des Start- oder Stopp-Detektors bei verschiedenen Strahlintensitäten, so findet man eine Überhöhung der Monitorzählraten bei den Strahlintensitäten der Messung mit der Magnetfeldeinstellung -1.4 und -1.7 T um ca. einen Faktor zwei.

Die in dieser Arbeit gezeigten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulses positiv und negativ geladener Pionen wurden mit Hilfe der Zählraten der Monitorzähler normiert. Im Fall der negativ geladenen Pionen wurden die Impulsbereiche der Magnetfeldeinstellungen 1.4 und 1.7 T im Überlappbereich zu 0.9 T angepaßt. Die Motivation hierfür ist die oben genannte Abschätzung der Überhöhung der Monitorzählrate. Eine sprunghafte Änderung des Wirkungsquerschnitts im Überlappbereich der Impulsbereiche läßt nur systematische Fehler und keine physikalischen Gründe als Erklärung zu.

3.4.2 Fehlerdiskussion

Im folgenden werden die Fehler der einzelnen Größen zur Berechnung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte aufgeführt:

- Der Fehler der effektiven Wechselwirkungsfläche des Targets $\Delta A_{WW,Target}$ ist bestimmt durch den Fehler in der Angabe der Dichte und Dicke des Targetmaterials. Er ist gegenüber dem statistischen Fehler der Messung vernachlässigbar.

- $\Delta\varepsilon_{Tar.hod.}$ ist gegeben durch den statistischen Fehler der Ereignisse mit "schlechter" Targethodoskopzeit und ist in Tabelle 3.2 angegeben.

- $\Delta\varepsilon_{Cher.}$ ist nach [Mis94] mit ±2% anzusetzen.

- ΔN_{Strahl} wird für den Fall der Strahlnormierung anhand der Methode "Pionen pro Strahlteilchen" der statistische Fehler durch die Anzahl der in den Kalibrierungsdaten enthaltenen Pionen dominiert und ist in Tabelle 3.3 den Normierungsfaktoren hinzugefügt. Er ist kleiner als 10%. Bei Normierung mit Hilfe des Strahlmonitorzählers ist der Fehler durch den statistischen Fehler in der Bestimmung des Untersetzungsfaktors aus den Kalibrierungsdaten bestimmt, da die gezählten Ereignisse der Monitore während der Messung je Magnetfeldeinstellung im Bereich 10^5 bis 10^6 lagen. Er ist ±11% anzugeben [Beck93].

Eine systematische Unsicherheit liegt in der Zählrate der Monitore $\dot{z}_{Mon}$. Zufällige Koinzidenzen können zu permanent zu hohen Zählraten führen, was einen systematisch zu kleinen Wirkungsquerschnitt erwirkt. Ein Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt, der mit der Methode "Pionen pro Strahlteichen" erhalten wurde, unterstützt diese Vermutung. Eine weitere Fehlerquelle liegt darin, daß die Zählrate der Monitore nicht invariant gegen eine Veränderung der vertikalen Lage des Stahlflecks auf dem Target ist. Bei einem Unterschied im Meßprogramm und Kalibrierungsdaten führt dies zu einem Fehler in der Eichung.

Die in dieser Arbeit gezeigten Impulsverteilungen und Spektren enthalten nur statistische Fehler aus der Anzahl der Pionen $N_\pi(p)$ und der Monte-Carlo-Simulation GEANT zur Akzeptanzkorrektur.

3.4.3 Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte im Laborsystem

In Abbildung 3.5 wird der Weg von der Rohimpulsverteilung $N_\pi(p)$ einzelner Magnetfeldeinstellungen (a) zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt aufgezeigt. Es wurden hierfür die Impulsbereiche der Magnetfeldeinstellungen 0.9 und 1.4 T positiv geladener Pionen als Ausschnitt gewählt. Die normierten Impulsverteilungen (b) werden durch die Akzeptanzkorrektur (c) dividiert, um zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt zu gelangen. Dabei ist deutlich zu erkennen, daß im normierten Stadium die Randbereiche der einzelnen Impulsverteilungen abgerundet sind, was durch die Akzeptanzkorrektur ausgeglichen wird (d). Im Überlappbereich der Magnetfeldeinstellungen werden die Wirkungsquerschnitte fehlergewichtet addiert. In Abbildung 3.6 ist das Ergebnis über den gesamten Impulsbereich für negativ und positiv geladene Pionen dargestellt.

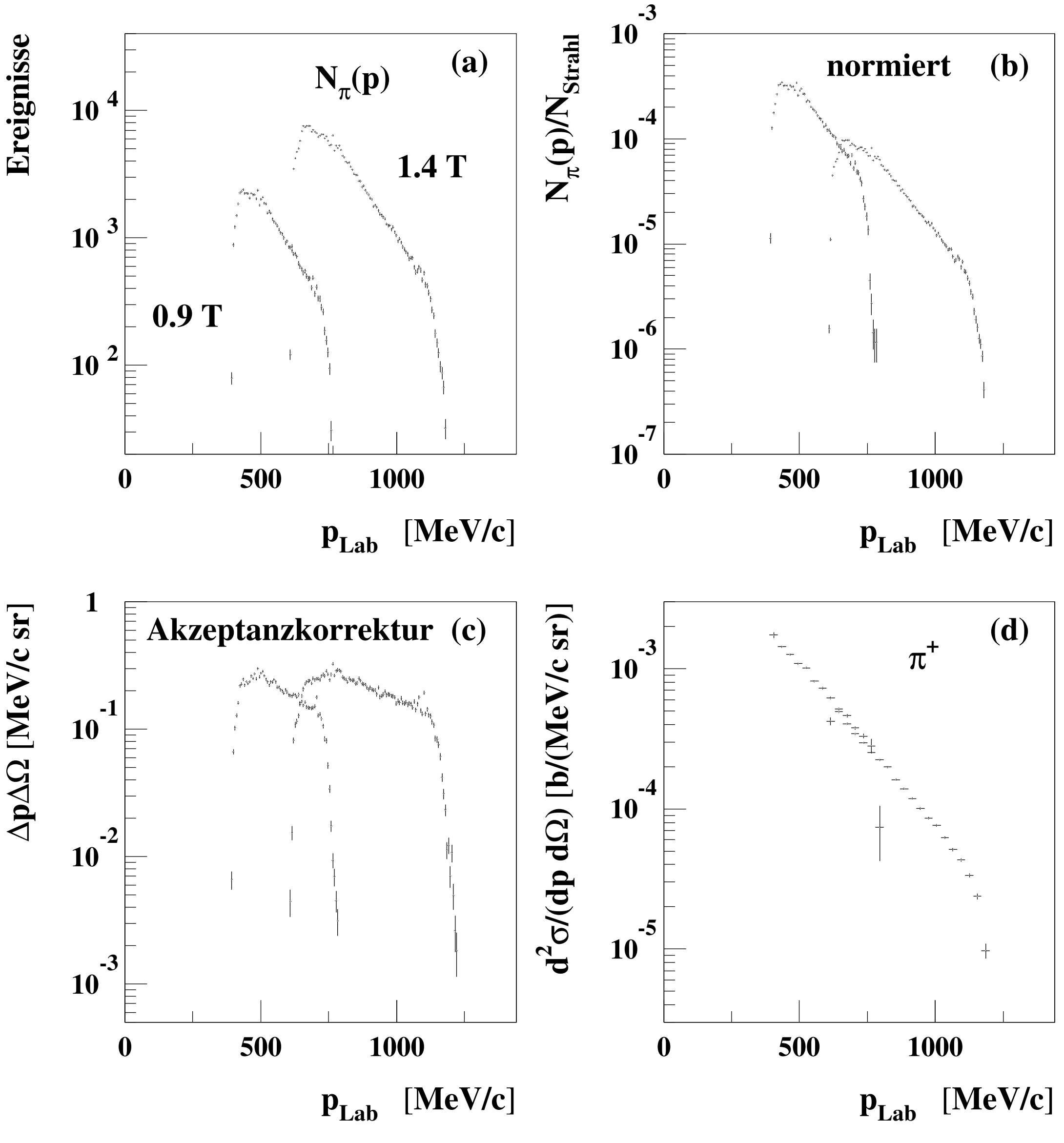

Abbildung 3.5: Strahlnormierung und Akzeptanzkorrektur

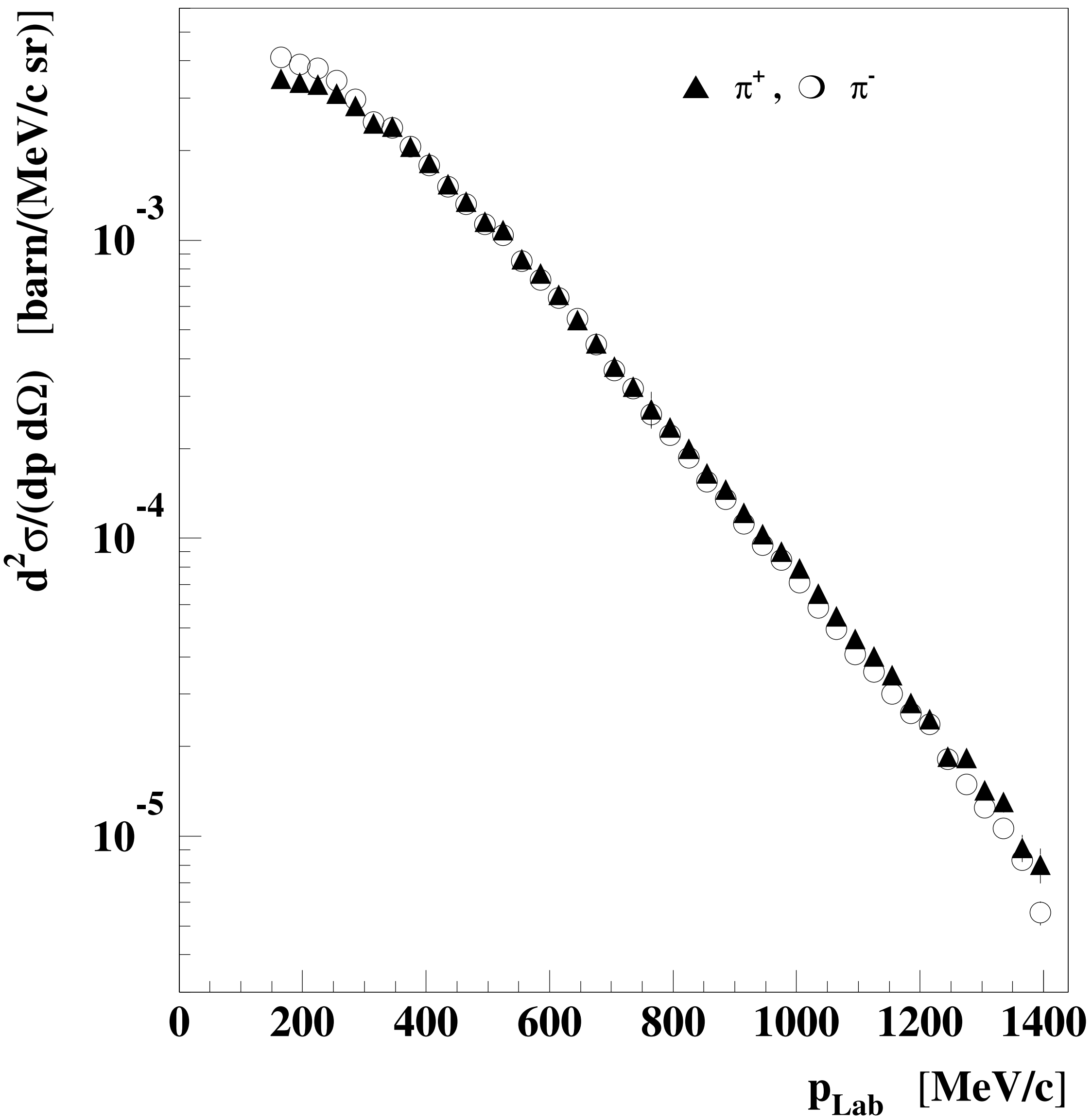

Abbildung 3.6: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der positiv und negativ geladenen Pionen

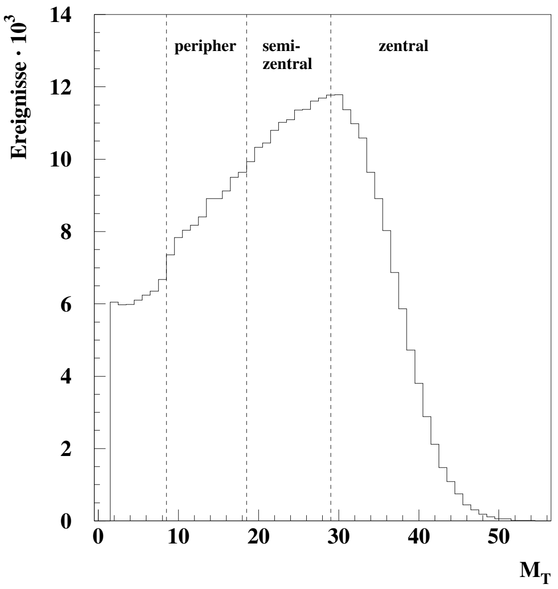

Abbildung 3.7: Multiplizität im Targethodoskop und die Einteilung in die Zentralitätsklassen

3.5 Die Bestimmung der Zentralität des Stoßes

Ein Maß für die Zentralität des Stoßes ist die Multiplizität geladener Teilchen im Targethodoskop M_T. Je zentraler die Kerne sich treffen desto größer wird die Anzahl der getroffenen von 96 Modulen. Die Multiplizitätsverteilung und ihre Einteilung in die gewählten Zentralitätsklassen peripher, semizentral und zentral ist in Abbildung 3.7 für die Magnetfeldeinstellung 0.9 T gezeigt. Hierbei war die Identifikation eines Pions in einem ToF-Datensatz gefordert. Man findet die häufigste Multiplizität von 31. Da die Zeitinformation des Targethodoskops zur Flugzeitbestimmung und damit zur Teilchenidentifikation verwendet wurde, wird der Bereich der extrem peripheren Stöße mit weniger als neun getroffenen Modulen nicht zu Zentralitätsschnitten herangezogen.

Kapitel 4

Beschreibung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

In Kapitel 3 wurden aus den gemessenen Impulsverteilungen der Pionen mit Hilfe der Strahlnormierung und der Spektrometer- und Detektor-bedingten Akzeptanzkorrekturen doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte ermittelt. Der Inhalt des folgenden Kapitels ist die Beschreibung und Interpretation der gewonnenen Daten.

4.1 Transformation vom Labor- in das Schwerpunktsystem

Um die experimentellen Ergebnisse aus der Kollision eines Teichenstrahls mit einem ruhenden Target mit anderen Experimenten vergleichen zu können, wird die Transformation vom Labor- in das Schwerpunktsystem notwendig.

Für die Umformung des Impuls-differentiellen zum Energie-differentiellen Wirkungsquerschnitt folgt mit $pdp = EdE$ und $dp^3 = p^2 dpd\Omega$:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \ , \tag{4.1}$$

wobei E die totale Energie der Teilchen ist. Der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt resultiert aus dem lorentzinvarianten Phasenraumelement d^3p/E :

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{1}{p}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \ . \tag{4.2}$$

Aus den lorentzinvarianten Ausdrücken der Gl.(4.2) findet man die Transformation in das

Schwerpunktsystem:

$$\left(E\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{CM} = \left(\frac{E}{p^2}\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_{Lab} \quad . \tag{4.3}$$

Bei Division der Gleichung 4.3 mit E_{CM} und zusammen mit Gleichung 4.1 ergibt sich dann:

$$\left(\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}\right)_{CM} = \frac{E_{Lab}}{E_{CM}p_{Lab}^2}\left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_{Lab} \quad . \tag{4.4}$$

wobei E_{CM} und E_{Lab} die totale Energie des Pions im Schwerpunkt- bzw. Laborsystem ist.

4.2 Anregung baryonischer Resonanzen

Bei der Kollision zweier Kerne mit einer Einschußenergie im Bereich von 1.0 GeV/Nukleon können angeregte Zustände der Nukleonen besetzt werden. Die Δ-Resonanz[1] mit einer mittleren Ruhemasse[2] von 1232 MeV kann als erster angeregter Zustand des Nukleons bezeichnet werden. Im Grundzustand des Nukleons koppeln die Spins der drei Quarks zum Gesamtspin $J = \frac{1}{2}$. Das Umklappen eines Spins der Quarks im Nukleon führt zum Gesamtspin $J = \frac{3}{2}$. So läßt sich die Δ-Resonanz als Spin-Isospin-Anregung auffassen. Die Lebensdauer der baryonischen Resonanzen von ca. $10^{-24}s$ sind kurz gegen die Zeitspanne einer relativistischen Schwerionenreaktion ($10^{-22}s$). Baryonische Resonanzen, die während einer relativistischen Schwerionenreaktion angeregt werden, zerfallen daher innerhalb des Reaktionsvolumens.

Die maximale Masse, die ein Nukleon als baryonische Resonanz in einem N-N-Stoß mit einer Einschußenergie $E_{Proj.}^{kin}$ auf ein ruhendes Nukleon erhalten kann, ergibt sich zu:

$$m_{max} = E_{CM} - m_N = \sqrt{2(m_N^2 + E_{Beam}m_N)} - m_N \ , \tag{4.5}$$

wobei $E_{Beam} = E_{Proj.}^{kin} + m_N c^2$ die totale Energie des Projektilnukleons ist. Für eine Einschußenergie von 1.8 GeV errechnet sich:

$$m_{max} \cong 1688 MeV \ . \tag{4.6}$$

Zur Anregung der Resonanz wird die gesamte zur Verfügung stehende Energie aufgewendet. Das Nukleon und die Resonanz ruhen nach dem Stoß im Schwerpunktsystem.

Ohne die Überlagerung mit dem Fermiimpuls zu beachten (siehe Kapitel 4.3.4), ergibt sich anhand der maximalen Resonanzmasse m_{max} die Möglichkeit der Bildung folgender baryonischer Resonanzen:

---

[1] Bereits 1949 wurde die Δ-Resonanz von Fermi und Anderson in der πp-Streuung gefunden.

[2] Es wird im folgenden c=1 gesetzt.

- $\Delta(1232)$ - Masse = 1232 MeV, Isospin ($Spin^{Parität}$) = $\mathrm{T}(J^P) = \frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$, $\Gamma \cong 120\ MeV$,
- $N^*(1440)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$, $\Gamma \cong 350\ MeV$,
- $N^*(1520)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$, $\Gamma \cong 125\ MeV$,
- $N^*(1535)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$, $\Gamma \cong 150\ MeV$,
- $\Delta(1620)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{3}{2}(\frac{1}{2}^-)$, $\Gamma \cong 140\ MeV$,
- $N^*(1650)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$, $\Gamma \cong 150\ MeV$,
- $N^*(1675)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{5}{2}^-)$, $\Gamma \cong 155\ MeV$ und
- $N^*(1680)$, $\mathrm{T}(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{5}{2}^+)$, $\Gamma \cong 125\ MeV$.

Resonanzen mit $T = \frac{3}{2}$ tragen die Bezeichnung Δ die mit $T = \frac{1}{2}$ hingegen N^*.

Bereits auf [YuLi56] geht die Aussage zurück, daß Produktion und Zerfall der $\Delta(1232)$-Resonanz den Prozeß der Pionenproduktion dominieren. Dieser Zweistufenprozeß trägt den Namen Isobaren-Modell. Experimente jüngerer Zeit unterstreichen diese Aussage.

Aus der Form der Pionenspektren des Experiments Au+Au bei 1.0 GeV/Nukleon Einschußenergie wurde in [Mün93] auf die $\Delta(1232)$-Resonanz als dominanter Kanal der Pionenproduktion geschlossen. Die Beschreibung der Pionenspektren erfolgte anhand einer Breit-Wigner-verteilten $\Delta(1232)$-Masse. Bei dieser Einschußenergie erschien die Auswirkung von schwereren baryonischen Resonanzen wie die N^* auf die Pionenproduktion als vernachlässigbar.

Mit Hilfe der Verteilung der invarianten Masse der nachgewiesenen (p, π)-Paare und ein Vergleich mit einer theoretischen Rechnung, die von den baryonischen Resonanzen nur die $\Delta(1232)$ enthielt, wurde in [Trza91] der Einfluß von schwereren baryonischen Resonanzen als die $\Delta(1232)$ auf die Pionenproduktion diskutiert. Im Vergleich zu 1.0 GeV Einschußenergie sind höhere Resonanzen bei 1.6 GeV nicht vernachlässigbar. Eine genauere Abschätzung des Anteils von Pionen aus dem Zerfall von schwereren Resonanzen konnte nicht angegeben werden.

Abbildung 4.1 zeigt pp-Streuung bei einer Einschußenergie von 3.7 GeV [Blair66]. Die hierbei im Schwerpunktsystem zur Bildung von Resonanzen zur Verfügung stehende Energie beträgt $m_{max} \cong 2012\ MeV$. Deutlich wird dabei, daß auch bei dieser Energie der Wirkungsquerschnitt der $\Delta(1232)$-Resonanz im Vergleich zu z.B. $N^*(1440)$ überwiegt. Dies führt zu dem Schluß, daß dies ebenfalls bei einer kinetischen Projektilenergie von 1.8 GeV der Fall ist.

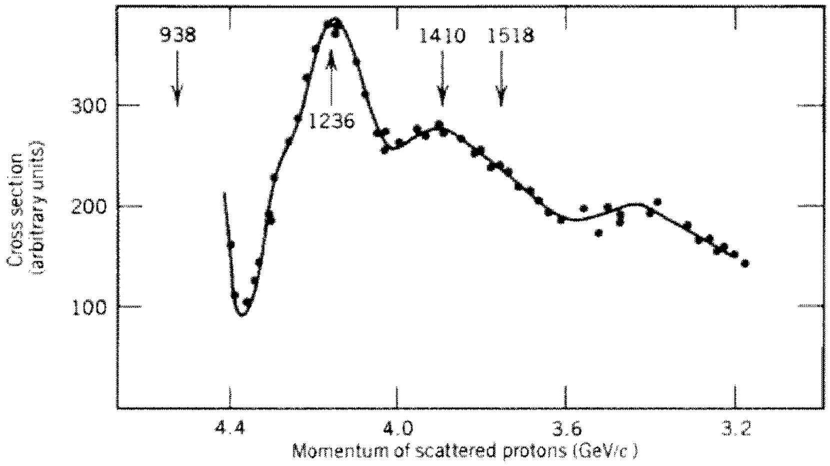

Abbildung 4.1: Zu sehen ist der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt der pp-Streuung, aufgetragen über den Impuls des gestreuten Protons [Blair66]. Die Einschußenergie des eingeschossenen Protons beträgt 3.7 GeV (4.55 GeV/c) .

Zusammenfassend ist zu erwähnen, daß die Pionenproduktion der hier betrachteten Energiebereiche durch den Zerfall der $\Delta(1232)$-Resonanz dominiert wird. Für das System Ni+Ni mit einer Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon können jedoch schwerere Resonanzen wie $N^*(1440)$ nicht vernachlässigt werden.

4.3 Spektrenform

Anhand der Form des Spektrums der nachgewiesenen Pionen aus relativistischen Schwerionenstößen können Rückschlüsse bezüglich ihres Produktionsprozesses gemacht werden. In diesem Kapitel wird die Form der Pionenspektren in einer speziell hierfür gewählten Darstellung diskutiert.

4.3.1 Darstellung

Das Bild einer heißen Reaktionszone während einer relativistischen Schwerionenreaktion läßt die Vorstellung dieser als heißes Gas bestehend aus Nukleonen und erzeugten Teilchen zu. Unter der Annahme des Erreichens eines thermisches Gleichgewichts in der Reaktionszone kann man dem System eine Temperatur T zuordnen. In dieser Beschreibung kann der "Feuerball" als thermische Pionen-Quelle aufgefaßt werden. Allerdings ist die Annahme eines thermalisierten Systems bei der geringen Anzahl der Stoßteilnehmer und der kurzen Dauer der Reaktion in Frage zu stellen.

Bei den hier betrachteten Einschußenergien im Bereich um 1 GeV/Nukleon auf einen ruhenden Targetkern werden so hohe Anregungsenergien erreicht, daß die Bose-Einstein-Verteilungsfunktion der produzierten Pionen mit einer klassischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung genähert werden kann. Es folgt für ein klassisches Maxwell-Boltzmann-Gas:

$$\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = C\exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (k_B = 1)\ , \tag{4.7}$$

wobei E die totale Energie der Teilchen, T die Temperatur des Systems und C eine Proportionalitätskonstante ist.

Um die Abweichungen von einer rein thermischen Emission der Pionen aufzuzeigen, wird der mit 1/pE gewichtete doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt der Pionen logarithmisch als Funktion der Energie auftragen. In dieser Darstellung wird die Abweichung von einer thermischen Emission in einem von einer Geraden verschiedenen Verlauf deutlich.

Die Abbildung 4.2 zeigt die inklusiven Spektren (alle Zentralitätsbereiche) positiv und negativ geladener Pionen. Deutlich ist die Abweichung von einer Geraden zu erkennen.

4.3.2 Anpassung des Pionenspektrums mit Hilfe von Maxwell-Boltzmann-Verteilungen

Zur weiteren Diskussion der Form der Pionenspektren und Bestimmung eines totalen Wirkungsquerschnitts werden die Spektren über den gesamten Energiebereich parametrisiert. Eine Anpassung der spektralen Verteilung mit einer Exponentialfunktion über den gesamten Energiebereich ist mit hinreichend kleinem χ^2 nicht durchführbar. Um eine quantitativ gute Beschreibung ($1 < \chi^2 < 2$) zu ermöglichen, wurden die Spektren mit einer Summe aus drei Exponentialfunktionen angepaßt:

$$\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = C_1\exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + C_2\exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) + C_3\exp\left(-\frac{E}{T_3}\right)\ . \tag{4.8}$$

Eine Verbesserung des χ^2-Wertes um den Faktor zwei bis drei gab den Ausschlag für die Wahl einer Anpassungsfunktion mit drei anstatt zwei Exponentialfunktionen.

Die Fit-Prozedur entstammt dem Programm Minuit, einem Teil der CERNLIB. Gesucht war das χ^2-Minimum, wobei die Anpassung über den Logarithmus des differentiellen Wirkungsquerschnitts geschieht, da sonst der vier Dekaden kleinere Wirkungsquerschnitt des hochenergetischen Teils des Spektrums (siehe Kapitel 4.3.4) kaum ins Gewicht fiele. Die Fit-Parameter C_i, T_j sind untereinander korreliert und wurden in hintereinanderfolgenden Durchläufen frei variiert. Es finden sich mehrere gleichwertige χ^2-Minima inner-

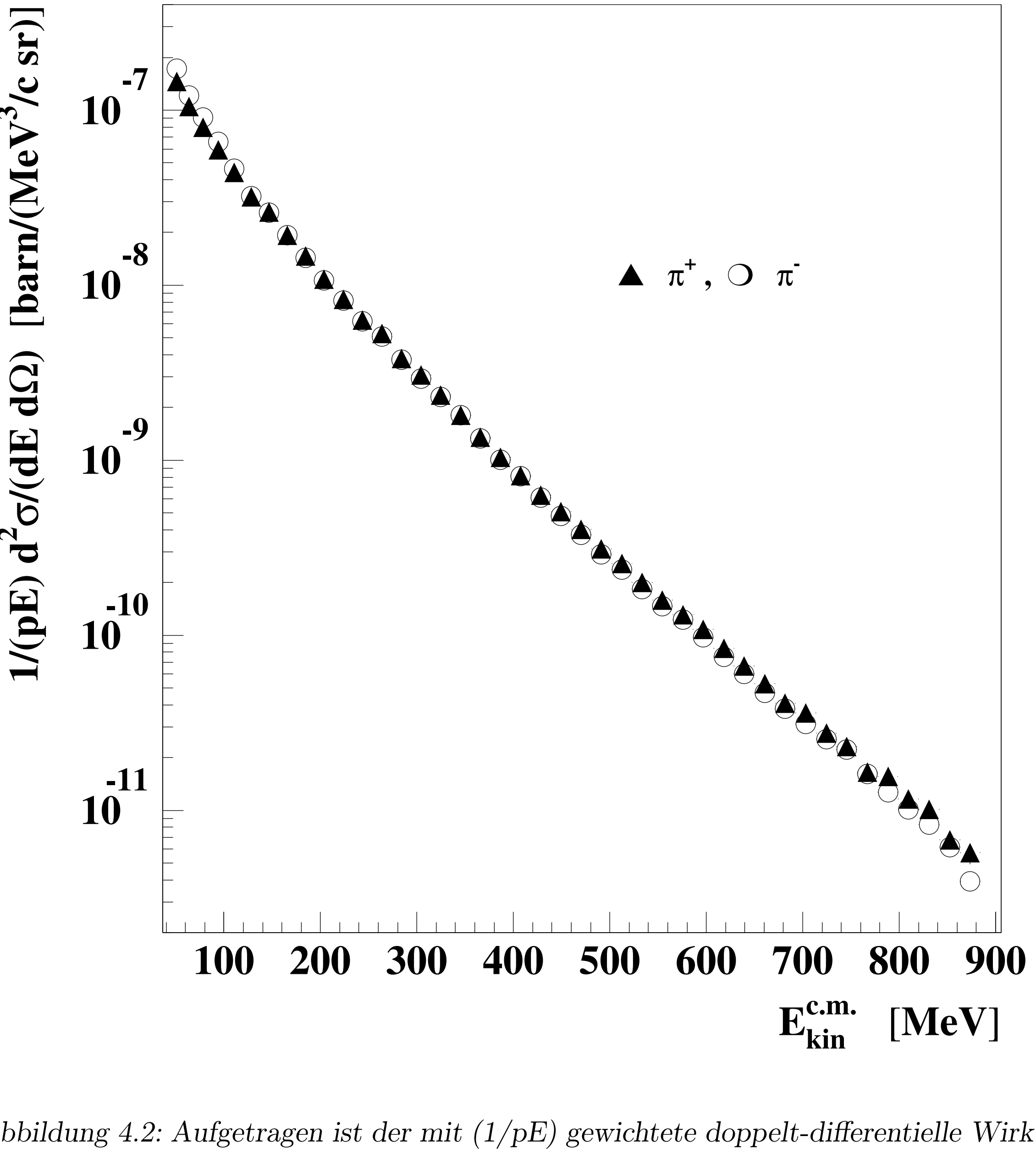

Abbildung 4.2: Aufgetragen ist der mit (1/pE) gewichtete doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt von positiv und negativ geladenen Pionen über der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem. Die Wirkungsquerschnitte sind als vorläufig anzusehen.

$[barn/(MeV^3/c\ sr)]$	C_1	C_2	C_3	$Fehler$
π^+	1.63×10^{-4}	1.47×10^{-6}	1.33×10^{-7}	±20%
π^-	1.21×10^{-4}	1.22×10^{-6}	1.18×10^{-7}	±20%

$[MeV]$	T_1	T_2	T_3
π^+	22 ± 2	60 ± 2	98 ± 2
π^-	25 ± 2	62 ± 2	98 ± 2

Tabelle 4.1: Angegeben sind die Fit-Parameter C_i, T_j, die aus der Anpassung der inklusiven Spektren positiv und negativ geladener Pionen resultieren.

halb eines engen Bereichs, woraus sich der Fehler nicht nur aus der Fit-Prozedur, sondern hauptsächlich durch die Variation gleichwertiger Anpassungsfunktionen abzuschätzen ist. Aus der Anpassung der spektralen Verteilungen ergeben sich die Parameter, die in Tabelle 4.1 aufgelistet sind.

Die spektralen Verteilungen negativ und positiv geladener Pionen aus dem Experiment Ni+Ni mit 1.8 GeV/Nukleon Einschußenergie zeigen im Vergleich zu den Au+Au-Daten (1.0 GeV/u) [Mün93] einen deutlich konkaveren Verlauf. Es gelang, die Pionenspektren des Au+Au-Experiments mit einer Anpassungsfunktion, die zwei Exponentialterme enthält, mit hinreichend gutem χ^2 zu beschreiben. Auch hier war eine Beschreibung der Spektren mit nur einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung nicht möglich .

Abschließend ist zu betonen, daß die Parametrisierung lediglich der Beschreibung des Spektrums dient. Eine Interpretation der Fit-Parameter T_i als Temperaturen des Systems ist nicht gedacht. Entscheidend ist die Aussage, daß die Anpassung weder mit einer noch mit zwei Exponentialfunktionen gelang. Erst der Fit mit drei Exponentialfunktionen erzeugte eine hinreichend gute Beschreibung mit einem Wert für χ^2 pro Freiheitsgrad zwischen eins und zwei.

Die Notwendigkeit drei Exponentialfunktionen zur Anpassung benutzen zu müssen, zeigt die größere Konkavität der hier gewonnen Spektren im Vergleich zu den aus niedrigerer Einschußenergie.

4.3.3 Die Krümmung des Pionenspektrums

Ziel dieses Kapitels ist es, die Abweichung der Spektren von einer thermischen Emission im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem zu quantifizieren. Die Krümmung $\kappa(E)$ der spektralen Verteilung in der Darstellung des mit (1/pE) gewichteten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts soll ermittelt werden.

Um die Krümmung in der gewählten Darstellung des Spektrums in jedem Punkt zu beschreiben, wird in Anlehnung an [Shur90] eine lokale Temperatur verwendet, die sich aus der folgenden Rechnung herleitet.

$$\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = C\exp(-\frac{E}{T_{lok}(E)})$$

Logarithmieren ergibt:

$$\ln\left(\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}\right) = \ln C - \frac{E}{T_{lok}(E)} \ .$$

Bei Differentiation nach der Energie findet man:

$$\frac{d}{dE}\ln\left(\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}\right) = -\frac{1}{T_{lok}(E)} \ ,$$

woraus sich für die lokale Temperatur

$$T_{lok}(E) = -\left[\frac{d}{dE}\ln\left(\frac{1}{pE}\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega}\right)\right]^{-1} \tag{4.9}$$

angeben läßt.

Die in Kapitel 4.3.2 gefundene Parametrisierung der Spektren wird in Gleichung 4.9 für den gewichteten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt gesetzt. Die Ausführung der Differentiation nach der Energie ergibt:

$$T_{lok}(E) = \frac{\sum_{i=1}^{3} C_i \exp(-\frac{E}{T_i})}{\sum_{j=1}^{3} \frac{C_j}{T_j}\exp(-\frac{E}{T_j})} \ . \tag{4.10}$$

Erneutes Differenzieren nach der Energie liefert die Krümmung

$$\kappa(E) = \frac{dT_{lok}(E)}{dE} = \frac{\sum_{i=1}^{3}\sum_{j=1}^{3} \frac{C_iC_j}{T_j^2}\exp\left[-E\left(\frac{1}{T_i}+\frac{1}{T_j}\right)\right]}{\left(\sum_{j=1}^{3}\frac{C_j}{T_j}\exp(-\frac{E}{T_j})\right)^2} - 1 \ . \tag{4.11}$$

Ein thermisches Spektrum besitzt in der so gewählten Darstellung eine konstante lokale Temperatur und eine Krümmung die per definitionem gleich Null ist. Je größer die Krümmung κ wird, desto größer ist die Abweichung des beschriebenen Spektrums von einer thermischen Emission im betrachteten Punkt. Gleichung 4.11 beschreibt somit quantitativ die Abweichung von einem thermischen Verhalten.

Die Fläche unter der Kurve $\kappa(E)$ ist offensichtlich ein Maß für die globale Abweichung von der thermischen Emission über den gesamten gemessenen Energiebereich:

$$A_\kappa = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \kappa(E)dE = T_{lok}(E_{max}) - T_{lok}(E_{min}) \ . \tag{4.12}$$

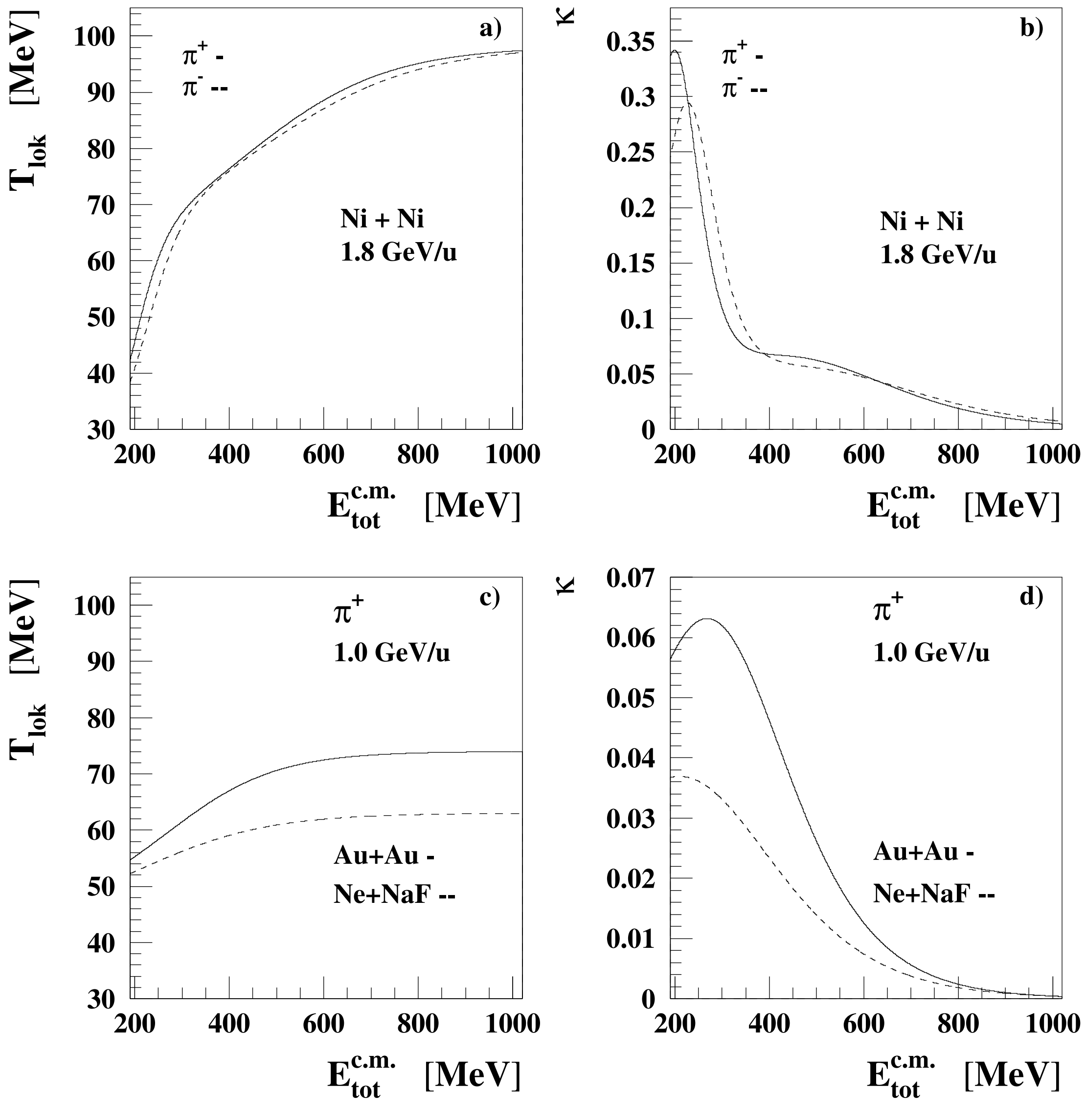

Abbildung 4.3: Gezeigt sind die lokale Temperatur und Krümmung der Pionenspektren der Systeme Ni+Ni 1.8 GeV/u (a+b) und Au+Au, Ne+NaF 1.0 GeV/u [Mün93] (c+d). Während in a) und b) negativ und positiv geladene Pionen aufgeführt sind, ist in c) und d) ein Vergleich verschiedener Massensysteme anhand der positiv geladenen Pionen dargestellt.

Entscheidend geht in diese Methode die Anpassung des Spektrums ein, sodaß als Fehler die in Kapitel 4.3.2 erwähnte Variation gleichwertiger Anpassungsfunktionen anzugeben ist. Aus einer daraus resultierenden Abschätzung erhält man einen Fehler für T_{lok}, A_κ von $\pm 10\%$ und für κ von $\pm 20\%$.

In Abbildung 4.3 ist $T_{lok}(E)$ und $\kappa(E)$ der positiv und negativ geladenen Pionen über der totalen Energie aufgetragen. Man erkennt, daß bei beiden Polaritäten die lokale Temperatur gegen einen maximalen Wert läuft und damit die Krümmung gegen Null konvergiert. Das Verhalten gleicht mit großen totalen Energien zunehmend einem thermischen. Eine genauere vergleichende Diskussion der Höhe des Maximums zwischen negativ und positiv geladenen Pionen ist im Rahmen des Fehlers nicht möglich. Allerdings liegt κ_{max} im Vergleich zu den positiven bei den negativ geladenen Pionen bei größeren totalen Pionenenergien.

Von weiterem Interresse ist ein Vergleich von Massensystemen unterschiedlicher Einschußenergie. Zur Zeit der Erstellung dieser Arbeit stand eine Auswertung des aufgezeichneten Experiments Ni+Ni bei 1.0 GeV/Nukleon Einschußenergie nicht zur Verfügung. Allerdings wurde in [Mün93] bereits die Variation der Größen T_{lok} und κ mit der Massenzahl des betrachteten Systems untersucht, sodaß ein Vergleich mit den Daten aus dem Experiment Ni+Ni mit Vorbehalten möglich ist.

π^+	$T_{lok}(E_{kin.L.})$ $[MeV]$	κ_{max}	A_κ $[MeV]$
$Ne + NaF$ $1.0\ GeV/u$	59	0.04	9
$Au + Au$ $1.0\ GeV/u$	70	0.06	17
$Ni + Ni$ $1.8\ GeV/u$	93	0.35	35

Tabelle 4.2: Gezeigt ist ein Vergleich der Systeme hinsichtlich der lokalen Temperatur bei $E = E_{kin.L.}$,*der maximalen Krümmung und der Fläche* A_κ *unter der Kurve* $\kappa(E)$. *Die Intergration erfolgte hierbei in den Grenzen von 250 bis 850 MeV. Der Fehler für* T_{lok}, A_κ *wird zu* $\pm 10\%$ *und für* κ *zu* $\pm 20\%$ *abgeschätzt.*

In der folgenden Aufzählung werden die experimentellen Ergebnisse dieser Untersuchung aufgeführt.

- Das Maximum der Krümmung der in [Mün93] analysierten Massensysteme Au+Au und Ne+NaF bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon variiert um weniger als einen Faktor zwei (siehe Tabelle 4.2), welcher eine obere Schranke für die Variation von κ hinsichtlich der Massenzahl zwischen den Systemen Ne+NaF und Ni+Ni darstellt. Aus Tabelle 4.2 erkennt man einen Unterschied in der Größe der maximalen Krümmung der verglichenen Systeme von ca. einem Faktor neun bei Ne + NaF (1.0 GeV/u) gegenüber Ni + Ni (1.8 GeV/u)).

- Die Größe A_κ variiert zwischen den Systemen Au+Au und Ne+NaF um ca. einen Faktor zwei (Tabelle 4.2), während ein Vergleich der Systeme Ne+NaF mit Ni+Ni ca. einen Faktor vier Unterschied zeigt.
- Das Maximum der Krümmung befindet sich im niederenergetischen Bereich und seine Lage verändert sich mit der Einschußenergie des Systems. Bei kleineren Einschußenergien wandert die Lage der maximalen Krümmung zu größeren totalen Pionenenergien (siehe [Mün93]). Eine Abhängigkeit der Lage des Maximums von der Massenzahl des Systems ist nicht zu erkennen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß aus den Größen κ und A_κ der Tabelle 4.2 deutlich die Abhängigkeit der Konkavität der Pionenspektren von der Einschußenergie ersichtlich wird.

Wie beschrieben, befindet sich das Maximum der Krümmung im niederenergetischen Bereich, was gleichbedeutend mit der Aussage ist, daß niederenergetische Pionen am stärksten von einer thermischen Emission abweichen. In [Mün93] wurde das von einer thermischen Emission abweichende Verhalten der Pionen in einem Kern-Kern-Stoß mit Hilfe der Zerfallskinematik der $\Delta(1232)$-Resonanz interpretiert. Wie in Kapitel 4.3 dargestellt wurde, kann der Beitrag der $N^*(1440)$ und schwererer baryonischer Resonanzen zur Pionenproduktion in einem Kern-Kern-Stoß mit einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon vernachlässigt werden. Die Bevölkerung höherer Resonanzen wird mit wachsender Einschußenergie wahrscheinlicher, sodaß hierin der Grund für die deutliche Abhängigkeit der Konkavität der Pionenspektren zu suchen ist. Detailiertere Aussagen sind nur in Verbindung mit einem theoretischen Modell zu machen.

4.3.4 Die Beschreibung des hochenergetischen Teils des Pionenspektrums

Für das kinematische Limit, das die maximale Energie angibt, die aus dem Nukleon-Nukleon-Stoß in der Reaktionszone zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, findet man für einen ruhenden Targetkern (siehe Kapitel 4.3) :

$$E_{kin.L.}(E^{kin}_{Proj.} = 1800\ MeV) = E_{CM} - 2m_N \cong 750MeV\ . \qquad (4.13)$$

Pionen, die eine größere totale Energie besitzen als das kinematische Limit, werden in Anlehnung an [Mün93] als hochenergetische Pionen bezeichnet.

Um den hochenergetischen Teil des Spektrums zu beschreiben, erfolgt eine Anpassung mit einer Exponentialfunktion im Bereich oberhalb von 610 MeV kinetischer Energie der Pionen. Die Fitparameter C und T sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Innerhalb des Fehlers unterscheiden sich negativ und positiv geladene Pionen bezüglich der hochenergetischen Temperatur nicht. Die hochenergetischen Pionen weisen im Vergleich zu den niederenergetischen einen höheren inversen Steigungsparameter T auf, was gleichbedeutend mit einer geringeren mittleren Steigung im Spektrum des gewichteten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts ist.

	$C[barn/(MeV^3/c\ sr]$	$T[MeV]$
π^+	$1.46 \times 10^{-7} \pm 20\%$	98 ± 2
π^-	$1.51 \times 10^{-7} \pm 20\%$	96 ± 2

Tabelle 4.3: Angegeben sind die Fitparameter aus der Anpassung des hochenergetischen Teils der inklusiven Spektren positiv und negativ geladener Pionen. Die Fehler ergeben sich aus der Variation bzgl. χ^2 gleichwertiger Anpassungen.

Das kinematische Limit bietet Vergleichsmöglichkeiten zwischen Massensystemen mit verschiedenen Einschußenergien, da unabhängig von der Einschußenergie die Produktion eines hochenergetischen Pions im freien Nukleon-Nukleon-Stoß nicht möglich ist. Im Vergleich zwischen dem Experiment Ne+NaF (1.0 GeV/Nukleon) [Mün93] und Ni+Ni (1.8 GeV/Nukleon) findet man eine deutlich größeren hochenergetischen Steigungsparameter T für das System mit der höheren Einschußenergie.

Die Klassifikation hinsichtlich des kinematischen Limits beruht auf den primären Nukleon-Nukleon-Stößen. In einer Kern-Kern-Kollision können Nukleonen durch Überlagerung mit dem Fermiimpuls von $p_F = 270\ MeV/c$ der Nukleonen im Kern eine größere totale Energie als im singulären Nukleon-Nukleon-Stoß erlangen. Damit wird es möglich, baryonische Resonanzen mit größeren Massen anzuregen, die wiederum in ein Nukleon und Pion[3] zerfallen. So sind größere kinetische Energien der emitierten Pionen erreichbar, als dies im einfachen Nukleon-Nukleon-Stoß möglich ist. Ebenfalls können Nukleonen in mehreren hintereinander folgenden Stößen mit anderen Nukleonen im Vergleich zum einmaligen Nukleon-Nukleon-Stoß mehr Energie aufnehmen, sodaß für die Pionenproduktion ein größerer Energiebetrag zur Verfügung steht. Durch diese Prozesse wird die scharf definierte Grenzenenergie $E_{kin.L.}$ aus dem Nukleon-Nukleon-Stoß im Kern-Kern-Stoß aufgeweicht.

---

[3] Es existieren auch Zerfallskanäle $R \rightarrow N(n \cdot \pi)$ mit deutlich kleinerer Wahrscheinlichkeit.

Welcher der oben genannten möglichen Prozesse in einem Kern-Kern-Stoß trägt nun überwiegend zur Produktion hochenergetischer Pionen bei ?
Im Experiment Au+Au mit einer Einschußenergie von 1.0 GeV/u wurden Pionen mit einer maximalen kinetischen Energie im Schwerpunktsystem von 700 MeV nachgewiesen [Mün93]. Die Überlagerung mit dem Fermiimpuls erwirkt eine Aufweichung des Kinematischen Limits von maximal $\pm 450 MeV$ bei einer Kollision eines Nukleons mit einem ruhenden bei einer kinetischen Energie von 1.0 GeV [Mün93]. Somit ist im Fall einer Einschußenergie von 1.0 GeV/u mit dem Fermiimpuls die Produktion eines hochenergetisches Pions mit einer kinetischen Energie bis zu 750 MeV erklärbar. Ob der Wirkungsquerschnitt der hochenergetischen Pionen alleine mit der Auswirkung durch die Überlagerung mit dem Fermiimpuls nachvollziehbar ist oder welche Rolle Mehrfachstöße oder gar Kompression spielen, kann mit diesen einfachen Argumenten nicht geklärt werden.

4.3.5 Untersuchung in Abhängigkeit der Reaktionsgeometrie

Die Größe, die die Stoßgeometrie in der Kollision zweier Teilchen charakterisiert, ist der Stoßparameter. Je zentraler der Stoß desto kleiner ist der Stoßparameter. Am Kaonenspektrometer erfolgt eine Einteilung in Zentralitätsklassen **peripher, semi-zentral und zentral** mit Hilfe der Multiplizität geladener Teilchen im Targethodoskop (siehe dazu Kapitel 3.5).

Je zentraler zwei Kerne kollidieren, desto größer ist die Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen und desto mehr Energie wird im Reaktionsvolumen deponiert. Die Wahrscheinlichkeit für Pionenproduktion wächst somit im allgemeinen mit der Zentralität des Stoßes. Vielfachstöße der Nukleonen untereinander, in denen die Nukleonen höhere Energie z.B. zur Produktion eines hochenergetischen Pions gewinnen können, werden mit zunehmender Zentralität wahrscheinlicher. Man erwartet einen höheren relativen Anteil an hochenergetischen Pionen im Spektrum, was die Form des Pionenspektrums verändert. Ein größer werdener Steigungsparameter T des hochenergetischen Teils des Pionenspektrums wäre mit wachsender Zentralität des Stoßes die Folge.

In Abbildung 4.4 und 4.5 sind die Pionenspektren peripherer, semi-zentraler und zentraler Ereignisse negativ und positiv geladener Pionen dargestellt. Aufgetragen ist der mit 1/pE gewichtete doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt (siehe Kapitel 4.1) über der kinetischen Energie der nachgewiesenen Pionen. Da anhand der Multiplizität im Targethodoskop die Ereignisklassen unterschieden wurden (siehe Kapitel 3.5), kann ohne eigene Strahlnormierung der jeweiligen Multiplizitätsbereiche kein absoluter Wert für den Wirkungsquerschnitt angegeben werden. Zur besseren Kennzeichnung der unterschiedlichen Form sind die Spektren der Ereignisklasssen im ersten Punkt der Energieskala auf eins normiert worden. Es ist deulich zu erkennen, daß mit wachsender Energie die spektralen Verteilungen der unterschiedlichen Ereignisklassen auseinanderlaufen.

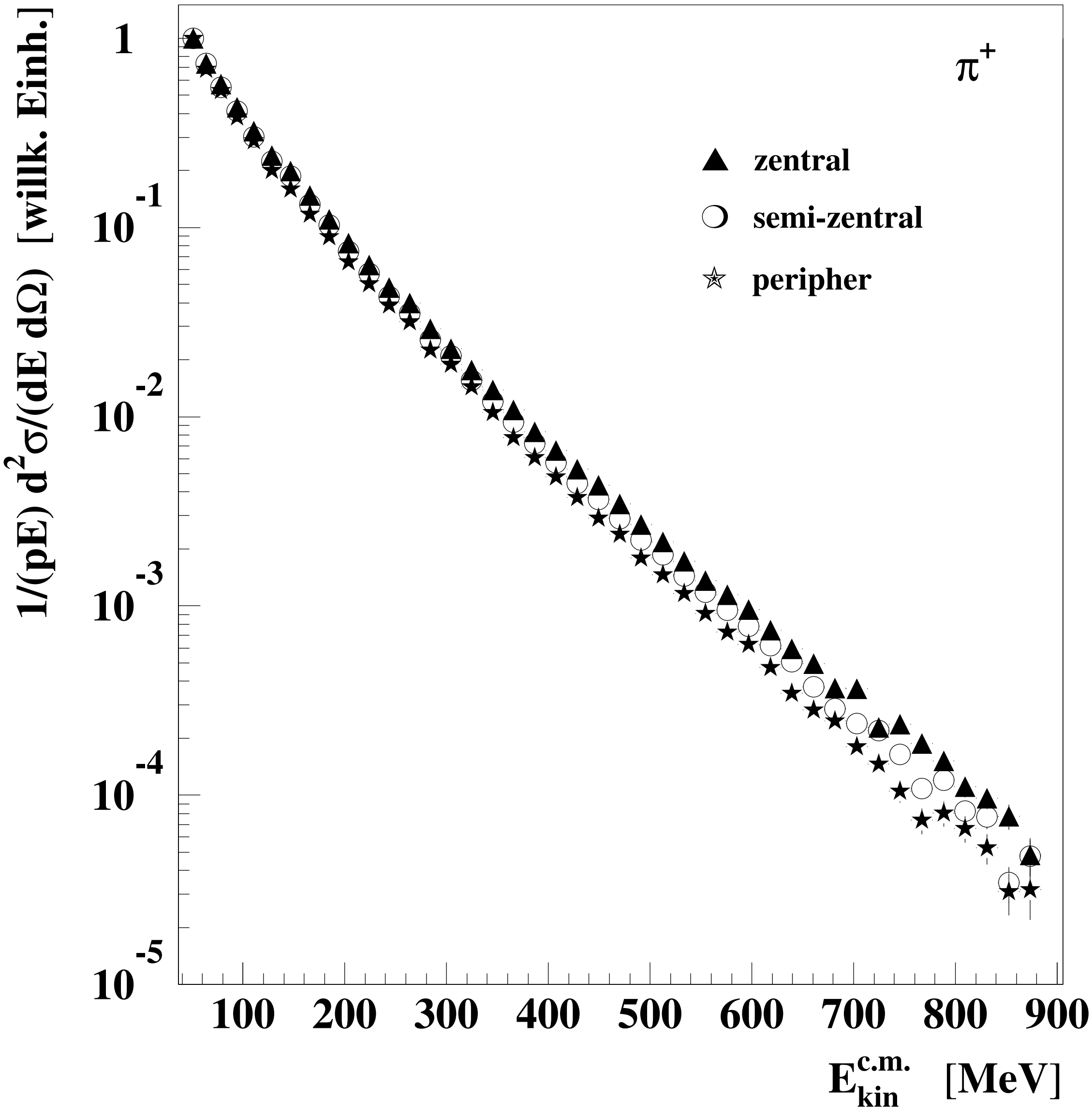

Abbildung 4.4: Aufgeführt sind die in der Zentralität unterschiedenen Spektren positiv geladener Pionen. Statistische Fehler sind enthalten. Um die unterschiedliche Form der Spektren aufzuzeigen, wurden sie jeweils im ersten Punkt der Energieskala normiert.

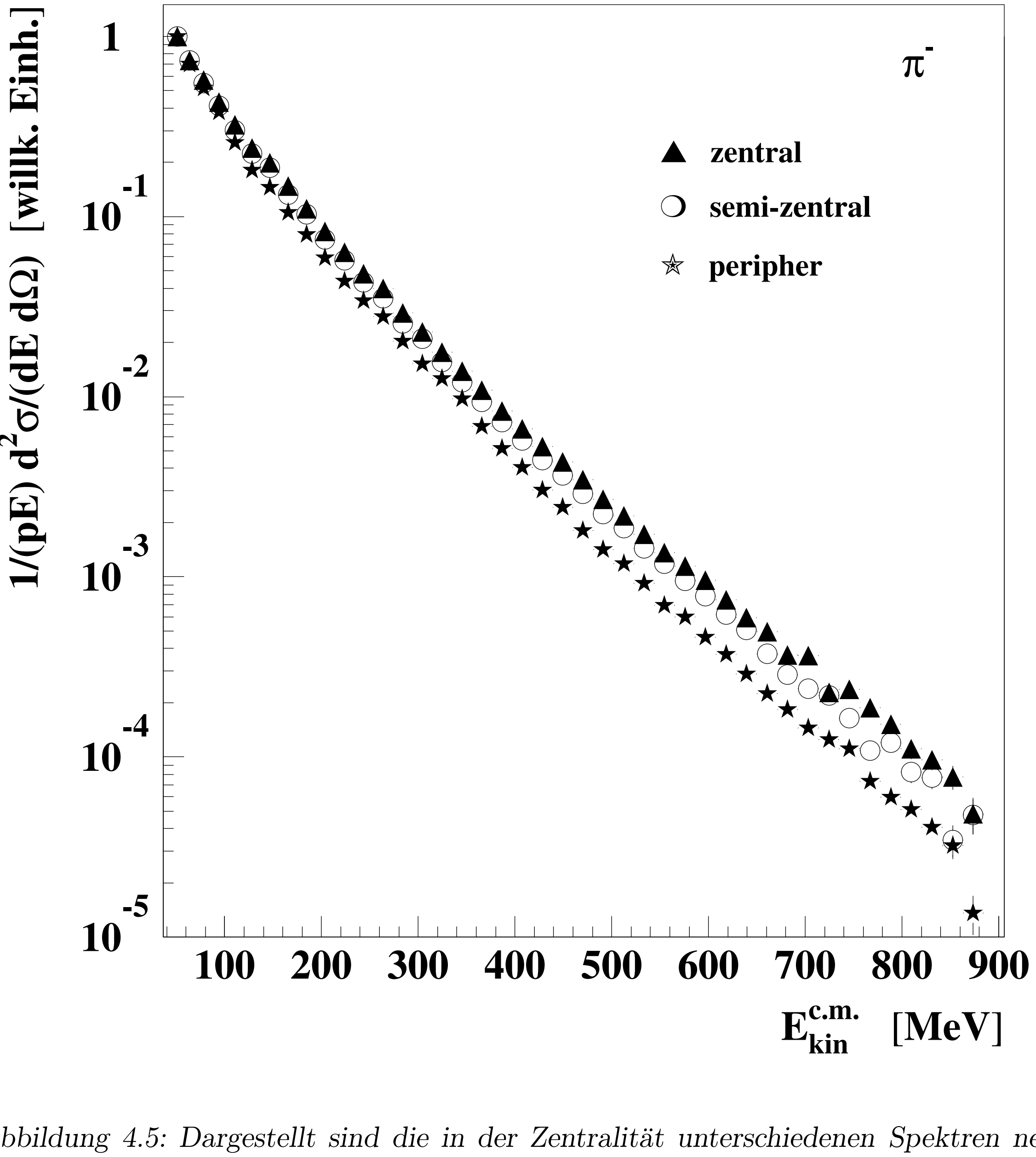

Abbildung 4.5: Dargestellt sind die in der Zentralität unterschiedenen Spektren negativ geladener Pionen. Statistische Fehler sind enthalten. Um die unterschiedliche Form der Spektren aufzuzeigen, wurden sie jeweils im ersten Punkt der Energieskala normiert.

$E_{\pi}^{kin} > E_{kin.L.}$	$C[barn/(MeV^3/c\ sr]$	$T[MeV]$
π^+		
$peripher$	4.34×10^{-8}	93 ± 2
$semi - zentral$	5.96×10^{-8}	96 ± 2
$zentral$	4.83×10^{-8}	100 ± 2
π^-		
$peripher$	3.08×10^{-8}	96 ± 2
$semi - zentral$	4.70×10^{-8}	98 ± 2
$zentral$	4.29×10^{-8}	100 ± 2

Tabelle 4.4: Angegeben sind die Fitparameter aus der Anpassung des hochenergetischen Teils der Spektren positiv und negativ geladener Pionen unterschiedlicher Zentralitäten. Die Fehler ergeben sich hauptsächlich aus der Variation bezüglich χ^2 gleichwertiger Anpassungen und sind für die Parameter C mit ±20% anzugeben.

Um die Unterschiede zu quantifizieren, wurde eine Anpassung des hochenergetischen Bereichs (siehe Kapitel 4.3.4) durchgeführt, deren Ergebnisse in Tabelle 4.4 festgehalten sind. Pionen aus zentralen Stößen weisen die höchste Temperatur auf, gefolgt von denen aus semi-zentralen und peripheren. Jedoch zeigen die Temperaturen aus der Anpassung des hochenergetischen Teils eine nur schwache, aber signifikante Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes. Im Rahmen des Fehlers lassen sich Unterschiede zwischen negativ und positiv geladenen Pionen nicht diskutieren.

Weitere Möglichkeiten der Untersuchung bietet die Betrachtung der Krümmung der Spektren in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes. Analog zu Kapitel 4.3.3, wird die Krümmung $\kappa(E)$ zu den einzelnen Zentralitätsschnitten dargestellt (Abbildung 4.6). Im folgenden werden die Beobachtungen bezüglich der Abhängigkeit der Krümmumg und A_κ (siehe dazu Kapitel 4.3.3) von der Zentralität des Stoßes und der Massenzahl des Systems aufgeführt.

- Eine deutliche Variation der maximalen Krümmung κ_{max} von der Zentralität des Stoßes ist bei den positiv geladenen Pionen aus den Experiment Ni+Ni zu erkennen, welches sowohl im Wert der hochenergetischen Temperatur, als auch in den Spektren (Abbildung 4.4) nachvollziehbar ist. Der Wert der maximalen Krümmung der negativ geladenen Pionen variiert im Rahmen des Fehlers nicht. Eine leichte Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes ist sowohl in der Krümmung der Spektren (siehe Abbildung 4.5) als auch in den hochenergetischen Temperaturen ersichtlich.

- Die Variation von A_κ mit der Stoßgeometrie liegt innnerhalb des Fehlerbereichs.

π^+		$T_{lok}(E_{kin.L.})$ $[MeV]$	κ_{max}	A_κ $[MeV]$
$Ne + NaF$	$peripher$	–	0.024	–
1.0 GeV/u	$semi - zentral$	–	0.037	–
	$zentral$	59	0.045	9
$Au + Au$	$peripher$	–	0.051	–
1.0 GeV/u	$semi - zentral$	–	0.065	–
	$zentral$	70	0.072	17
$Ni + Ni$	$peripher$	90	0.35	33
1.8 GeV/u	$semi - zentral$	93	0.4	35
	$zentral$	96	0.55	35
π^-				
$Ni + Ni$	$peripher$	90	0.32	35
1.8 GeV/u	$semi - zentral$	93	0.27	40
	$zentral$	93	0.27	40

Tabelle 4.5: Gezeigt sind Zentralitätsschnitte der lokalen Temperatur bei $E = E_{kin.L.}$, der maximalen Krümmung und der Fläche A_κ unter der Kurve $\kappa(E)$ für verschiedene Massensysteme (Ne+NaF,Au+Au aus [Mün93]). Der Fehler beträgt für T_{lok}, A_κ $\pm 10\%$ und für κ $\pm 20\%$.

- Ein Vergleich der Variation der Krümmung κ_{max} mit der Zentralität zwischen verschiedenen Massensystemen (siehe π^+ Tabelle 4.5) zeigt eine reziproke Abhängigkeit mit der Nukleonenanzahl des Systems. Das leichteste Massensystem weist die größte relative Variation auf.

- Man findet eine starke Sensitivität von A_κ auf die Einschußenergie. Die Abhängigkeit von der Nukleonenzahl des Massensystems ist gering (siehe dazu Kapitel 4.3.3).

Sensitiv ist die Höhe des Maximums der Kurve $\kappa(E)$ auf die Wahl der Anpassungsfunktion. Der Fehler von T_{lok} und κ ergibt sich aus dem des Anpassungsverfahrens (siehe Kapitel 4.3.3). Die diskutierten Unterschiede liegen außerhalb des Fehlerbereichs. Im Fall der negativ geladenen Pionen ist das abweichende Verhalten von den positiv geladenen Pionen in Ungenauigkeiten der Anpassung zu suchen. Systematische Fehler aus der Strahlnormierung lassen die detailiertere Untersuchungsmethode der Krümmung der Spektren nicht zu.

Zunächst ist das Ergebnis, daß die reziproke Steigung T im hochenergetischen Bereich bei den zentralen Ereignissen den größten Wert annimmt, gleichbedeutend mit der Aussage,

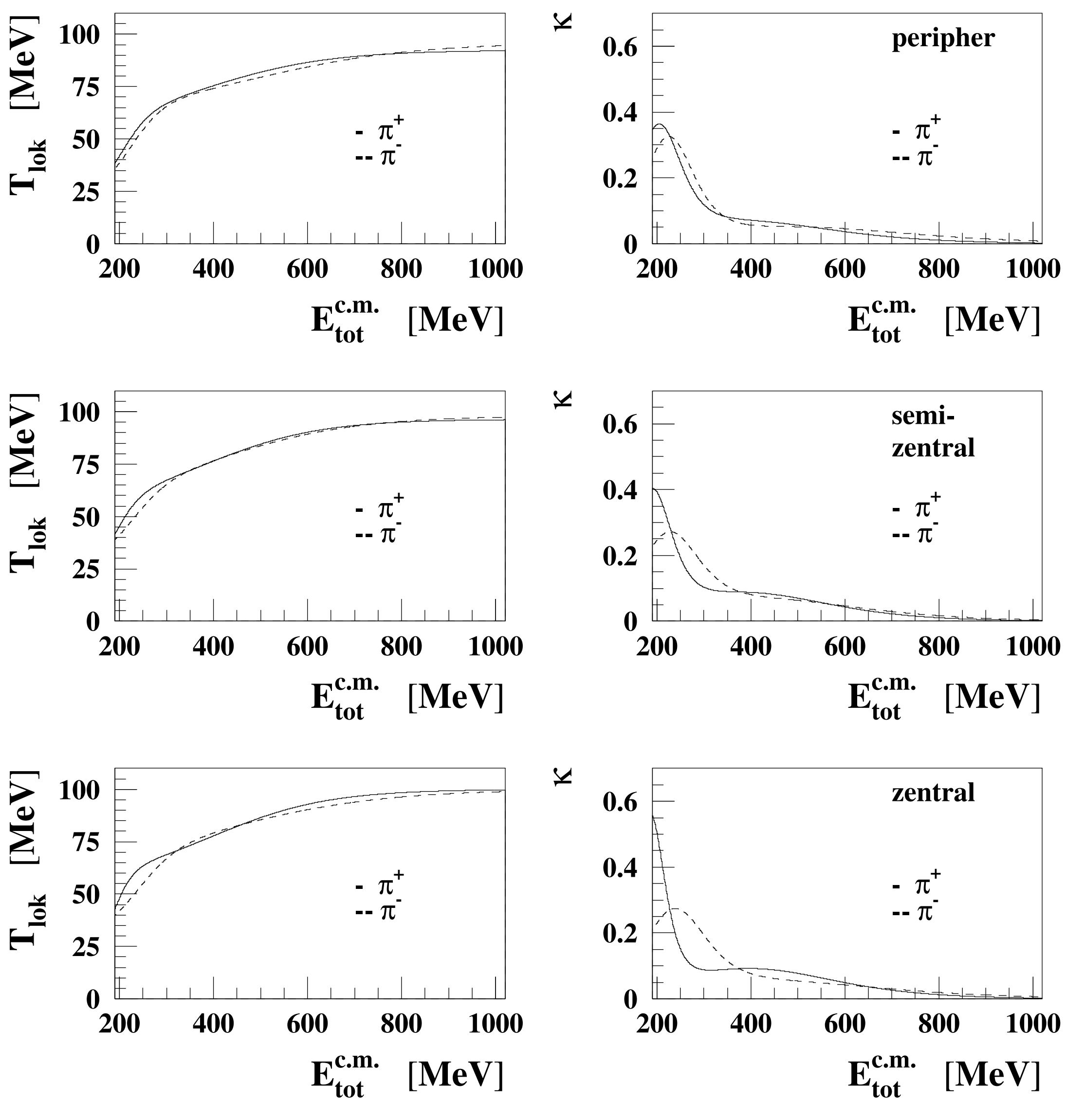

Abbildung 4.6: Auf der linken Seite ist die lokale Temperatur auf der rechten Seite die Krümmung κ als Funktion der totalen Energie aufgetragen. Zeilenweise sind die einzelnen Zentalitätsschnitte angegeben. Der Fehler beträgt für T_{lok} $\pm 10\%$ und für κ $\pm 20\%$.

daß die Wahrscheinlichkeit ein hochenergetisches Pion zu produzieren mit der Zentralität des Stoßes zunimmt. Je zentraler der Stoß, desto größer ist die Anzahl der beteiligten Nukleonen. Es wächst hiermit die Wahrscheinlichkeit, daß bereits angeregte baryonische Resonanzen, noch bevor sie zerfallen können, erneut mit Nukleonen kollidieren und damit größere Energie zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht. Die Vielfachstöße erhöhen den Wirkungsquerschnitt zur Bildung eines hochenergetischen Pions.

Absorbtion der Pionen durch am Stoß beteiligte oder unbeteiligte Nukleonen kann die Spektrenform ebenfalls verändern. Der Absorptionswirkungsquerschnitt der Pionen ist abhängig sowohl von der Winkelverteilung der Nukleonen während des Stoßes und damit von der Stoßgeometrie als auch von der Energie der Pionen.

Die nur geringe Abhängigkeit der hochenergetischen reziproken Steigung der Pionenspektren von der Zentralität des Stoßes ist im Mechanismus der Pionenproduktion zu suchen. Dominiert wird die Pionenproduktion im betrachteten Energiebereich durch den Zerfall baryonischer Resonanzen $R \to N\pi$ (siehe dazu Kapitel 4.3). Die spektrale Verteilung der emittierten Pionen wird daher hauptsächlich durch die Kinematik des Zerfalls der Resonanz bestimmt [Mün93].

Die Variation der Krümmung der Spektren positiv geladener Pionen von der Stoßgeometrie ergänzt dieses Bild. Mit wachsender Zentralität findet man eine größere maximale Krümmung. Die Wahrscheinlichkeit, eine Resonanz zu erzeugen, steigt mit der Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen. Je höher der Anteil der resonanten Pionenproduktion ist, desto größer wird die Abweichung von einer thermischen Emission.

4.4 Totale Wirkungsquerschnitte

Aus den mit (1/pE) gewichteten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten im Schwerpunktsystem lassen sich durch Integration über Energie und Raumwinkel totale Wirkungsquerschnitte errechnen. Allerdings ist hierfür die Kenntnis der Winkelverteilung im vollständigen Raumwinkelbereich notwendig. Das Experiment am Kaonenspektrometer wurde mit einem fest eingestellten Laborwinkelbereich von $\Theta = 44^\circ \pm 4^\circ$ durchgeführt. Die Unkenntnis der Winkelverteilung erfordert die Annahme der isotropen Emission der Pionen im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem.

Die Integration im Schwerpunktsystem erfolgt mit Hilfe der in Gleichung 4.8 gegebenen Parametrisierung (Tabelle 4.1). Durch Umordnung der Gleichung 4.8 ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = pE \sum_{i=1}^{3} C_i \exp(-\frac{E}{T_i}) \ . \tag{4.14}$$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \int_0^{\infty} pE \sum_{i=1}^{3} C_i \exp(-\frac{E}{T_i}) dE d\Omega \ . \tag{4.15}$$

Die Annahme einer isotropen Pionen-Emission im Schwerpunktsystem führt zu:

$$\sigma = 4\pi \int_0^{\infty} pE \sum_{i=1}^{3} C_i \exp(-\frac{E}{T_i}) dE \quad . \tag{4.16}$$

Für negativ und positiv geladenen Pionen sind die Ergebnisse der Integration in Tabelle 4.6 aufgeführt. Der Fehler der angegebenen Werte für den totalen Wirkungsquerschnitt (Tabelle 4.6) wird ausschließlich aus der Bestimmung der Parametrisierung abgeschätzt. Das Integral über die Energie wird durch den niederenergetischen Bereich beherrscht. In diesem Bereich variieren die Anpassungsparameter bei Vergleich gleichwertiger Anpassungsfunktionen um ±10%. Es wurden weder eine Winkelverteilung noch Datenpunkte bei kleinen kinetischen Energien gemessen. Der durch die zur Integration notwendigen Extrapolationen entstandene Fehler konnte hier nicht abgeschätzt werden.

	$\sigma[barn]$
π^+	8.3 ± 0.8
π^-	9.0 ± 0.9

Tabelle 4.6: Totaler Wirkungsquerschnitt von negativ und positiv geladenen Pionen: die Integration erfolgte unter Annahme einer isotropen Pionen-Emission im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem.

Bei Division der totalen Wirkungsquerschnitte von positiv und negativ geladenen Pionen erhält man das π^-/π^+-Verhältnis :

$$\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} = 1.08 \pm 0.2 \ . \tag{4.17}$$

Das experimentelle Ergebnis stimmt mit dem π^-/π^+-Verhältnis, erhalten aus dem Isobaren-Modell, gut überein (siehe Kapitel 4.5.1).

4.5 Verhältnis von negativ zu positiv geladenen Pionen

Ausgehend von der Isospin-Dekomposition erwartet man für ein Massensystem mit einem $\frac{N}{Z}$-Verhältnis, das ungleich eins ist, zunächst ein von eins verschiedenes Verhältnis von ne-

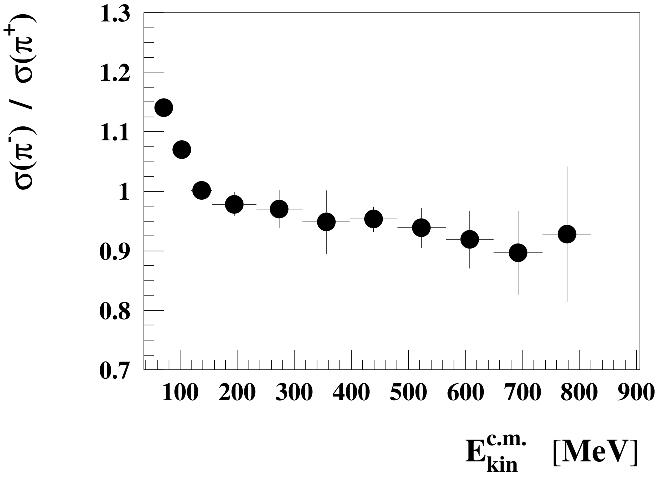

Abbildung 4.7: Aufgetragen ist das Verhältnis von negativ zu positiv geladenen Pionen der inklusiven Daten über der kinetischen Energie im N-N-Schwerpunktsystem.

gativ zu positiv geladenen Pionen, welches unabhängig von der Kinematik der Reaktion ist. Abbildung 4.7 zeigt das Verhältnis von negativ zu positiv geladenen Pionen, gebildet aus den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten. Man sieht eine deutliche Abhängigkeit von der kinetischen Energie der nachgewiesenen Pionen. Bei kleinen kinetischen Pionenenergien im Bereich von 50 bis 200 MeV fällt das π^-/π^+-Verhältnis von einem Wert von 1.175 auf eins und verbleibt im Rahmen des Fehlers mit wachsender kinetischer Energie bei diesem Wert. Dieses experimentelle Ergebnis ist Gegenstand der nächsten Kapitel.

4.5.1 Vergleich mit dem Isobaren-Modell

Die De Broglie-Wellenlänge eines einfallenden Nukleons mit kinetischer Energie von 1.8 GeV beträgt 0.077 fm. Da der mittlere Abstand der Nukleonen im Kern ca. 1 fm mißt, erscheint die Vorstellung der Pionenproduktion in einem Kern-Kern-Stoß bei einer Einschußenergie von 1.8 GeV/u als Überlagerung der einzelnen Nukleon-Nukleon-Stöße berechtigt. So ist das Isobaren-Modell, in dem die Pionenproduktion ausschließlich aus Nukleon-Nukleon-Stöße enthalten ist, als vereinfachendes Modell auf einen Kern-Kern-Stoß anwendbar.

Im Kapitel 4.3 wurde ausführlich die Form der Pionenspektren in einer entsprechend gewählten Darstellung untersucht. Die Spektrenform weist eine deutliche Abweichung von der einer thermischen Verteilung auf, was durch die Herkunft der Pionen aus dem Zerfall baryonischer Resonanzen erklärt wurde [Mün93]. Historisch bezeichnet man die baryonischen Resonanzen als Isobare. Das Isobaren-Modell beschreibt die Pion-Produktion als einen Zweistufenprozeß. Nach Yuan und Lindenbaum [YuLi54] erfolgt zunächst die Anregung einer der beiden (oder beider) Nukleonen zu einem Zustand mit Isospin und Spin $T = J = \frac{3}{2}$: $N + N \to \Delta + N$. Anschließend zerfällt die Isobare : $\Delta + N \to NN\pi$. Es ist die Annahme enthalten, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Ausgangskanal vernachlässigbar ist[4].

Allerdings existieren Unterschiede zwischen einem freien Nukleon-Nukleon-Stoß und den einzelnen Nukleon-Nukleon-Stößen innerhalb eines Kern-Kern-Stoßes:

Der Fermi-Impuls der Nukleonen im Kern weicht das kinematische Limit (siehe Kapitel 4.3.4) der freien Nukleon-Nukleon-Stöße auf.

Mehrfachstöße der Nukleonen untereinander treten auf, sodaß bei ausreichend hoher Einschußenergie auch in sekundären Stößen eine Resonanz angeregt und somit ein oder mehrere Pionen produziert werden können.

Die Absorption einer produzierten Resonanz ist vor dem Zerfall im Kern möglich.

Das Pauli-Prinzip verbietet innerhalb des Kerns bestimmte Stöße und Zerfallskanäle. Hierdurch kann die Lebensdauer einer Resonanz im Kern verlängert werden.

Eine höhere Dichte der Kernmaterie im Feuerball erhöht die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachstößen der Nukleonen untereinander.

Wie beschrieben, enthält das Isobaren-Modell lediglich die Isobare $\Delta(1232)$. Benutzt wurde ausschließlich das Isobaren-Modell, um das π^-/π^+-Verhältnis bei gegebenen Massensystem und Einschußenergie zu bestimmen. Fehler, die sowohl durch die höhere Einschußenergie des hier untersuchten Experiments und die damit notwendige Hinzunahme höherer Resonanzen als auch durch die oben diskutierten zusätzlichen Prozesse innerhalb eines Kern-Kern-Stoßes, sind bei $\pi^\pm$ gleich groß vorhanden und kürzen sich damit heraus.

Es ist notwendig, eine Zerlegung der Ausgangskanäle der Nukleon-Nukleon-Stöße hinsichtlich des Isospins anzugeben. Mit Hilfe des Clebsch-Gordan-Formalismus für die Kopplung von Spins erhält man eine Isospin-Zerlegung der Wirkungsquerschnitte (Tabelle 4.7). Produktion und Zerfall der Isobare Δ ist als $N + N \to NN\pi$ zusammengefaßt.

In Tabelle 4.7 ist zu beachten, daß die Produktion eines Pions (T = 1) die Erhaltung des Isospins in dem Übergang der Zustände $T_i = 0$ zu $T_f = 0$ verletzt. Deshalb findet

---

[4] Dies wird begründet durch die ausreichend lange Lebensdauer der Isobare, sodaß die Entfernung der Nukleonen voneinander nach dem Zerfall der Resonanz ausreichend groß sei.

$N+N$	$\rightarrow NN\pi$	$\sigma_{T_iT_f}$: WQ der $Isospin-Zerlegung$
$p+p$	$d\pi^+$	$\sigma_{10}(d)$
	$pn\pi^+$	$\sigma_{10}(np)+\sigma_{11}$
	$pp\pi^0$	σ_{11}
$n+n$	$d\pi^-$	$\sigma_{10}(d)$
	$pn\pi^-$	$\sigma_{10}(np)+\sigma_{11}$
	$nn\pi^0$	σ_{11}
$p+n$	$d\pi^0$	$1/2[\sigma_{10}(d)]$
	$pn\pi^0$	$1/2[\sigma_{10}(np)+\sigma_{01}]$
	$pp\pi^-$	$1/2[\sigma_{11}+\sigma_{01}]$
	$nn\pi^+$	$1/2[\sigma_{11}+\sigma_{01}]$

Tabelle 4.7: Aufgeführt ist die Isospin-Zerlegung $\sigma_{T_iT_f}$ der elementaren N-N-Wirkungsquerschnitte zur Produktion eines Pions in einem N-N-Stoß.

man in Tabelle 4.7 keinen Eintrag für σ_{00}. Im Fall des Nukleon-Nukleon-Stoßes p+n existiert eine Verzweigung sowohl in den Isospin-Singulett-Zustand (T = 0) als auch in den Isospin-Tripplett-Zustand (T = 1), woraus der Faktor 1/2 vor den Wirkungsquerschnitten herrührt[5]. Es ist anzumerken, daß (pn) im Isospin-Singulett-Zustand (T = 0) den Grundzustand des Deuterons bildet.

In einem Kern-Kern-Stoß lassen sich nun die mit den Wahrscheinlichkeiten aus den (N_1Z_1, N_2Z_2) der Kollisionspartner gewichtete Isospin-Zerlegung die Wirkungsquerschnitte der verschieden geladenen Pionen angeben [Jak91]:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\pi^+} &= \frac{Z_1Z_2}{A_1A_2}(\sigma_{10}(d)+\sigma_{10}(np)+\sigma_{11}) + \frac{N_1Z_2+N_2Z_1}{2A_1A_2}(\sigma_{11}+\sigma_{01}) \\
\sigma_{\pi^-} &= \frac{N_1N_2}{A_1A_2}(\sigma_{10}(d)+\sigma_{10}(np)+\sigma_{11}) + \frac{N_1Z_2+N_2Z_1}{2A_1A_2}(\sigma_{11}+\sigma_{01}) \\
\sigma_{\pi^0} &= \frac{Z_1Z_2+N_1N_2}{A_1A_2}\sigma_{11} + \frac{N_1Z_2+N_2Z_1}{2A_1A_2}(\sigma_{10}(d)+\sigma_{10}(np)+\sigma_{01}) \; .
\end{aligned} \tag{4.18}$$

In [Ver82] ist anhand experimenteller Ergebnisse die Abhängigkeit der Produktions-Wirkungsquerschnitte für Pionen von der Einschußenergie in Nukleon-Nukleon-Stößen parametrisiert. Die Parametrisierung reicht bis zu einer Einschußenergie von 1.5 GeV. Im

---

[5] $Clebsch-Gordan-Koeff. = 1/\sqrt{2}, \; \sigma \; \sim \; | \; Amplitude \; |^2 \; \rightarrow \; 1/2$

Wirkungsquerschnitt σ_{01} ist daher durch die Parametrisierung ein Anteil der schwereren $N^*(1440)$-Resonanz enthalten. Um für das Experiment Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon Einschußenergie das π^-/π^--Verhältnis bestimmen zu können, wurden die elementaren Wirkungsquerschnitte bis 1800 MeV extrapoliert. Das Ergebnis ist im oberen Teil der Abbildung 4.8 zu erkennen.

Im Isobaren-Modell ist lediglich die Produktion eines Pions pro Nukleon-Nukleon-Stoß enthalten. Durch die Erweiterung des Einschußenergiebereichs auf 1800 MeV sind jedoch die Wirkungsquerschnitte für zwei und mehr Pionen im Ausgangskanal nicht vernachlässigbar [Sen94]. Der entstehende Fehler ist gleichermaßen bei positiv wie auch negativ geladenen Pionen vorhanden.

Anwenden der Gleichungen 4.18 auf die elementaren Wirkungsquerschnitte der Abbildung 4.8 und anschließende Division der erhaltenen Wirkungsquerschnitte negativ und positiv geladener Pionen erzeugt das von der Einschußenergie abhängende Verhältnis $\sigma_{\pi^-}/\sigma_{\pi^+}$, das im unteren Teil der Abbildung 4.8 dargestellt ist.

Für das symmetrische Massensystem Ni+Ni mit A = 58 und Z = 28 ergibt sich aus der Isospin-Zerlegung und Parametrisierung nach [Ver82] das Verhältnis von negativ zu positiv geladenen Pionen bei einer Einschußenergie von 1.8 GeV/Nukleon:

$$\left(\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}}\right)_{Isospin} = 1.09 \ . \tag{4.19}$$

Zusammenfassend ist zu erwähnen, daß das Isobaren-Modell die Pionenproduktion im Nukleon-Nukleon-Stoß als einen Zweistufenprozeß beschreibt. Ein Kern-Kern-Stoß wird als Überlagerung von einzelnen Nukleon-Nukleon-Stößen behandelt. Sowohl z.B. Mehrfachstöße der Nukleonen untereinander als auch eine durch die Coulomb-Wechselwirkung notwendige unterschiedliche Behandlung der verschieden geladenen Pionen sind nicht in dem Modell enthalten. So ist ausgehend vom Isobaren-Modell kein mit der kinetischen Energie der nachgewiesenen Pionen veränderliches π^-/π^+-Verhältnis zu erwarten.

4.5.2 Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung

Die Spektren des $\beta^{\pm}$-Zerfalls von ^{64}Cu unterscheiden sich durch eine Verschiebung des Maximums zu kleineren kinetischen Energien bei β^- im Vergleich zu β^+ [Kra88]. Dies beruht auf der Abstoßung der β^+ und der Anziehung der β^- durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem Tochterkern. Theoretisch wird der Unterschied mit der sogenannten Fermifunktion beschrieben, die eine Funktion der kinetischen Energie der emitierten Elektronen und der Kernladungszahl des Tochterkerns ist. Dividiert man beide Spektren durcheinander, so erhält man kein Energie-unabhängiges β^-/β^+-Verhältnis. Der Vergleich zum π^-/π^+-Verhältnis ist nur prinzipiell möglich. Die De-Broglie-Wellenlänge eines Pions mit einer

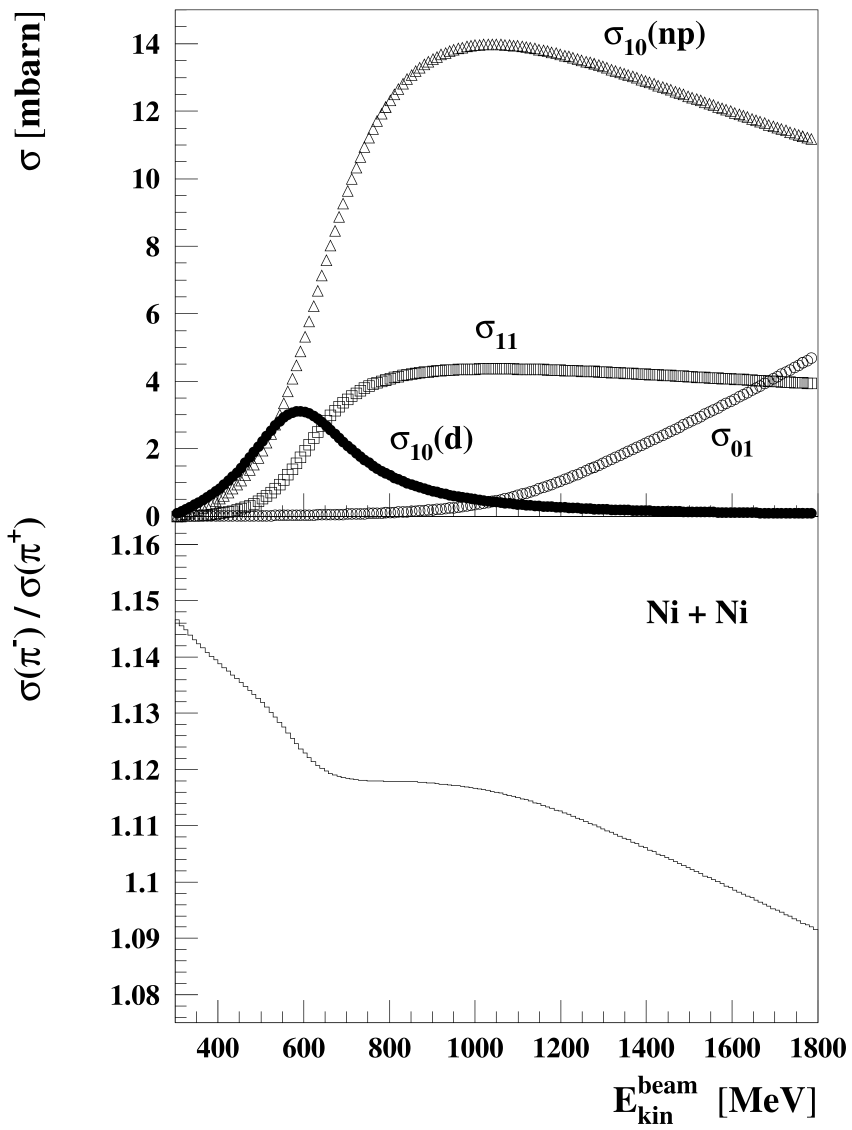

Abbildung 4.8: Dargestellt ist die Isospin-Zerlegung des N-N-Wirkungsquerschnitts zur π-Produktion als eine Funktion der Einschußenergie (oben), die einer Parametrisierung nach [Ver82] entnommen und der Energiebereich bis 1800 MeV extrapoliert wurde. Im unteren Teil der Abbildung ist das aus der Isospin-Dekomposition errechnete π^-/π^+-Verhältnis aufgetragen.

kinetischen Energie von 100 MeV beträgt ca. 0.6 fm. Damit ein Elektron vergleichbare Eigenschaften in bezug auf die Deformation der Wellenfunktion durch die Coulomb-Wechselwirkung mit dem Tochterkern besitzt, benötigte es eine kinetische Energie von ca. 350 MeV[6]. Die höchsten kinetischen Energien, erhalten aus dem β-Zerfall, überschreiten 20 MeV nicht (z.B. ${}^{12}_{7}N$: β^+ 16.4 MeV).

Läßt sich ein nicht konstantes π^-/π^+-Verhältnis durch eine Coulomb-Korrektur rekonstruieren? Die Spektren positiv und negativ geladener Pionen enthalten den Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung mit dem emittierenden System. Negativ geladene Pionen verlieren, positiv geladene Pionen gewinnen kinetische Energie im Coulomb-Potential des Kollisionsgebietes. Um die spektrale Verteilung der π^- aus der Anpassungsfunktion der π^+ erzeugen zu können, wird der π^+-Fit (siehe Kapitel 4.3.3) mit dem Wert des Isobarverhältnisses multipliziert und anschließend jeder Punkt um den zweifachen Funktionswert der Coulomb-Korrekturfunktion zu kleineren Energien verschoben. Anschließend werden die spektrale Verteilung der π^+ und die aus ihr erzeugte π^--Funktion durcheinander dividiert. Gesucht ist nun die Energieverschiebung, mit deren Hilfe das experimentelle π^-/π^+-Verhältnis beschrieben werden kann.

Zunächst wird ΔE_{coul} als eine über die Energie konstante Korrekturfunktion im Sinne eines statischen elektrischen Feldes angenommen. In Abbildung 4.9 erkennt man, daß mit einer konstanten Coulomb-Verschiebung ein mit der Energie veränderliches π^-/π^+-Verhältnis zu erzeugen ist und den Wert von 8 MeV für das System Ni+Ni (1.8 GeV/u) annehmen muß, um das experimentelle Ergebnis zu beschreiben. Analog hierzu findet man für das System Au+Au (1.0 GeV/u) [Mün93] einen Energieverschiebung von 30 MeV (Abbildung 4.9). Der Vergleich zwischen mittelschweren und schweren System zeigt, daß ΔE_{coul} sensitiv auf die Größe des Massensystems ist. Abweichungen des erzeugten π^-/π^+-Verhältnisses vom experimentellen Ergebnis sind für das System Au+Au am größten.

In einem zweiten Schritt wird eine nicht konstante Coulomb-Verschiebung verwendet. Eine mit der Energie der Pionen veränderliche Coulomb-Korrektur läßt sich dadurch motivieren, daß nach theoretischen Aussagen hochenergetische Pionen zu einem frühen - und niederenergetische zu einem späten Zeitpunkt der Reaktion emittiert werden [Li93]. Unter der Annahme einer Emission von der Oberfläche und Messung der Anzahl der am Stoß beteiligten Nukleonen können durch die Expansion des Systems im Laufe der Reaktion dem Wert der Coulomb-Korrektur verschiedene Emissionsradien zugeordnet werden.

Es wurde eine lineare Funktion in der totalen Pionenenergie, die durch eine Exponentialfunktion gedämpft wird, gewählt:

$$\Delta E_C\left(E_{tot}^{C.M.}\right) = \left(\Delta E_C^0 + k \cdot E_{tot}^{C.M.}\right) \cdot \frac{1}{1 + exp\left[\frac{E_{tot}^{C.M.}}{E_0}\right]} \ . \tag{4.20}$$

---

[6] Das Ergebnis erhält man durch die Forderung der zum Pion gleichen De-Broglie-Wellenlänge.

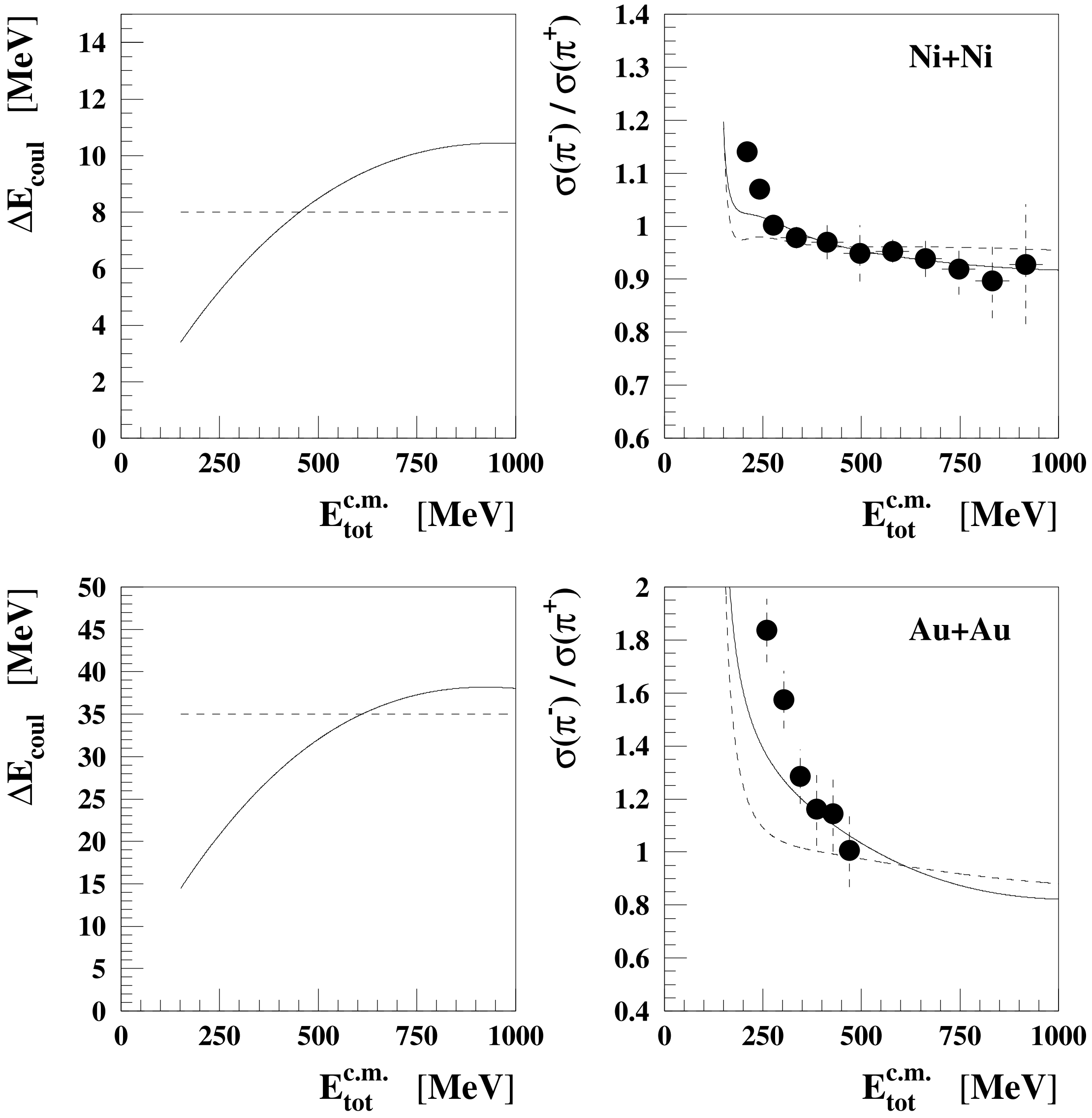

Abbildung 4.9: Aufgetragen ist die Coulomb-Korrektur als Funktion der totalen Pionenenergie im Schwerpunktsystem für die Experimente Ni+Ni und Au+Au [Mün93] (linke Spalte) und das daraus errechnete π^-/π^+-Verhältnis (rechte Spalte, unterbrochene und durchgezogene Linie) mit dem experimentellen Ergebnis.

Für das System Au+Au (1.0 GeV/Nukleon) wurden die Parameter $\Delta E_C^0 = 5\ MeV$, $k = 0.18$, $E_0 = 740\ MeV$ und für Ni+Ni (1.8 GeV/Nukleon) $\Delta E_C^0 = 0\ MeV$, $k = 0.05$ und $E_0 = 750\ MeV$ verwendet. Die sättigende Charakteristik ergibt eine endliche minimale Ausdehnung des Systems.

Bei Verwendung einer mit der Energie veränderlichen Coulomb-Verschiebung findet man im Vergleich zu einem konstanten Korrekturwert eine deutlich bessere Beschreibung der Daten des schweren Systems Au+Au im Bereich bis 300 MeV totaler Pionenenergie. Hingegen beim mittelschweren System Ni+Ni ist die Auswirkung auf die Beschreibung der Daten bei Verwendung einer veränderlichen Coulomb-Korrektur geringer.

Festzuhalten ist, daß mit Hilfe einer Coulomb-Korrektur aus der Anpassungsfunktion der positiv geladenen Pionen eine Anpassung der negativ geladenen Pionen erzeugt werden kann, sodaß bei Division ein mit der Energie veränderliches π^-/π^+-Verhältnis entsteht. Die Korrektur ist abhängig von der Größe des betrachteten Systems, und im Fall von Au+Au ist für die annähernde Beschreibung der Daten die Verwendung einer energieabhängigen Korrekturfunktion notwendig. Allerdings wird der Verlauf der experimentellen π^-/π^+-Verhältnisse in beiden Fällen nur annähernd wiedergegeben. Die hohe Sensitivität des Verfahrens auf die verwendete π^+-Anpassungsfunktion läßt hier lediglich eine qualitative Diskussion zu. Rückschlüsse auf die Ausdehnung der Quelle, die unter der Annahme der Pionenemission von der Oberfläche des Systems gezogen werden könnten, werden aus diesem Grund nicht durchgeführt und werden Gegenstand zukünftiger Untersuchungen am Kaonenspektrometer sein [Wag96].

4.5.3 Untersuchung in Abhängigkeit der Reaktionsgeometrie

In Abbildung 4.10 ist das π^-/π^+-Verhältnis in Abhängigkeit von Zentralität des Stoßes gezeigt. Die peripheren und semi-zentralen Stöße wurde hier aus dem Grund der Statistikverbesserung zusammengefaßt. Man erkennt eine leichte Abhängigkeit des π^-/π^+-Verhältnisses von der Zentralität des Stoßes im niederenergetischen Bereich von 50 bis 200 MeV kinetischer Pionenenergie. Für diesen Bereich wurde der Quotient aus dem zentralen zu peripheren Fall gebildet, und in Abbildung 4.11 mit kleinerer "binsize" dargestellt.

In Anbetracht des Fehlers ist die Abhängikeit von der Zentralität des Stoßes als klein zu bezeichnen. Man erkennt, daß für zentrale Stöße das π^-/π^+-Verhältnis im Vergleich zum peripheren Fall im niederenergetischen Bereich größere Werte annimmt. Bei wachsender kinetischer Pionenenergie läuft der Quotient innerhalb des Fehlers gegen eins.

Eine Deutung dieses Effekts ist, daß auf geladene Pionen bei der Emission lediglich das Coulomb-Potential der Protonen wirkt, die sich im Feuerball der Kollision befinden. Je zentraler der Stoß ist, desto größer ist die im Kollisionsgebiet befindliche Ladung und damit auch die Coulomb-Wechselwirkung, die negativ und positiv geladene Pionen unterscheidet. Daß der Unterschied in der Zentralität des Stoßes des π^-/π^+-Verhältnisses nur

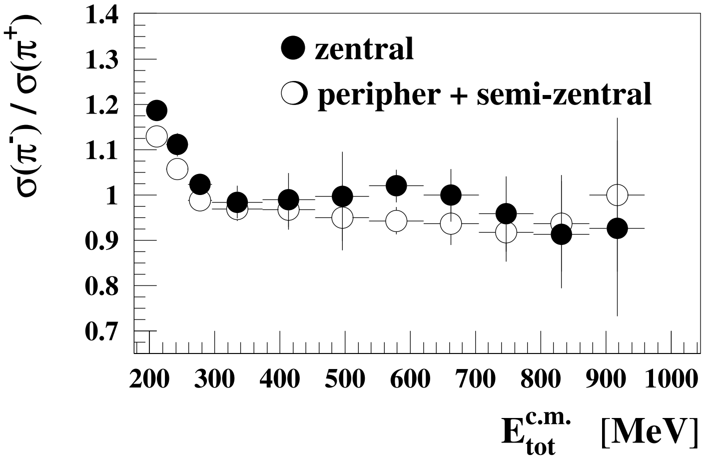

Abbildung 4.10: Gezeigt sind die in der Zentralität unterschiedenen Verhältnisse von negativ zu positiv geladenen Pionen. Um die Statistik im Falle zu verbessern, wurden die peripheren und semi-zentralen Stöße zusammengefaßt. Statistische Fehler sind enthalten.

im niederenergetischen Bereich zu sehen ist, läßt sich auf die dabei entstehende relative Änderung der Pionenenergie zurückführen, die unterschiedlich für ein geladenes Pion mit 50 MeV oder 500 MeV kinetischer Energie ist. Allerdings geht dieser Überlegung die Annahme voraus, daß die Protonen, die sich nicht im Überlappungsbereich der kollidierenden Kerne befinden[7], keinen Einfluß auf geladene Pionen ausüben. Das ist nur erfüllt, wenn die Pionenproduktion deutlich langsamer abläuft, als die übriggebliebenen Protonen sich vom Feuerball wegbewegen können. Aus [Bas94] und [Li91] ist zu erkennen, daß diese Annahme nur für sehr spät gebildete ($t \geq 30 fm/c$) niederenergetische Pionen gilt. In dieser Zeit haben sich die nicht beteiligten Nukleonen um ca. den vierfachen Radius eines Nickelkerns vom Kollisionspunkt entfernt, sodaß die oben gemachte Annahme näherungsweise gilt. Für hochenergetische Pionen ist diese Annahme nicht erfüllt.

Das hier untersuchte mittelschwere Massensystem Ni+Ni zeigt eine nur geringe Variation des π^-/π^+-Verhältnisses mit der Stoßgeometrie. Je größer das Massensystem desto

---

[7] Diese Nukleonen werden als "spectator" bezeichnet.

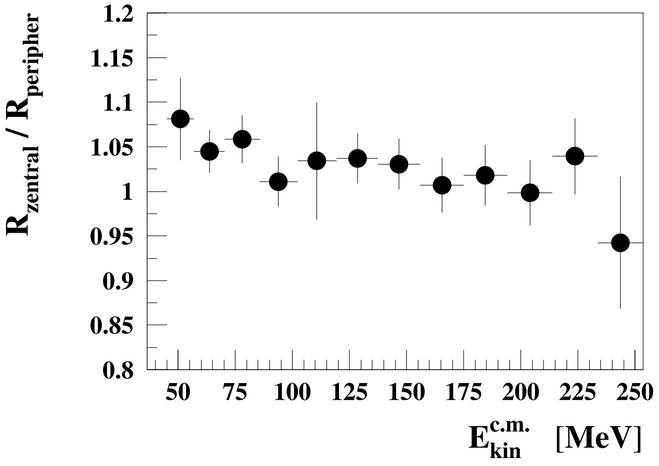

Abbildung 4.11: Zu sehen ist der Quotient aus den π^-/π^+-Verhältnissen im Falle zentraler zu peripherer + semi-zentraler Stöße. Dabei wurde eine Vergrößerung im Bereich kleiner kinetischer Energien gewählt.

ausgeprägter erwartet man die Abhängigkeit des π^-/π^+-Verhältnisses von der Zentralität des Stoßes. Dies wird in der Auswertung des schweren Massensystems Au+Au bei 1.0 GeV/Nukleon Einschußenergie untersucht werden [Wag96].

Wie weit sich der oben genannte Deutungsversuch im Rahmen seiner aufgezeigten Problematik als haltbar erweist, ist Gegenstand der derzeitigen Diskussion.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Am Kaonenspektrometer werden drei zweistufige Vieldrahtproportionalkammern zur Trajektorienrekonstruktion verwendet. Die Orts- und Energieverlustsinformation wird mit Hilfe einer Einzeldrahtauslese der x- und y-Kathodenebene gewonnen. Um eine zusätzliche Ortsinformation zur Zuordnung von x- zu y-Orten bei Ereignismultiplizitäten größer als eins zu erhalten, wurden die im Winkel von 45° zu den Kathodendrähten gespannten Anodendrähte ausgelesen. Die Anodenelektronik wurde an der Vieldrahtkammer MWPC-3 aufgebaut und im März 1993 während des Experiments Au+Au bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon getestet. Es zeigte sich, daß die Auslese der Anodendrähte einer Vieldrahtkammer eine komplementäre Ortsinformation zu der der Kathodenauslese bietet. Die Zuordnung der getroffenen Anodenkanäle zum Kathodenort erfolgte anhand einer Geradenschar mit Steigung "1".

Bereits für das Experiment Au+Au bei Einschußenergien zwischen 0.8 und 1.5 GeV/Nukleon im ersten Halbjahr des Jahres 1995 ist der Neuaufbau der Anodenauslese an der Vieldrahtkammer MWPC-1 (vor dem Dipolmagneten) geplant. Für die MWPC-1 wurde mit Hilfe einer Simulationsrechnung die experimentelle Evidenz einer Anodenauslese gezeigt. Modifikationen des Designs der Ausleseleisten waren hierfür notwendig. Um Überschläge beim Auslesen der Anodendrähte zu verhindern, wurden hochohmige Widerstände zwischen der offenen Seite der Kondensatoren und dem Erdpotential eingelötet und die Kondensatoren mit Harz eingegossen. Offene Fragen wie die Sensitivität auf die Diskriminatorschwelle sollen im Labor geklärt werden, um letztendlich die Zuordnung der x- und y-Orte bei Kammermultiplizitäten größer als eins zu verbessern.

Man erwartet, daß die Pionenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen durch die vorherige Produktion und Zerfall der leichtesten baryonischen Resonanz $\Delta(1232)$ dominiert wird. Bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon erschien der Beitrag schwererer Resonanzen als vernachlässigbar [Mün93]. Für das System Ni+Ni ist 1.8 GeV/Nukleon die zur Zeit höchste kinetische Projektilenergie, die aus dem SIS extrahierbar ist. Bei dieser

Einschußenergie erwartet man einen erhöhten Anteil an angeregten schwereren baryonischen Resonanzen, wie z.B. die $N^*(1440)$, im Vergleich zu niedrigeren Projektilenergien.

Die spektralen Verteilungen der Pionen des Systems Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon sind nicht thermisch beschreibbar und zeigen eine deutlich konkavere Form im Vergleich zu denen der Systeme Au+Au und Ne+NaF bei 1.0 GeV/Nukleon [Mün93]. Die Krümmung der Spektren weist eine wesentlich stärkere Variation mit der Einschußenergie als mit der Nukleonenanzahl des Massensystems auf. Die Anpassung der spektralen Verteilungen im hochenergetischen Bereich mit einer Exponentialfunktion ergab im Vergleich zu den Systemen mit 1.0 GeV/Nukleon Einschußenergie deutlich höhere inverse Steigungsparameter T. Diese Ergebnisse bei 1.8 GeV/Nukleon weisen auf einen nicht vernachlässigbaren Anteil von schwereren baryonischen Resonanzen wie $N^*(1440)$ hin.

Es zeigt sich ein mit der Pionenenergie veränderliches Verhältnis negativ zu positiv geladener Pionen, das im niederenergetischen Bereich mit dem Wert des Isobaren-Modells verträglich ist und mit wachsender Pionenenergie im Rahmen des Fehlers gegen den Wert eins läuft. Mit einer konstanten Coulomb-Verschiebung der spektralen Anpassungsfunktionen positiv und negativ geladener Pionen läßt sich das experimentelle π^-/π^+-Verhältnis des Massensystems Ni+Ni bei 1.8 GeV/Nukleon annähernd beschreiben. Man findet mit dieser Vorgehensweise für das schwerere Massensystem Au+Au bei 1.0 GeV/Nukleon [Mün93] größere Abweichungen. Insbesondere für das schwere Massensystem verringert sich die Diskrepanz bei Verwendung einer mit der Pionenenergie veränderlichen Coulombkorrektur. In Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes weist das π^-/π^+-Verhältnis eine geringe Variation auf.

Als Ausblick steht ein Vergleich der Spektren aus dem System Ni+Ni mit einer Einschußenergie von 0.8, 1.0 und 1.8 GeV/Nukleon an. Hierbei werden Variationen der Spektrenform mit der Einschußenergie untersucht. Die Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes verschiedener Massensysteme ergibt sich aus einem Vergleich der Systeme Au+Au, Ne+NaF [Mün93] und Ni+Ni bei einer Einschußenergie von 1.0 GeV/Nukleon.

Um den Anteil der N^*-Resonanz an der Pionenproduktion bei 1.8 GeV/Nukleon zu bestimmen, bedarf es theoretischer Rechnungen.

Aus dem π^-/π^+-Verhältnis läßt sich mit Hilfe der Coulomb-Verschiebung der spektralen Anpassungsfunktionen positiv und negativ geladener Pionen unter der Annahme einer Pionenemission von der Oberfläche die Quellgröße der Pionen extrahieren [Wag96]. In Verbindung mit theoretischen Aussagen wird hieraus eine Dichte des Emissionsgebiets errechnet, womit Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Reaktion möglich werden.

Literaturverzeichnis

[Ahn93] W. Ahner, Dissertation 1993, Universität Heidlberg

[Aich91] J. Aichelin, Phys. Rep. 202(1991)233.

[Bal93] P. Baltes: Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerebene zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer, Diplomarbeit, Institut für Kernphsik, TH-Darmstadt, 1993

[Bar97] R. Barth, Dissertation in Vorbereitung an der Universität Heidelberg

[Bas94] S.A. Bass, M. Hofmann, C. Hartnack, H. Stöcker, W. Greiner, Physics Letters. B, 335(1994)289

[Beck93] P. Beckerle, Diplomarbeit, 1993, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

[Bia89] S.F. Biagi, NIM A283(1989)716

[Blair66] I.M. Blair et al.,Phys. Rev. Lett 17(1966)789

[Bre79] A. Breskin, G. Charpak et al., NIM 161(1979)19

[Bri93] D.Brill et al., Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion-Collisions, GSI Preprint, GSI93-33, Mai 1993.

[Cha70] G. Charpak, NIM 80(1970)13

[Cie95] M. Cieŝlak, Dissertation in Vorbereitung, Jagiellonian University Cracow, Poland.

[Es87] H. G. Essel et al.: GOOSY, the new GSI Aquisition and Analysis System for Experiment Data, IEEE Transaction on Nucl. Science, Vol. NS-34, No.4, August 1987, pp. 907-911.

[Foh] Private Miteilung von J. Foh, Elektronikwerkstatt der TH-Darmstadt.

[Gei93] G. Geiermann, Aufbau und Test der Auswert-Elektronik einer Vieldrahtproportionalkammer am Kaonenspektrometer, Diplomarbeit, Fachhochschule Darmstadt, Fachbereich Automatisierungstechnik, April 1993.

[Har93] C. Hartnack, Dissertation 1993, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt; eingereicht Phys. Rev. C .

[He90] J. Hehner, Diplomarbeit, 1990, FH-Rüsselsheim

[JM79] B. Jean Marie et al., NIM 159(79)213

[Jak91] G. Ericsson and B. Jakobsson, Proceedings of the First European Biennial Workshop on Nuclear Physics, Megéve (France), 1991

[KaoS] KaoS-Kollaboration:
W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, R. Brockmann, S. Cabana, M. Cieŝlak, M. Debowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoǹ, B. Kohlmeyer, W. Konrad, M. Mang, D. Miŝkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppel, W. Prokopowics, F. Pühlhofer, R. Renfordt, A. Sandoval, A. Sartorius, R. Schicker, B. Sclei, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, M. Waters, W. Waluŝ.

[Koh89] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppel, B. Schlei, F. Pühlhofer und die KaoS-Kollaboration, GSI Scientific Report 1989(1990) 275

[Kra88] Kenneth S. Krane: Introductory Nuclear Physics, Wiley, New York 1988

[Li91] Bao-An Li und Wolfgang Bauer, Phys. Rev. C, 44(1991)450

[Li93] Bao-An Li, Nuclear Physics A552(1993)605

[Loc70] W.O. Lock, D.F. Measday: Intermediate Energy Nuclear Physics; Methuen & Co. Ltd, London (1970)

[Mis91] D. Miŝkowiec, Dissertation 1991, Jagiellonian University Cracow, Poland.

[Mis94] Private Miteilung von D. Miŝkowiec.

[Mün93] C. Müntz, Untersuchungen zur Pionen-Produktion in relativistischen Schwerionenreaktionen symmetrischer Massensysteme, Doktorarbeit, TH Darmstadt, Inst. f. Kernphysik, July 1993.

[PDG94] Particle Data Group, Phys. Rev. D50(1994)1173.

[Sar91] A. Sartorius: Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt (1991).

[Sen93] P. Senger et al., The Kaon Spectrometer at SIS, NIM A327(1993)393, Preprint GSI-92-77

[Sen94] private Mitteilung von Dr. Peter Senger.

[Shin92] Y. Shin, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt.

[Shur90] E.V.Shuryak: Physics of the pion liquid; Phys.Rev.D42(1990)1764.

[Sz91] Herbert Stelzer: Multiwire chambers with a two-stage gas amplification, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A310(1991)103.

[Trza91] M. Trzaska: Anregung der Δ-Resonanz in Proton-Kern-Stößen ; Doktorarbeit, Universität Heidelberg, Mai 1991, GSI Report 91-14, ISSN 0171-4546

[Ver82] B.J.Ver West, R.A. Arndt: NN single pion produktion cross sections below 1500 MeV; Phys. Rev. C25(1982)1979

[Wag92] A. Wagner: Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer, Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt (1992).

[Wag96] A. Wagner: Dissertation in Vorbereitung an der Technischen Hochschule Darmstadt

[Won88] L. Wong et al., NIM A273(1988)476

[YuLi54] L.C.L. Yuan, S.J. Lindenbaum, Phys. Rev. 93(1954)1431

[YuLi56] L.C.L. Yuan, S.J. Lindenbaum, Phys. Rev. 103(1956)404

Danksagung

Herrn Prof. Dr. E. Kankeleit möchte ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe danken. Besonders in Erinnerung verbleiben mir die interessanten Gespräche und Diskussionen während des Sommersemesters 1994.

Meine Arbeit an der GSI hat federführend Dr. habil. H. Oeschler betreut. Für jegliche Probleme hatte er ein offenes Ohr - seine Weitsicht in physikalischen Fragestellungen hat mir sehr oft weitergeholfen. Für die hervorragende Betreuung möchte ich mich sehr bedanken.

Ganz besonders möchte ich Herrn Dr. C. Müntz danken. Er war mein Ansprechpartner sowohl in technischen als auch physikalischen Fragen. Mit seiner herzlichen Art hat er mir stets für schwierige Aufgaben neue Motivation gegeben.

Herrn Dipl.-Phys. A. Wagner danke ich vor allem für seine stets geübte konstruktive Kritik. Ich konnte in vielen Diskussionen mit ihm durch sein sehr großes Wissen sowohl in technischer als auch in physikalischer Sicht sehr viel lernen.

Allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe möchte ich für die hervorragende Zusammenarbeit danken. Zusammen haben wir schwierige experimentelle Aufgaben ausdauernd bearbeitet und gelöst. Danken möchte ich Dipl.-Phys. A. Sartorius für die Einführung in die Welt der Vieldrahtkammern, Dipl.-Phys. P. Baltes für seine geduldigen Erläuterungen zum Thema ”Transputer”, Dr. V. Lips für seine Hilfsbereitschaft und seine fröhliche Art und Dr. M. Rhein für seine Unterstützung und seine warmherzige väterliche Art.

Herrn Prof. Dr. E. Grosse möchte ich danken für die freundliche Aufnahme in die KaoS-Kollaboration. Alle Kaoten waren stets bereit, geduldig meine Fragen zu ertragen. Besonderer Dank für hilfreiche Diskussionen gilt Dr. P. Senger, Dr. J. Speer und Dr. D. Miśkowiec. Herrn Dipl.-Phys. R. Barth möchte ich für die große Hilfe bei Fragen zum Thema ”Computer” sehr herzlich danken.

Im Detektorlabor der GSI unter der Leitung von Dr. H. Stelzer entstand der technische Teil dieser Arbeit. Für die tatkräftige Unterstützung in freundschaftlicher Atmosphäre möchte ich besonders Dipl. Ing. H. Daues, Dipl. Ing. J. Hehner und H. Junk danken.

Die Ausleselektronik wurde in der Elektronikwerkstatt der TH-Darmstadt entwickelt. Besonderer Dank gilt dem Leiter Dipl. Ing. J. Foh.

Sehr herzlich danken möchte ich meiner Schwester für die gewissenhafte Durchsicht des Manuskriptes.

Meine Eltern haben mir mein Studium ermöglicht - Interesse, Geduld und Verständnis waren für sie selbstverständlich. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.