

UNTERSUCHUNGEN DER IN-MEDIUM-EIGENSCHAFTEN
VON K_S^0 -MESONEN UND Λ -HYPERONEN
AN DER PRODUKTIONSSCHWELLE

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Ralf Kutsche
aus Selters / Westerwald

Darmstadt 1999
D 17

Referent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger
Koreferent: Prof. Dr. J. Wambach

Tag der Einreichung: 03. Dezember 1999
Tag der Prüfung: 25. Januar 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Das Feld der Schwerionenphysik	5
1.2	Eigenarten von seltsamen Teilchen	15
1.3	Motivation zur Messung von Seltsamkeit in Schwerionenstößen . .	18
2	Das Experiment	26
2.1	Experimenteller Aufbau	26
2.1.1	Das FOPI-Experiment	26
2.1.2	Eckdaten der Detektorkomponenten	28
2.2	Verwendete Targets	31
2.3	Das Auslösesystem (Trigger)	32
3	Analyse der inklusiven Daten	34
3.1	Kalibration der CDC	34
3.2	Ereignisselektion	39
3.3	Teilchenidentifizierung	41
3.4	Detektorakzeptanz	44
3.5	Zentrale Ereignisse und deren Topologie	45
3.6	Bestimmung der Reaktionsebene	50
3.7	Rekonstruktion der neutralen Teilchen	54
3.7.1	V^0 -Rekonstruktion	55
3.7.2	Spurselektion	58
3.7.3	K_S^0 -Selektion	60
3.7.4	Λ -Selektion	64
3.8	Invariante Massenspektren	66
3.9	Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds	68
3.10	Akzeptanz und Effizienz	72
4	Physikalische Ergebnisse	78
4.1	Kinematische Verteilungen	79
4.2	Azimutale Winkelverteilung	85
4.2.1	Der gerichtete Seitwärtsfluß	86

5	Diskussion und Interpretation	98
5.1	Theoretische Relevanz von experimentellen Observablen	98
5.2	Theoretische Interpretation erzielter Ergebnisse	102
6	Zusammenfassung und Ausblick	109
A	Bestimmung der Spektatoren	113
	Abbildungsverzeichnis	118
	Tabellenverzeichnis	119
	Literaturverzeichnis	131

Kapitel 1

Einleitung

Reaktionen zwischen Atomkernen bei relativistischen Energien bieten die einzigartige Möglichkeit, hoch komprimierte und stark erhitzte Kernmaterie im Labor zu erzeugen und ihre Eigenschaften zu untersuchen. In diesen Reaktionen werden Kerndichten erreicht, wie man sie im Inneren eines Neutronensterns oder im Kern einer Supernova vorfindet. So wie der Schall beim Übergang von einem Medium zu einem anderen eine unterschiedliche Wellenlänge aufweist, so ändern sich Eigenschaften von Hadronen wie Masse und Lebensdauer in der Umgebung von heißer und dichter Kernmaterie. Hier zeigt sich, daß diese Effekte fundamentale Auswirkungen auf die elementaren Wechselwirkungen haben. So kann unter diesen Umständen beispielsweise die chirale Symmetrie teilweise wiederhergestellt werden. Die Chiralität [griech.; „*Händigkeit*“] ist im Fall von verschwindenden Quarkstrommassen eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung (QCD) und entspricht - im Falle masseloser Teilchen - der Projektion des Spins auf den Impuls. Unter Normalbedingungen ist diese Symmetrie explizit gebrochen und generiert die fundamentalen Massen der Konstituenten. Schon aus diesen Gründen besteht ein zentrales Interesse, die Eigenschaften von Kernmaterie unter solchen extremen Bedingungen zu untersuchen.

Nun beabsichtigt man einen ähnlichen Effekt, nämlich die Modifikation hadronischer Eigenschaften in einer nuklearer Umgebung, nachzuweisen. Es zeigt sich, daß diese Effekte aufgrund des Massenunterschieds der Quarkstrommassen $m_s \gg m_{u,d}$ sich sehr viel stärker auf Kaonen als auf Pionen auswirken. Daher gilt ihnen ein besonderes Interesse. So zeigen die Untersuchungen von Schwerionenkollisionen eine erhöhte Produktion von Kaonen unterhalb der Produktionsschwelle von direkten NN -Stößen [B⁺97b, L⁺99, K⁺99]. Diese Resultate können als Folge von kooperativen Effekten, z.B. Mehrstufenprozessen und der Modifikation hadronischer Eigenschaften verstanden werden [SGM⁺94, WRW97, LLB97b, BCM98].

Die attraktiven bzw. repulsiven KN -Wechselwirkungen werden für die Modifikation der hadronischen Eigenschaften in einem nuklearen Medium verantwortlich gemacht. Sie führen unter anderem zu einer Kaonemission in Richtung oder in entgegengesetzte Richtung des Nukleonenstroms [LKL95]. Um diesen Aspekt zu

studieren, benötigt man die nahezu vollständige Information eines Schwerionenerignisses. Hierfür stellt das an der GSI aufgebaute FOPI-Detektorsystem ideale experimentelle Bedingungen bereit. Damit sind die Voraussetzungen geschaffen, kollektive Effekte, speziell den gerichteten Seitwärtsfluß von seltsamen Teilchen, zu studieren. Die gemessenen K^+ -Mesonen zeigen in den untersuchten Systemen eine zur Reaktionsebene annähernd isotrope Emission [R⁺95b, Cro98]. Dieser experimentelle Befund wird als Hinweis auf ein repulsives K^+N -Potential und damit indirekt als Hinweis auf eine Modifikation der Eigenschaften von Kaonen gewertet. Allerdings könnte diese Beobachtung zumindest teilweise auch durch die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen K^+ und den Protonen erklärt werden. Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Untersuchung der neutralen Kaonen, die keinem Coulombeffekt unterliegen.

Neben der Untersuchung der neutralen Kaonen bildet die der Λ -Hyperonen einen weiteren Schwerpunkt. Sie werden im gleichen Stoßprozeß assoziiert mit den positiven Kaonen produziert ($BB \rightarrow K^+\Lambda B$); der Vergleich zwischen diesen beiden seltsamen Teilchen sollte daher interessante Rückschlüsse zulassen. Durch die Untersuchung des gerichteten Seitwärtsflusses von Λ -Hyperonen gewinnt man ebenfalls Informationen über die Veränderungen von Eigenschaften dieser Teilchen in nuklearer Materie. Aus den Resultaten der Spektroskopie an Λ -Hyperkernen extrahiert man in unendlich ausgedehnter Kernmaterie ein ΛN -Potential von $V_{\Lambda N} \approx -30$ MeV [MDG88, A⁺95, MSK⁺96]. Das entspricht ungefähr der Hälfte des NN -Potentials. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es, das ΛN -Potential unter extremen Bedingungen in nuklearer Materie zu studieren.

Die erzielten Ergebnisse sind aus den Untersuchungen von insgesamt $6,4 \times 10^6$ Ni+Ni-Kollisionen bei 1,93A GeV und $7,3 \times 10^6$ Ru+Ru/Zr-Kollisionen bei 1,69A GeV hervorgegangen. Durch das 4π -Detektorsystem FOPI steht die nahezu vollständige Information eines Schwerionenerignisses zur Verfügung, die ein detailliertes Studium der kollektiven Effekte seltsamer Teilchen zuläßt. Die neutralen seltsamen Teilchen werden durch ihre geladenen Zerfallsprodukte $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ an einem vom Target entfernten Vertex durch ihre invariante Masse identifiziert. Daher beginnt die Analyse nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus mit der Identifikation geladener Teilchen. Hiernach erfolgt die Untersuchung und Klassifizierung von Ereignissen, sowie die Bestimmung der Reaktionsebene. Anschließend wird die Rekonstruktion der neutralen seltsamen Teilchen vorgestellt. Spurqualität sowie Bedingungen an geometrische und kinematische Observablen werden gefordert, um den hohen kombinatorischen Untergrundanteil weitgehend zu unterdrücken. Der aus unkorrelierten Teilchenpaaren zusammengesetzte Untergrund wird mit der sogenannten „*Event-Mixing*“-Technik bestimmt. Nach Subtraktion des Untergrundanteils werden die physikalischen Ergebnisse diskutiert und mit theoretischen Modellrechnungen verglichen. Zur Bestimmung der Produktion von K^0 -Mesonen und Λ -Hyperonen im gesamten Phasenraum werden die Rekonstruktionsverluste mittels einer vollständigen Detektorsimulation untersucht und korrigiert. Im Mittelpunkt steht die Untersuchung

der kollektiven Effekte neutraler seltsamer Teilchen. Aus den Resultaten der azimutalen Verteilung der Teilchenemission in Bezug auf die Reaktionsebene kann eine Aussage über die resultierenden Potentiale getroffen werden. Dieses Ergebnis wäre damit ein Indiz für die Modifikation hadronischer Eigenschaften in nuklearer Materie. Die Ergebnisse dieser Arbeit erweitern somit die Kenntnisse über die Art der Potentiale, die Modifikation der Eigenschaften seltsamer Teilchen in einem nuklearen Medium und die Produktionsmechanismen dieser Spezies.

1.1 Das Feld der Schwerionenphysik

„Es giebt also Kräfte [Agentia] in der Natur, welche den Körpertheilchen durch kräftige Anziehung Zusammenhang verleihen, und es ist die Aufgabe der experimentellen Naturforschung, diese aufzufinden.“

Isaac Newton (1704) [New84]

Seit dem letzten Jahrhundert hat die Physik revolutionäre Entwicklungen durchgemacht und hat sowohl den Umfang als auch die Tiefe unseres Verständnisses für die kleinsten Dinge dieser Welt wachsen lassen. Hier besteht ein großes Interesse an den Eigenschaften der fundamentalen Bausteine der Materie und an ihren Wechselwirkungen. Zur Beschreibung von Wechselwirkungen unter diesen Bausteinen werden fundamentale Modelle aufgestellt. Hier können zwei Wege verfolgt werden: Erstens die Untersuchung der elementaren Prozesse im Vakuum oder zweitens die Untersuchung dieser Prozesse in einem Medium. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von einem Medium auf die elementaren Prozesse mittels Kernreaktionen untersucht. Um die innere Struktur der Materie aufzulösen und deren Eigenschaften zu studieren, werden sehr hohe Energiedichten notwendig. Die unterschiedlichen Energiebereiche werden durch Beschleuniger und Speicherringe bereitgestellt. Gegenwärtig werden die Kernreaktionen oder spezieller die Schwerionenexperimente in drei Energiebereiche eingeteilt.

- **Kleine und mittlere Energien:** Die kinetischen Laborenergien liegen im Bereich von 500 MeV pro Nukleon (A MeV). Die Experimente in diesem Energiebereich werden u.a. am Linearbeschleuniger UNILAC und dem Schwer-Ionen-Synchrotron (SIS) bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt sowie am National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) an der Michigan State University in den USA oder am GANIL bei Caen in Frankreich durchgeführt. Die bei diesen Energien beobachtete Fragmentierung der im Stoß angeregten Kernmaterie liefert Informationen über die Zustandsgleichung (Abb. 1.2) der Kernmaterie in der Nähe der Sättigungsdichte sowie die Mechanismen einer möglichen spinodalen Instabilität [FKNW99].

- **Relativistische Energien:** Mit Experimenten im Energiebereich von 0,5 bis 2A GeV begann man in den 80er Jahren mit dem BEVALAC am Lawrence Berkeley Laboratory (LBL), in den USA. Sie nehmen an der GSI ihren Fortgang mit dem FOPI-, KaoS- und HADES-Experiment. Bei diesen Energien durchdringen sich zwei kollidierende Kerne und stoppen dabei möglicherweise weitgehend ab [PSP⁺97, RR97, R⁺99b]. Ein entscheidender Aspekt ist, daß der sich bildende Feuerball nach gegenwärtiger Vorstellung im Zustand maximaler Kompression eine Dichte von bis zum 3fachen Wert der Normaldichte $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$ von Kernmaterie und eine Temperatur von 60 bis 90 MeV erreicht [SKW⁺93, Dan94].
- **Ultrarelativistische Energien:** Dieser Energiebereich (größer als 10A GeV) wird u.a. mit dem Synchrotron AGS am Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA untersucht. Bei den kinetischen Energien von 11 bis 16A GeV werden Dichten von bis zum 8fachen der normalen Kerndichte erwartet [D⁺98]. Es ist beeindruckend, daß alle produzierten Teilchen im Rahmen eines thermischen Feuerballmodells mit der gleichen Temperatur beschrieben werden können. Ein solches thermodynamisches Gleichgewicht kann erreicht werden, wenn alle Teilchen im Augenblick der Hadronisierung gemeinsam produziert werden [BMSWX96]. Bei dem SPS-Beschleuniger am CERN in Genf werden Energien von 150 bis 200A GeV bereitgestellt. Hier beobachtet man, daß bei dem Durchdringen der Kerne so viele Mesonen produziert werden, daß man von einem mesonenreichen Untersystem sprechen kann und es Sinn macht, dieses System mit Hilfe eines Gasmodells zu beschreiben. In denen zur Zeit im Aufbau- oder im Planungsstadium befindlichen Beschleunigeranlagen wie beispielsweise dem RHIC am BNL oder LHC am CERN werden Energien von bis zu $\sqrt{s} \sim 5A \text{ TeV}$ erwartet [HMYN98, Fae99].

Relativistische Schwerionenreaktionen bieten die Möglichkeit, im Labor die Eigenschaften verdichteter, hoch angeregter Kernmaterie gezielt und unter ausgewählten Rahmenbedingungen zu studieren, da hier die kinetische Energie und die Systemgröße unter kontrollierten Bedingungen variiert werden können. Die im Experiment gemessenen kinetischen Verteilungen der Teilchen sind in erster Näherung mit Boltzmannverteilungen zu vergleichen. In Anlehnung an die statistische Physik von Flüssigkeiten und Gasen bietet es sich an, makroskopische Größen wie die Temperatur, den Druck, die Flußgeschwindigkeit, die Energiedichte etc. zu definieren und mit ihrer Hilfe die Phänomene einer Kernreaktion zu beschreiben. So wurden thermodynamische und hydrodynamische Modelle entwickelt [BL55, Dan79, SG86, S⁺97] um ein qualitatives Bild der Raum-Zeit-Entwicklung einer nuklearen Kollision zu erhalten. Eine hydrodynamische Vorhersage ist beispielsweise die Bildung einer Schockwelle, wenn die Projektilgeschwindigkeit oberhalb der Schallgeschwindigkeit c_s liegt. Das kann schon bei Energien

zwischen 10 bis 20 A MeV erreicht werden [SHG74, ABHN75, SHSG77, DR87].

$$\frac{c_s}{c} = \frac{\partial p}{\partial e} \approx \sqrt{\frac{K}{9m_N}} \quad (1.1)$$

K : Kompressibilität von Kernmaterie $K \approx 180 \dots 300$ MeV

m_N : Masse eines Nukleons $m_N = 938$ MeV

In den Experimenten [R⁺97, RR97, R⁺99b] konnte gezeigt werden, daß aufgrund der Viskosität und der kleinen Ausdehnung der Kerne [Dan94] das Konzept der Schockwellen bei relativistischen Energien (SIS) quantitativ eine geringe Bedeutung hat. Das ist ein sehr interessantes Ergebnis, das auf die Grenzen der Beschreibung und gleichzeitig auf die Vielfältigkeit dieses Gebietes aufmerksam macht. Aber wie kann man sich solche Reaktionen vorstellen?

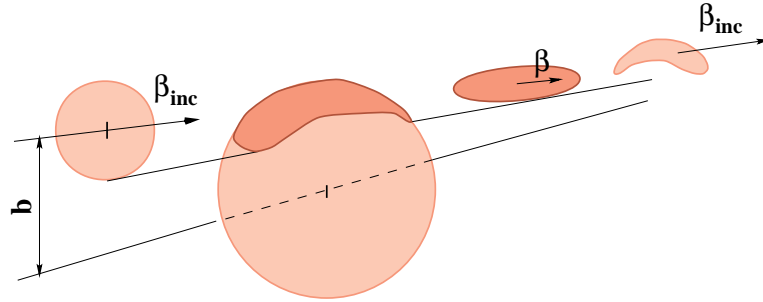


Abbildung 1.1: Der einlaufende Kern trifft mit der Geschwindigkeit β_{inc} und dem Stoßparameter b auf einen ruhenden Kern. Die dabei vom Projektil und Target weggefegte heiße und hochdichte Materie trägt den Namen Feuerball.

Bei einem zentralen Stoß relativistischer schwerer Ionen kann die in der Stoßzone liegende Kernmaterie nicht schnell genug ausweichen, und es kommt in der Reaktionszone zu einer starken Kompression und Aufheizung der Kernmaterie. In der Überlappzone der kollidierenden Kerne bildet sich ein Feuerball (Abb. 1.1), der aus den an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen, angeregten Nukleonenresonanzen und produzierten Teilchen besteht. Bei den an der GSI möglichen Einschußenergien von etwa 2 A GeV liegen die im Feuerball erreichbaren Temperaturen und Dichten bei $T \leq 90$ MeV und $\rho \leq 3\rho_0$ [SKW⁺93, Dan94], wobei die nukleonische Sättigungsdichte ρ_0 etwa $0,17 \text{ fm}^{-3}$ beträgt. Diese Experimente sind nicht trivial, da bei diesen hohen Energien in einem zentralen Stoß die Kerne in viele Teile zerplatzen, thermische Anregung zu chaotischen Bewegungen von Hadronen und Fragmenten führt und gleichzeitig weitere Teilchen produziert werden. Aus der Vermessung dieser Vielzahl von Teilchen versucht man auf die anfängliche kurzlebige, hoch verdichtete Phase zu schließen. Dazu benötigt man

verschiedene Modelle, mit denen wir unsere gegenwärtigen Vorstellungen und Erkenntnisse ausdrücken. Erst der Vergleich der experimentellen Daten mit den Modellen führt zum Verständnis der Ereignisse und damit zu neuen Erkenntnissen. Die „Zustandsgleichung von Kernmaterie“, oder **E**quation of **S**tate (EoS) ist

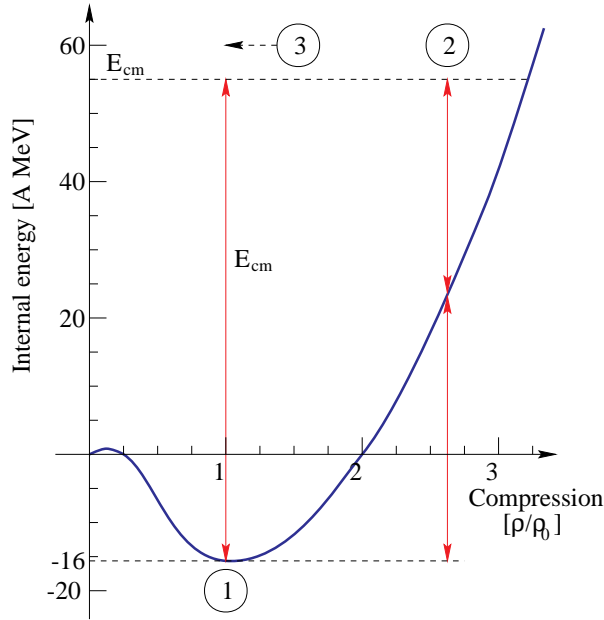


Abbildung 1.2:

Skizze der Zustandsgleichung, die die innere Energie pro Nukleon zur normierten Dichte bei Temperatur $T=0$ in Relation setzt. Der Reaktionszyklus ist durch ① (vor der Reaktion), ② (maximale Kompression) und ③ (Expansion zum „freeze-out“ tendierend) wiedergegeben. In der Phase ② zeigt die Kurve den Anteil der Kompressionsenergie an der Gesamtenergie.

eine fundamentale Beziehung und gibt die Abhängigkeit der inneren Energie von thermodynamischen Zustandsvariablen wie Dichte und Temperatur wieder. Ihr Kenntnis ist hilfreich für das Verständnis heißer, komprimierter Kernmaterie. Abb. 1.2 gibt die Entwicklung der inneren Energie pro Nukleon eines Systems unter bestimmten Voraussetzungen der thermodynamischen Zustandsvariablen wieder. Diese um ρ_0 parabolische Funktion der Zustandsgleichung $\epsilon(\rho, T = 0)$ repräsentiert eine Abschätzung der Grundzustandsenergie pro Nukleon zur angeregten nuklearen Materie. Die Kernkompressibilität $K \approx 180 \dots 300$ MeV ist die Krümmung im Minimum dieser Kurve bei $\rho = \rho_0$. In dieser Darstellung beginnt der Reaktionszyklus im Grundzustand bei Position ①. Berücksichtigt man nur die „Kondensationsenergie“, die frei wird, wenn sich die Nukleonen zu einem Kern vereinigen, so ist die Bindungsenergie etwa $-16A$ MeV. Bei Position ② ist das Durchdringen der beiden aufeinander geschossenen Kerne abgeschlossen. Unter der Annahme, daß ein thermisches Gleichgewicht erreicht wurde, kann das System zu diesem Zeitpunkt durch Zustandsvariablen beschrieben werden.

In diesen Reaktionen bilden thermische Energie und zusätzliche Kompressionsenergie den Druck, welcher die anschließende Expansionsphase steuert. Man beobachtet, daß sich während dieser Expansionsphase die Temperatur ändert und sich aufgrund des Druckgradienten und des effektiven Nukleonopotentials ein kollektiver Fluß ausbildet. Dieser Effekt einer kollektiven Expansion wurde in eindrucksvoller Weise durch das hydrodynamische Modell [SLG74] Ende der 60er

Jahre vorhergesagt. Etwa zehn Jahre später, in den 80er Jahren, erfolgte der experimentelle Nachweis am BEVALAC [G⁺84]. Die strenge lineare Abhängigkeit der mittleren kinetischen Energie als Funktion der Masse galt als überzeugender Beweis für die Existenz kollektiver Effekte [R⁺97]. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 1.3 dargestellt. Ein Teil der Energie wird somit durch den kollektiven Ef-

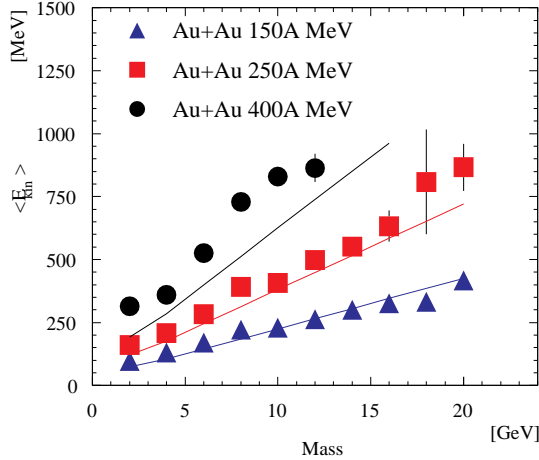


Abbildung 1.3:

Mittlere kinetische Energie als Funktion der Masse im polaren Winkelbereich von 25–45° für drei Einschussenergien einer zentralen Au+Au-Reaktion. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung mit einem Geschwindigkeitsprofil nach dem Blast Modell über den vollen Datensatz dar [R⁺97].

fekt aufgenommen. Dieser Anteil beträgt beispielsweise in der gerade erwähnten Referenz in zentralen Au+Au-Reaktionen bei Einschußenergien von 150 bis 400A MeV etwa 60% der totalen Energie. Ein weiterer Teil der Energie wird für die Anregung von Nukleonen und zur Produktion von Pionen und anderen Teilchen verwendet. Die Kompressionsenergie wird erniedrigt und nach dem Abschluß der primären Prozesse bilden sich Deuteronen, Tritonen, Helium und schwerere Cluster, bis letztendlich die Dichte einen Wert von ungefähr $\rho \sim 0,5\rho_0$ annimmt und der physikalische Prozeß - die Wechselwirkung zwischen benachbarten Teilchen - abgeschlossen ist. Damit ist die zugrundeliegende Situation einer Schwerionenreaktion dargestellt.

Da es experimentelle Hinweise gibt [R⁺97, RR97, R⁺99b], daß sich bei diesen Reaktionen kein globales thermisches Gleichgewicht einstellt, sind neben den thermo- und hydrodynamischen Modellen mikroskopische Transportmodelle wie beispielsweise Kaskadenmodelle sowie klassische und quantenmolekulardynamische Modelle (MD, QMD, IQMD, RQMD, etc.) [CWY79, YF81, BP81, AS86, SSG89] entwickelt worden. Eines dieser Ansätze ist am Beispiel einer Au+Au-Kollision bei 2A GeV [Bas97] in Abb. 1.4 illustriert.

Aus experimenteller Sicht stehen im Wesentlichen zwei Zugänge zum Studium solcher Reaktionen zur Verfügung:

(a) Untersuchung der Emission von Nukleonen und Kernfragmenten

Diese Untersuchungen eignen sich hauptsächlich zum Studium der auftretenden kollektiven Phänomene, wobei die Teilchenproduktion von den intrinsischen Prozessen in der Kollisionszone beeinflusst wird. Aus dem Studi-

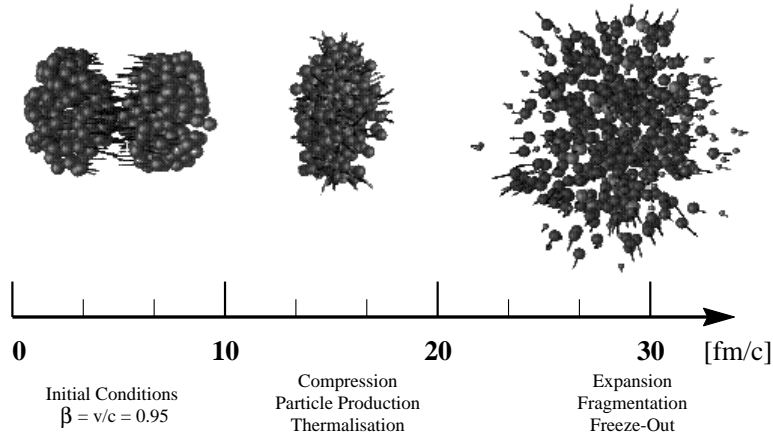


Abbildung 1.4: *Simulierter räumlicher und zeitlicher Ablauf einer Au+Au-Kollision bei 2A GeV [Bas97]. Relativistische Effekte führen zu einer Kontraktion in Bewegungsrichtung. In der Hochdichtephase werden Resonanzen angeregt und hauptsächlich Mesonen erzeugt. In der letzten Darstellung steuert der Druckgradient die Expansionsphase.*

um der Emission von Nukleonen und Kernfragmenten resultieren die grundlegenden Erkenntnisse über die makroskopischen Eigenschaften der Schwerionenkollisionen. Mit Hilfe einer Skizze, die in Abb. 1.5 zum Zeitpunkt der Kollision dargestellt ist, können beobachtete Phasenraumverteilungen verstanden werden. Im Überlappungsbereich der beiden kollidierenden Kerne

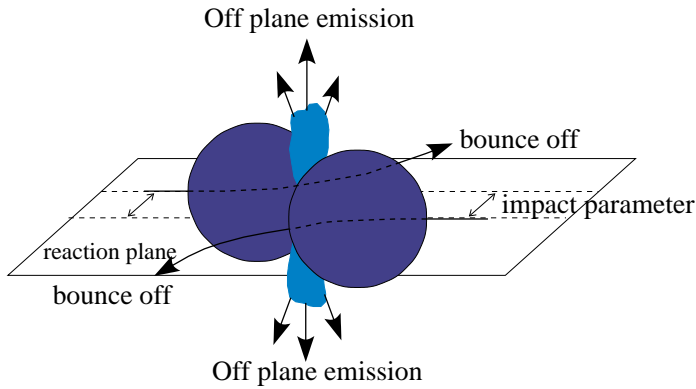


Abbildung 1.5: *Schematisches Bild einer Kernreaktion im Moment der Kollision. Die sich gerade entwickelnden dominanten kollektiven Effekte einer Schwerionenreaktion werden gezeigt.*

wird die Kernmaterie stark verdichtet und teilweise aus der Reaktionsebene herausgequetscht („*in-plane*“- bzw. „*out-of-plane*“-Emission). Im Gegensatz zu den an der Kernreaktion teilnehmenden Teilchen werden die nicht unmittelbar an der Reaktion teilnehmenden Spektatoren in die Reaktionsebene gestreut („*bounce-off*“). Aber auch die an einer Reaktion teilnehmenden Teilchen („*Partizipanten*“) können in die Reaktionsebene gestreut werden

(„*side-splash*“, zur besseren Übersicht nicht dargestellt). Wichtige Ergebnisse zu diesen Phänomenen findet man in den Referenzen [K⁺89, P⁺94, RR97, C⁺97, And98].

Für transparente oder periphere Reaktionen zeigen die Rapiditätsverteilungen zwei Maxima bei Target- und Projektilrapidity. Bei zentralen Reaktionen scheint es, daß Teilchen aus einer im Schwerpunktsystem ruhenden Quelle emittiert werden. Demnach scheinen nach einer kurzen Zeitentwicklung des Stoßes die kollidierenden Kerne abgestoppt [Wan97]. Longitudinale und transversale Impulsverteilungen können hier einen Aufschluß über eine mögliche Thermalisierung des Systems liefern. Eine weitere Möglichkeit bietet die Untersuchung zweier gleich schwerer kollidierender Systeme mit unterschiedlicher Neutronen-Protonen-Zahl [R⁺99b, H⁺99]. Hier nutzt man die unterschiedliche Verteilung der Neutronen-Protonen-Emission relativ zur Schwerpunktrapidity.

(b) Untersuchung der Produktion von Teilchen

Bei einer Erhöhung der Einschußenergie und einem Überschreiten der Schwellenenergie setzt die Mesonen- bzw. Hadronenproduktion ein. Für Energien bis zu 2A GeV im Labor (fixed-target experiment) handelt es sich im Wesentlichen um Pionenproduktion und Deltaanregung. Es werden aber auch K^- , η^- , ϕ -Mesonen oder Λ^- und Σ^- -Baryonen produziert. Da diese Teilchen nicht im Eingangskanal vorkommen, erlaubt ihr Studium die Untersuchung der Dynamik und zeitlichen Entwicklung der Reaktion und ist aufgrund der hohen Produktionsschwellen sensitiv auf mikroskopische Prozesse. Aus physikalischer Sicht ist die Untersuchung der Teilchenproduktion in der Nähe und unterhalb der Produktionsschwelle ein besonders interessantes Gebiet [CWY79]. Dieses Studium erlaubt Rückschlüsse auf die kinematischen Bedingungen in der hochdichten, heißen Phase sowie den Einfluß von Zwei- und Mehrstufenprozessen (kooperative Effekte).

Natürlich ist man daran interessiert, etwas über elementare Prozesse zu lernen. Ähnlich wie der Schall aufgrund beim Übergang von einem Medium zu einem anderen seine Wellenlänge ändert, so ändern sich hadronische Eigenschaften, wie Masse und Lebensdauer in der Umgebung von heißer und dichter Kernmaterie. Eine Modifikation der hadronischen Eigenschaften kann eine teilweise Wiederherstellung einer fundamentalen Erhaltungsgröße der Quantenchromodynamik (QCD) zur Folge haben. Diese Erhaltungsgröße nennt sich Chiralität und unterscheidet eine Links- bzw. Rechtshändigkeit von Teilchen, die in einem einfachen Bild der Projektion des Spins auf den Impuls entspricht. Unter Normalbedingungen ist diese Symmetrie spontan gebrochen, kann jedoch bei extrem herrschenden Bedingungen, hohe Temperatur und Dichte, wiederhergestellt werden. Die Konsequenz dieser spontan gebrochenen Symmetrie ist die effektive Masse der fundamentalen Quarks, die sich in den Massen der Hadronen

manifestiert. Mit Rechnungen im Rahmen eines Nambu-Jona-Lasinio-Modells (NJL) [NJL61, LKW92, CB99], kann der Erwartungswert des Quark-Antiquark-Kondensats $\langle \bar{q}q \rangle$ berechnet werden. Dieser Erwartungswert ist in Abb. 1.6 als Funktion der Baryondichte und der Temperatur aufgetragen. Man erkennt,

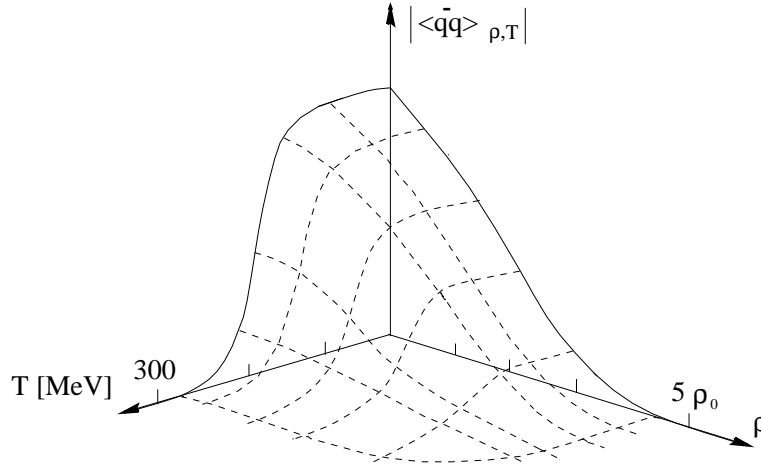


Abbildung 1.6: Erwartungswert des Quark-Antiquark-Kondensats als Funktion der Baryondichte ρ und der Temperatur T innerhalb des Nambu-Jona-Lasinio-Modells [LKW92, CB99].

daß bereits bei normalen Kerndichten beobachtbare Abweichungen zu erwarten sind. Die Reduktion des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats in heißer, dichter Kernmaterie könnte sich in reduzierten In-Medium-Massen von Mesonen äußern [RW99, CB99]. Somit stellt sich die Frage, in wie weit man durch die Untersuchung dieser Reaktionen etwas über die fundamentalsten Gesetze lernen kann. Eine experimentelle Sonde zur Untersuchung dieser Effekte muß folgende Bedingungen erfüllen:

1. Sie sollte noch während der hochdichten Phase zerfallen, da hier die Mediumeffekte wirken.
2. Ihre Zerfallsprodukte dürfen nur gering mit der nuklearen Umgebung Wechselwirkung, da sie sonst die hochdichte Phase nicht ungestört verlassen können.

Diese Anforderungen wird von Leptonen erfüllt. Da Kaonen, wie später gezeigt, nur gering mit ihrer nuklearen Umgebung wechselwirken, können auch sie eine geeignete Probe darstellen. Die Modifikation der elementaren Eigenschaften sollte sich in den Änderungen der Produktionsquerschnitte widerspiegeln. So zeigen die Untersuchungen von Schwerionenkollisionen eine erhöhte Produktion von Kaonen unterhalb der Produktionsschwelle von direkten NN -Stößen [B⁺97b, L⁺99, K⁺99]. Diese Resultate können auch als Folge von kooperativen Effekten verstanden werden. In einem weiteren Schritt untersucht man die dafür verantwortlichen

attraktiven bzw. repulsiven KN -Wechselwirkungen. Sie führen zu einer Kaone-mission in Richtung oder entgegen des Nukleonenstroms. Daher ist den kollektiven Effekten, besonders dem gerichteten Seitwärtsfluß von seltsamen Teilchen, eine spezielle Aufmerksamkeit gewidmet [R⁺95b, Cro98].

Das attraktive Potential der K^- -Mesonen in nuklearer Materie [SGM⁺94, WRW97, Lee96, LLB97b] steht auch im Interesse der Astrophysik. In Abb. 1.8 wird deutlich, daß in den Schwerionenexperimenten Kerndichten erreicht werden, die mit Neutronensterndichten vergleichbar sind. So ist es vielleicht mit den Ergebnissen dieser Laboruntersuchungen möglich, einem weiteren ungelösten Problem einen Schritt näher zu kommen. Es ist unklar, warum man bis heute kaum Neutronensterne findet, die die 1,5fache Masse der Sonne nicht überschreiten. Nach dem heutigen Wissensstand sollten Sterne, deren innerer Eisenkern eine Masse von bis zu dem 2fachen der Sonnenmasse entspricht, in Neutronensterne kollabieren, während schwerere Systeme als Schwarze Löcher enden. Ein sehr in-

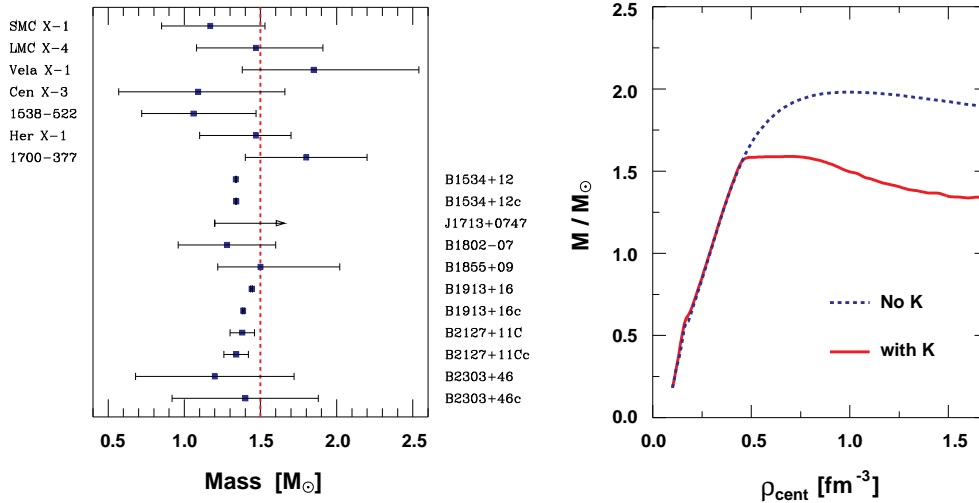


Abbildung 1.7: In der linken Abbildung ist die Masse der beobachteten Neutronensterne aufgetragen [BB94, Lee96, PL98]. In der rechten Abbildung ist die maximale Neutronensternmasse als Funktion der zentralen Dichte ohne und mit der Annahme eines K^- -Kondensats dargestellt.

teressantes Ergebnis einer Studie besagt, daß die im Neutronenstern existierenden Elektronen in ein Antikaon und ein Neutrino umgewandelt werden können, wenn die effektive Masse des Antikaons bei 3facher Nukleonendichte um 200 MeV abgesenkt wäre [LLB97a]. In diesem Fall könnte die stellare Materie sehr viel stärker komprimiert werden. So könnten Sterne mit Massen des inneren Kerns vom 1,5 bis 2fachen der Sonnenmasse nach einer Supernovaexplosion eventuell in einem Schwarzen Loch enden. Ein weiterer Mechanismus, der zu einer Reduzierung der Neutronensternmasse führt, wäre die Anwesenheit von Hyperonen [GM91]. Dies

soll nach theoretischen Vorhersagen zu einer signifikant weicheren Zustandsgleichung führen [BG97]. Diese Spekulationen könnten das Rätsel der bis heute nicht nachgewiesenen Strahlung im Zentrum von SN1987A [BB94, ELP96] vielleicht lösen, in dem sich ein schnell rotierender Neutronenstern (Pulsar) befinden soll.

Ein weiteres Phänomen in diesem Zusammenhang ist der Übergang hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma. Nach den Vorstellungen der QCD sind Nukleonen aus Quarks zusammengesetzt, die durch den Austausch von Gluonen gebunden sind. Das zugrundeliegende Kraftgesetz verhindert eine Separation einzelner Quarks aus dem Verband eines Nukleons. Dieses als Confinement bekannte Phänomen hat die experimentelle Beobachtung freier Quarks bisher unmöglich gemacht. Nach der Eichtheorie der starken Wechselwirkung sollte bei hohen Ener-

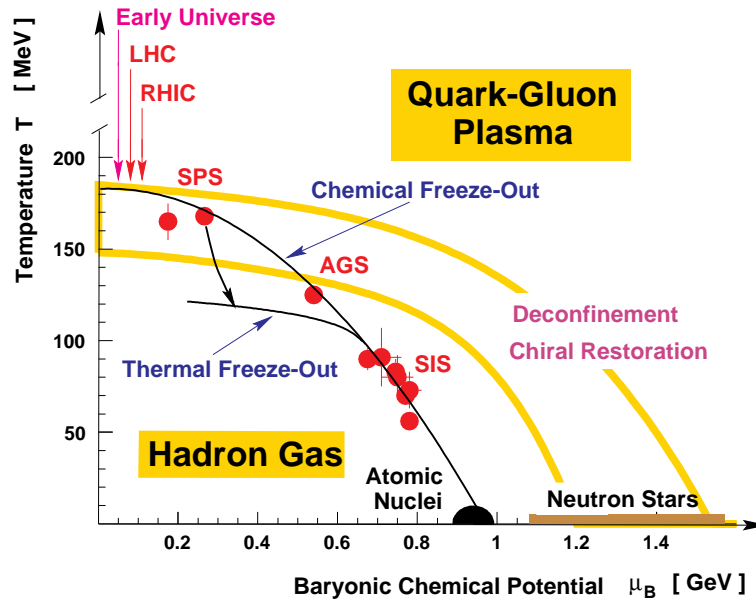


Abbildung 1.8: Phasendiagramm von Kernmaterie zum Quark-Gluon-Plasma. Die hadronischen Ausfrierpunkte der Daten aus den Schwerionenreaktionen bei SIS-, AGS-, und SPS-Energien werden durch ein thermisches Modell bestimmt [Sta99, BM99]. Der durch eine breite Linien eingezeichnete Bereich zwischen hadronischer Materie und dem Quark-Gluon-Plasma basiert auf QCD-Gitterrechnungen mit $\mu = 0$. Der durch den Pfeil angedeutete Verlauf vom chemischen zum thermischen Ausfrieren bei SPS-Energien entspricht einer isentropen Expansion.

giedichten die „Umhüllung“ der Hadronen aufbrechen und sich ein Zustand einstellen, in dem sich die Quarks frei bewegen können. Dieser Phasenübergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma wird nach der Theorie bei einer Energiedichte von etwa $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ erwartet. Das entspricht einer Temperatur von ungefähr 200 MeV. In Abb. 1.8 ist der erwartete Bereich des Phasenübergangs aufgetragen. Es besteht Hoffnung, daß die durch das Experiment gemessenen

Endzustände schon bei den heutigen erreichbaren Energien Informationen eines möglichen Phasenübergangs enthalten [Sta99, CR99, Mül99]. Diese Entdeckung wäre eine wichtige experimentelle Erkenntnis.

Materie unter solch extremen Bedingungen hat auch eine kosmische Relevanz und ist daher von großem Interesse. Sollte unser Universum durch einen Urknall seinen Anfang genommen haben, so befand sich die Materie in den ersten Mikrosekunden nach dem Urknall in einem Zustand extremer Energiedichte, dem Quark-Gluon-Plasma. Heute befinden wir uns in einem kühlen, expandierten Universum, in dem dieser Urzustand zu hadronischer Materie kondensiert ist. Die Untersuchung von Reaktionen bei immer höheren Energien ist daher auch immer ein Blick zurück zu den frühen Phasen des Universums, die die Eigenschaften des heutigen festgelegt haben.

Die genannten Punkte lassen dieses Gebiet besonders interessant erscheinen. In den vergangenen Jahren wurde durch die systematischen Untersuchungen von Schwerionenreaktionen reichhaltige Informationen über hadronische Eigenschaften in Kernmaterie zusammengetragen. Diese Untersuchungen haben dazu geführt, daß ein besonders starkes Interesse an Teilchen mit seltsamen Quark-Inhalt besteht. Die leichtesten seltsamen Teilchen - die Kaonen - waren im letzten Zeitabschnitt im Zentrum vieler theoretischer und experimenteller Forschungen. Das heutzutage schon existierende reiche experimentelle Material über die Kaonenwechselwirkung in Kernmaterie und die neu hinzukommenden Daten stimulieren zu weiteren detaillierteren Untersuchungen. Die Ergebnisse führten letztendlich zur Erstellung dieser Arbeit, der Untersuchung von neutralen seltsamen Teilchen bei SIS-Energien. Daher wird in den nächsten beiden Abschnitten speziell auf die Eigenschaften und die Motivation der neutralen Teilchen eingegangen.

1.2 Eigenarten von seltsamen Teilchen

Mögliche Auswirkungen von Mediummodifikationen der hadronischen Eigenschaften waren in den letzten zwei Jahrzehnten Gegenstand intensiver Untersuchungen. Besonderes Interesse fanden hierbei die Eigenschaften der Kaonen in Kernmaterie. Diese Teilchen sind bei SIS-Energien, neben den Λ - und Σ -Hyperonen, die am häufigsten produzierten seltsamen Teilchen. Die Beimischung der schweren Doppelt-Seltsamen-Teilchen, schwerer seltsamer Mesonen- und Hyperonen-Resonanzen sowie seltsamer Antiteilchen ist erwartungsgemäß klein. Seltsame Teilchen mit gleichem Spin und Parität lassen sich bezüglich ihres Isospins und ihrer Hyperladung in Multipletts gruppieren. Die für diese Arbeit wichtigen Multipletts sind in den Abb. 1.9 und 1.10 dargestellt.

In der starken Wechselwirkung, die die Seltsamkeit erhält, werden die Teilchen mit Seltsamkeit $S = 1$, K^+ -, K^0 -Mesonen, zusammen mit den K^- -, \bar{K}^0 -Mesonen sowie mit den Λ - und Σ -Hyperonen, Seltsamkeit $S = -1$, erzeugt. Die möglichen

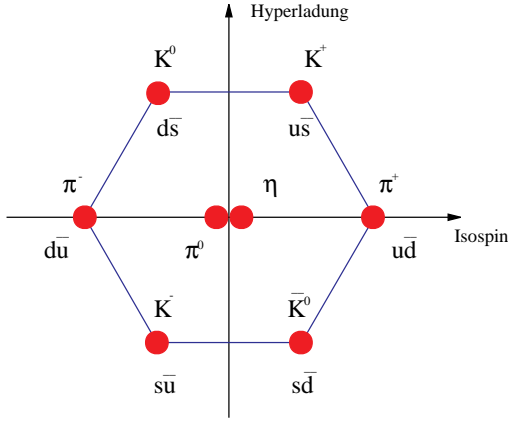


Abbildung 1.9: $SU(3)$ -Oktett der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) mit u -, d -, und s -Quarks.

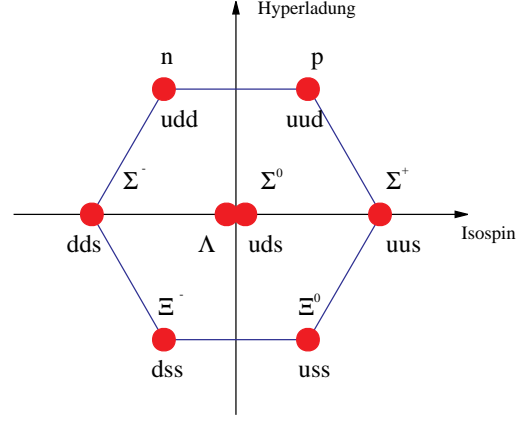


Abbildung 1.10: $SU(3)$ -Oktett der Baryonen ($J^P = \frac{1}{2}^+$) mit u -, d -, und s -Quarks.

Produktionsreaktionen sind:

$$BB \rightarrow K^{+,0} Y B \quad (1.2)$$

$$\pi B \rightarrow K^{+,0} Y \quad (1.3)$$

$$BB \rightarrow K^{-,\bar{0}} K^{+,0} B B \quad (1.4)$$

$$\pi\pi \rightarrow K^{-,\bar{0}} K^{+,0} \quad (1.5)$$

B steht hier für alle Nukleonen und Nukleonenresonanzen, $Y = \Lambda, \Sigma$ für die Hyperonen, und π kennzeichnet das Pion mit der entsprechenden Ladung. Die Produktionsschwelle der direkten Reaktionen in den Nukleon-Nukleon-Kanälen ist sehr hoch. Sie beträgt für die gezeigte Reaktion 1.2

$$E_{\text{th}}(NN \rightarrow K^+ \Lambda N) \approx 1580 \text{ MeV} \quad (1.6)$$

und für die Reaktion 1.4

$$E_{\text{th}}(NN \rightarrow K^+ K^- NN) \approx 2500 \text{ MeV} \quad (1.7)$$

So werden im betrachteten Energiebereich die seltsamen Teilchen bei einer direkten Nukleon-Nukleon-Reaktion in der Nähe ihrer Produktionsschwelle erzeugt.

Die seltsamen Teilchen wechselwirken sehr unterschiedlich mit der Nukleonenumgebung. So haben z.B. die Teilchen K^+ und K^0 mit Seltsamkeit $S = 1$ eine wesentlich längere mittlere freie Weglänge als die Teilchen K^- und \bar{K}^0 mit Seltsamkeit $S = -1$, die durch Reaktionen wie $K^{-,\bar{0}} B \rightleftharpoons Y \pi$ absorbiert werden können. Die wichtigsten Wirkungsquerschnitte für Absorption von K^- sind in Abb. 1.11 als Funktion des Kaonenlaborimpulses aufgetragen. Mit Hilfe des kinetischen Gasmodells kann die mittlere freie Weglänge λ_{K^\pm} dieser Teilchen abgeschätzt werden:

$$\lambda_{K^\pm} = \frac{1}{\langle \sigma_{K^\pm N} \rangle_T \rho_N} \quad (1.8)$$

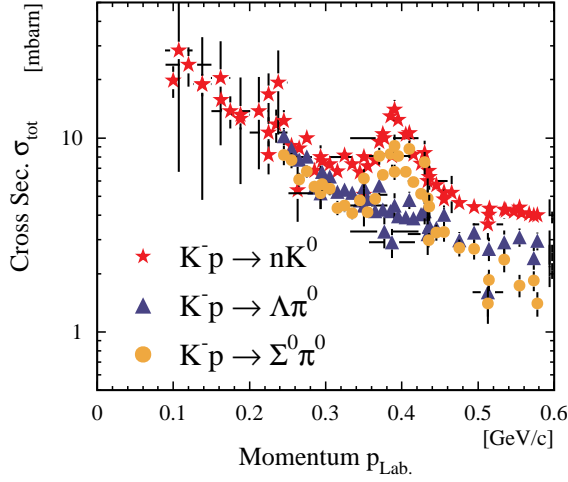


Abbildung 1.11:
Dargestellt sind die wichtigsten Wirkungsquerschnitte der K^- -Absorption als Funktion des Kaonenlaborimpulses. Die Wirkungsquerschnitte sind aus Referenz [BFMM88a] entnommen worden.

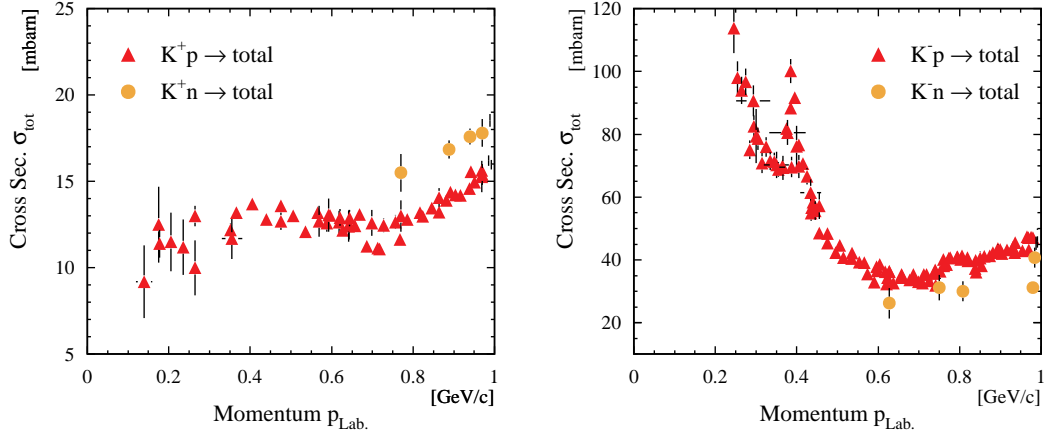


Abbildung 1.12: Gezeigt sind die experimentellen KN -Wirkungsquerschnitte als Funktion des Kaonenlaborimpulses, wie sie in den Modellen benutzt werden. Die Wirkungsquerschnitte sind aus [BFMM88a, BFMM88b] entnommen worden.

Benutzen wir gemittelte NK -Wirkungsquerschnitte¹:

$$\langle \sigma_{K \pm N} \rangle_T = \int_0^\infty f(p) \cdot \sigma_{K \pm N} dp \quad (1.9)$$

$$f(p) = \frac{p^2 \cdot \exp\left(\frac{-\sqrt{m_K^2 + p^2}}{T}\right)}{\int_0^\infty p^2 \cdot \exp\left(\frac{-\sqrt{m_K^2 + p^2}}{T}\right) dp}$$

$f(p)$: Normierte Impulsverteilung der Kaonen

Mit den Wirkungsquerschnitten $\langle\sigma_{K+N}\rangle_T \approx 12$ mb und $\langle\sigma_{K-N}\rangle_T \approx 140 - 90$ mb bei Temperaturen zwischen 40 und 80 MeV erhält man bei der maximalen Dichte von $\rho = 3\rho_0$ für $\lambda_{K+} \approx 1,7$ fm und $\lambda_{K-} \approx 0,1 - 0,2$ fm. Bei der „breakup“ Dichte von etwa $\rho = 0,5\rho_0$ ergeben sich für die oben genannten Wirkungsquerschnitte die mittleren freien Weglängen zu $\lambda_{K+} \approx 9,8$ fm und $\lambda_{K-} \approx 0,8 - 1,3$ fm.

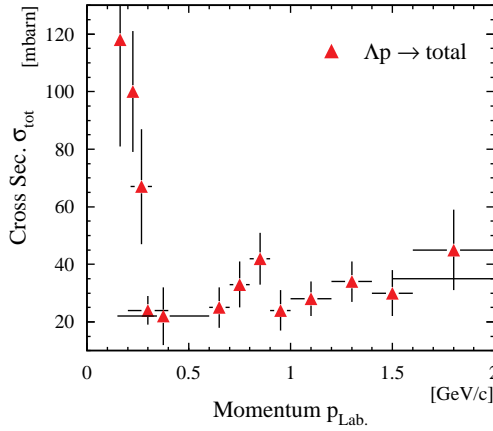


Abbildung 1.13:
Dargestellt ist der ΛN -Wirkungsquerschnitt als Funktion des Lambda-laborimpulses [BFMM88b].

1.3 Motivation zur Messung von Seltsamkeit in Schwerionenstößen

Um Kenntnisse der charakteristischen Eigenschaften von Nukleonen und deren Wechselwirkungen zu erhalten, sollten vollständige Informationen über ein Ereignis vorliegen. Speziell für diese Aufgabe wurde der FOPI-Detektor konstruiert, welcher im Abschnitt 2.1.1 vorgestellt wird. Obwohl man den FOPI-Detektor nicht für die Messung von seltsamen Teilchen konstruierte, stellt er einen guten experimentellen Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit dar. Bei SIS-Energien werden diese Teilchen aufgrund ihrer hohen Produktionsschwelle vorwiegend in den frühen, heißen und hoch komprimierten Phasen einer Kollision produziert. Dies wird durch thermodynamische und mikroskopische Modelle [LK95b, B⁺98, DHA98] wiedergegeben. In Schwerionenkollisionen beobachtete man die Produktion von geladenen seltsamen Teilchen unterhalb der Produktionsschwelle von direkten Nukleon-Nukleon-Stößen, was in Abb. 1.14 zu sehen ist. Es wird erwartet, daß diese Teilchen wichtige Informationen über die Eigenschaften von Hadronen in dichter und heißer Kernmaterie mit sich führen [RW99, CB99]. Die Ergebnisse lassen auf kooperative Effekte sowie die Modifikation von Wechselwirkungsprozessen bzw. die Modifikation hadronischer Eigenschaften in einer nuklearen

¹Die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte werden nach [SC98] parametrisiert.

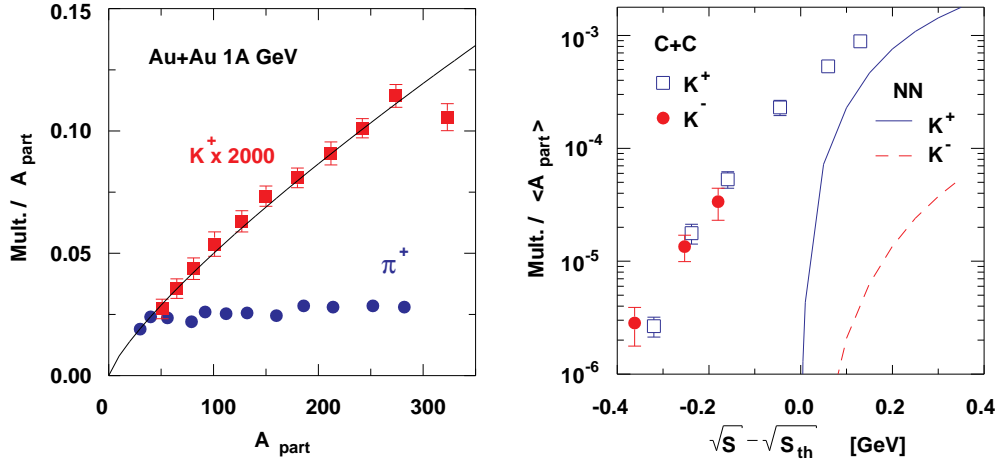


Abbildung 1.14: Im linken Bild ist die Multiplizität der K^+ - und π^+ -Mesonen pro an einer Reaktion teilnehmenden Nukleon (A_{part}) als Funktion von A_{part} aufgetragen. Im rechten Bild ist die Multiplizität von K^\pm -Mesonen pro mittlerem A_{part} für das C+C- und Nukleon-Nukleon-Stoßsystem (NN) als Funktion der überschüssigen Energie $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}$ dargestellt [Man97, L⁺99]. Die eingezeichneten Linien stellen die gemessenen pp -Querschnitte inklusive Isospinkorrektur [Sib95, SCK97] dar.

Umgebung schließen. So ändert beispielsweise das Absinken der effektiven Masse die Produktionsrate dieser Spezies und der relative Unterschied der Spektren sollte die In-Medium-Eigenschaften dieser Teilchen widerspiegeln. Im einzelnen unterscheidet man folgende Prozesse:

- **Intrinsischer Fermiimpuls**

Der Fermiimpuls, welcher in nuklearer Materie etwa 270 MeV/c beträgt, liefert bei den Produktionsmechanismen von seltsamen Teilchen in der Nähe von Produktionsschwellen keinen dominanten Beitrag. Das kann durch das Konzept der nuklearen Spektralfunktion gezeigt werden, welches in [D⁺96] ausführlich dargestellt wird.

- **Kompressionsenergie**

Je geringer die Kompressionsenergie, desto mehr Energie steht der Produktion von Teilchen zur Verfügung. Das bedeutet, daß die Anzahl der Kaonen von der Kompressibilität der Kernmaterie abhängt und damit mit der Zustandsgleichung (EoS) in Verbindung gebracht werden kann.

- **Resonanzen bzw. Mehrstufenprozesse**

Neben den direkten NN -Stößen verläuft die Produktion über Zwischenstufen wie z.B. $N_1 N_2 \rightarrow N_1 N_2 \pi$, $N_3 \pi \rightarrow K^+, {}^0 Y$ bzw. $N_1 N_2 \rightarrow \Delta N_2$, $N_3 \Delta \rightarrow$

$N_3YK^{+,0}$ oder Vielkörper-Wechselwirkung $NNN \rightarrow NNYK^{+,0}$. Die in der Zwischenstufe produzierten Teilchen führen zu niedrigeren Schwellen der Kaonenproduktion. Die Δ -Resonanzen können in diesen Reaktionen als Energiespeicher verstanden werden. Die Stärke dieser Effekte steht mit den an einer Reaktion teilnehmenden Teilchen und der momentanen Dichte einer speziellen Teilchenart (z.B. π , Δ) in Verbindung [AK85, MCM⁺93, LK95a].

- **In-Medium-Effekte**

Darunter versteht man die Änderung elementarer Eigenschaften von Hadronen und deren Wechselwirkungen in dichter und heißer Kernmaterie. Eine attraktive KN -Wechselwirkung hätte z.B. eine Reduzierung der effektiven Masse der Kaonen zur Folge, was zu einer höheren Produktionsrate führt. Des weiteren wird die Propagation durch das nukleare Medium sowie das kinematische Spektrum dieser Teilchen bei kleinen Impulsen durch diese Potentiale bestimmt [RW99, CB99]. Auf diese Effekte wird in den folgenden Absätzen im einzelnen eingegangen.

Um den Einfluß der Kompressionseffekte zu minimieren, hat die KaoS-Kollaboration die Produktion der geladenen Kaonen im leichten C+C-System in der Nähe und unterhalb der kinematischen Produktionsschwelle gemessen [L⁺99]. In ihren Ergebnissen unterscheiden sich die K^- - von den K^+ -Mesonen durch einen erhöhten Produktionsanteil und einen sehr viel steileren Abfall in ihren kinetischen Energiespektren bei gleicher Strahlenergie. Beide Resultate werden innerhalb eines Transportmodells [BCM98, CB99] als Hinweis einer reduzierten effektiven K^- -Masse in einem nuklearen Medium verstanden. Eine weitere Evidenz für die Modifikation der K^- -Masse geht aus den Daten der FHS-Kollaboration (ITEP) hervor. Die experimentellen Daten des totalen Wirkungsquerschnitts an der Produktionsschwelle der K^- -Mesonen zeigen in p+Be-Kollisionen ebenfalls eine anormale Erhöhung gegenüber den K^+ -Mesonen [K⁺99]. Aus den Untersuchungen der Gesamtheit der seltsamen Teilchen, wozu diese Arbeit durch die Messung von neutralen Kaonen und Λ -Hyperonen im Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-System beiträgt, kann man detaillierte Kenntnisse über die komplexen Produktionsmechanismen erwarten. Mit der Unterstützung von theoretischen Modellen kann vielleicht der Einfluß der einzelnen Effekte unterschieden werden.

D.B. Kaplan und A.E. Nelson spekulierten bei der Untersuchung einer chiralen $SU(3) \times SU(3)$ Lagrangedichte im Rahmen eines mittleren Feldansatzes auf ein Kaonenkondensat [KN86]. Sie stellten fest, daß sich in Kernmaterie bei mehrfacher Sättigungsdichte ein klassisches Feld von negativen Kaonen bildet und die KN -Wechselwirkung der Ursprung dieses Phänomens ist. Diese Wechselwirkung führt zu einer Massenmodifikation der Kaonen. In diesem einfachen Modell nahm die Kaonenmasse linear mit wachsender Nukleonendichte gemäß $m_K^{*2} = m_K^2(1 - \rho/\rho_c)$ im Neutronenstern ab. Die Kaonenkondensation entsteht aufgrund

des schwachen Zerfalls der Neutronen in Kaonen und Protonen $n \rightarrow pK^-$, wenn die Masse der Kaonen kleiner als die Differenz der chemischen Potentiale von Neutronen und Protonen wird. Die Massenreduktion, die bei kleinen Dichten $\rho \leq \rho_0$ linear verläuft, wird bei großen Dichten wesentlich schwächer. Dieses Verhalten wurde auch im Rahmen des Nambu-Jona-Lasinio-Modells [LSW92, LSW94] und im Rahmen der Stromalgebra [KVK95, Kol97] beobachtet. Die Abhängigkeiten der unterschiedlichen theoretischen Modelle [SGM⁺94, WRW97, Lee96, LLB97b] sind in Abb. 1.15 dargestellt.

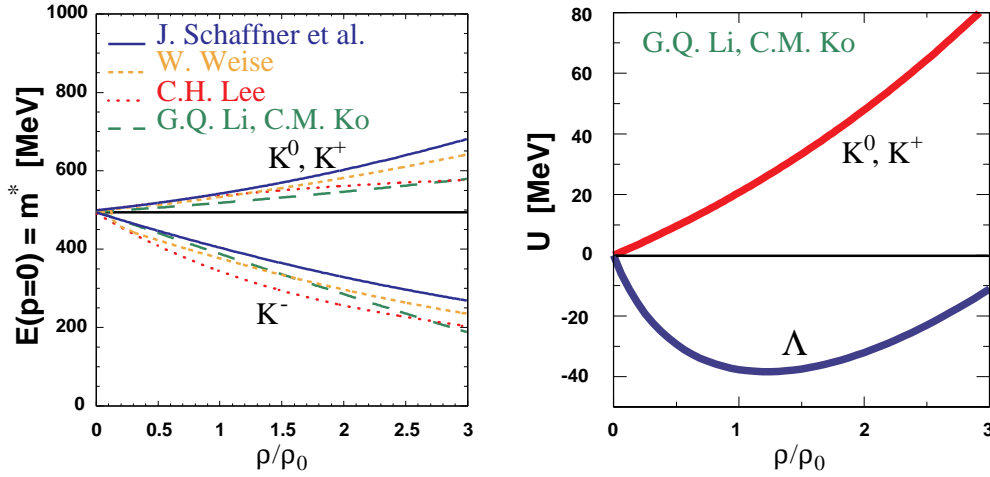


Abbildung 1.15: Im rechten Bild ist die effektive Masse des K^+ - und K^- -Mesons in Kernmaterie als Funktion der normierten Kerndichte für die unterschiedlichen Modelle [SGM⁺94, WRW97, Lee96, LLB97b] aufgetragen. Hier bezeichnet m^* die Quasiteilchenenergie eines im Medium ruhenden K -Mesons. Das K^+ - und Λ -Potential [LLB97b] als Funktion der normierten Kerndichte ist im linken Bild dargestellt.

Um weitere Hinweise auf Mediumeffekte zu erhalten, wurde von C.M. Ko und Mitarbeitern der anisotrope transversale Fluß als zusätzliche sensitive Observable vorgeschlagen [LKL95]. Spricht man in diesem Zusammenhang von „Fluß“, so bezieht sich die Untersuchung auf die Korrelation zwischen dem azimuthalen Winkel ϕ der emittierenden Teilchen und der Richtung des Stoßparameters \vec{b} in nuklearen Kollisionen. Durch die KN -Potentiale, die für die effektiven Massen der Kaonen verantwortlich sind, müßte sich die Emission der Kaonen relativ von der der Nukleonen im statistischen Mittel unterscheiden. Dieses Argument wird durch die geringe Wechselwirkung der K^+ -Mesonen in nuklearer Materie unterstützt. Das anfängliche Flußprofil wird im Moment der Teilchenerzeugung bestimmt. Zu diesem Zeitpunkt zeigen die assoziiert produzierten Teilchen gleiche Flußprofile, was in Abb. 1.16 durch theoretische Modellrechnungen [LB98] belegt ist. Ein experimentell gemessener Unterschied in den Verteilungen der assoziiert produ-

zierten Teilchen ist damit ein direkter Hinweis auf ein nachträgliches Ereignis im nuklearen Medium.

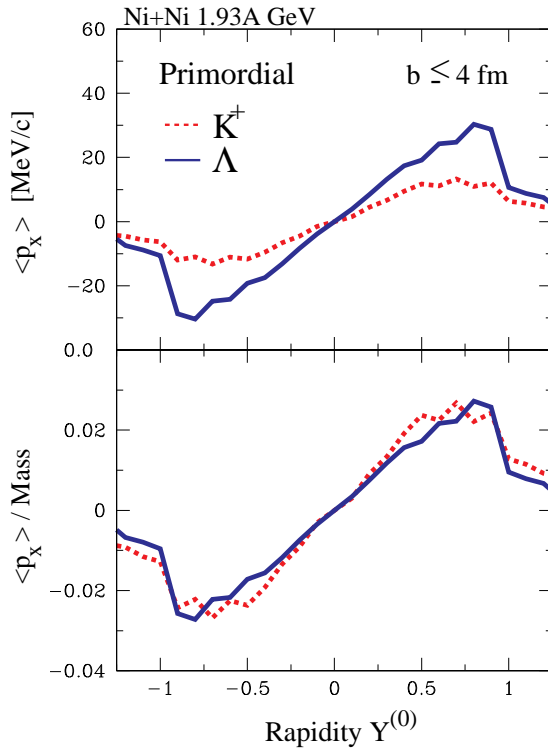


Abbildung 1.16:
Modellrechnung [LB98] des primordialen Flusses von seltsamen Teilchen in zentralen Ni+Ni-Kollisionen. Das obere Bild zeigt den in die Reaktionsebene projizierten Mittelwert des Transversalimpulses $\langle p_x \rangle$ der K^+ -Mesonen und Λ -Hyperonen als Funktion der normierten Rapidity. Im unteren Bild ist, um den unterschiedlichen Massen der Teilchen Rechnung zu tragen, das Geschwindigkeitsprofil $\langle p_x \rangle / \text{Masse} = \beta_{\perp} \gamma_{\perp}$ dargestellt.

Der KaoS-Kollaboration steht für diese Untersuchungen ein Spektrometer zur Verfügung, das selektiv Kaonenereignisse in verschiedenen Winkelbereichen mißt. FOPI hat den großen Vorteil, globale Informationen des einzelnen Ereignisses in seiner Gesamtheit zu messen. Das bedeutet im speziellen, daß die Emission von verschiedenen Teilchen zur Reaktionsebene sehr präzise gemessen und untersucht werden kann. Gegenwärtig sind positiv geladene Kaonen in verschiedenen Reaktionssystemen von der FOPI-Kollaboration untersucht worden [Rit95, H⁺96, B⁺97c, Cro98]. In dem untersuchten Ni+Ni-System weisen die Kaonen auf eine zur Reaktionsebene isotrope Emission hin. Der Unterschied des anfänglichen (Abb. 1.16) und des experimentell gemessenen Flußprofils (Abb. 1.17) unterstützt die mikroskopischen Rechnungen, daß der Fluß während der Expansionsphase der Reaktion bestimmt wird [DHA98, LKL95]. Durch die Wechselwirkung mit der expandierenden nuklearen Umgebung wird das primordiale Flußprofil modifiziert. Bei der Propagation der seltsamen Teilchen durch die nukleare Umgebung werden sie durch Streuung und effektive Potentiale beeinflusst. So können z.B. im Rahmen eines „mean field“-Modelles [LB98, WFF⁺98b, BCM97] die gemessenen Flußverteilungen durch ein resultierendes repulsives Potential der K^+ -Mesonen erklärt werden, was in Abb. 1.17 gezeigt ist. Dieser Befund wird als Hinweis auf die Modifikation von hadronischen Eigenschaften in einem nuklearen Medium gewertet. Ein ähnliches Verhalten könnte man zumindest teilweise

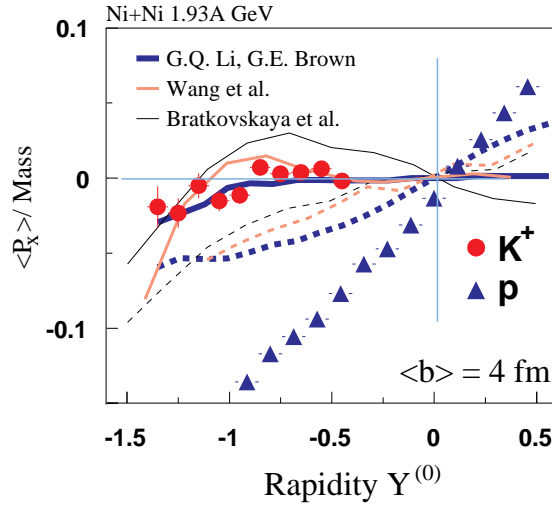


Abbildung 1.17:

Der gemessene Kaonenfluß ist mit den theoretischen Kurven aus [LB98, WFF⁺98b, BCM97] verglichen. Durchgezogene Linien stellen die dynamischen Modelle (RBUU, QMD, Hadron-String Dynamics) mit In-Medium-Effekten, gestrichelte Linien ohne In-Medium-Effekte dar.

auch durch die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen K^+ und den Protonen erwarten. Die Coulombenergie kann durch ein einfaches Modell abgeschätzt werden. Bei einer zentralen Kollision zweier Nickelkerne ist eine Ladung von $Z = 56$ in einem Feuerball mit einem maximalen Radius $R_{\text{int.}} \approx 9,6$ fm konzentriert. Die Wechselwirkungsenergie dieses Feuerballs mit einer punktförmigen Einheitsladung an seiner Oberfläche beträgt nach Glg. 1.10 etwa 8,4 MeV:

$$V_c = \frac{Ze^2}{R_{\text{int.}}} = 1,44 \frac{Z}{R_{\text{int.}}(\text{fm})} \text{ MeV} \quad (1.10)$$

Für das Ru+Ru/Zr-System ergibt sich eine Wechselwirkungsenergie von etwa $V_c \approx 10,7$ MeV. Obwohl der Coulombeffekt gewöhnlich als klein abgeschätzt wird, führt er zu deutlich meßbaren Verschiebungen in den Impulsspektren der Pionen [P⁺97b]. Ziel dieser Arbeit ist es den Einfluß des Coulombeffekts zu bestimmen. Daher werden die K_S^0 -Mesonen untersucht, die keinem Coulombeffekt unterliegen und aufgrund der Isospinsymmetrie den K^+ -Mesonen ähnlich sind. Bei einem zu vernachlässigenden Coulombeffekt sollten keine Unterschiede in ihren Flußprofilen zu erkennen sein.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Untersuchung der Λ -Hyperonen, deren In-Medium-Potentiale nicht nur in der Kernphysik, sondern auch in der Astrophysik [GM91, BG97] von großem Interesse sind. Aus den Resultaten der Spektroskopie an Λ -Hyperkernen extrahiert man ein ΛN -Potential unter Normalbedingungen in unendlich ausgedehnter Kernmaterie von etwa -30 MeV [MDG88, A⁺95, MSK⁺96]. Nun modifizieren die Medieeffekte in heißer dichter Kernmaterie die Eigenschaften der Λ -Hyperonen in ähnlicher Weise wie die zuvor besprochenen Eigenschaften der Kaonen. In diesem Zusammenhang deuten Vorhersagen der theoretischen Modelle deutlich auf die zentrale Rolle der seltsamen Teilchen in Bezug auf Medieeigenschaften hin [BCM97, FFWGB99, LB98, WFFW99]. Diese Spezies von seltsamen Teilchen sind von besonderen In-

teresse, da sie in Schwerionenreaktionen bei SIS-Energien assoziiert produziert werden und unterschiedliche In-Medium-Potentiale besitzen [LB98, WFFW99]. Unter Berücksichtigung ihrer assoziierten Produktion sollten sich die Flußprofile ohne weitere Wechselwirkungen nach Abb. 1.16 ähneln. Durch die Streuung mit der nuklearen Umgebung kann sich dieser Umstand ändern. In den Abbildungen 1.12 und 1.13 erkennt man, daß sich die Wirkungsquerschnitte für $\sigma_{K+N} \approx 12$ mb und $\sigma_{\Lambda N} \approx 20$ mb kaum unterscheiden. Somit sollten die unterschiedlichen In-Medium-Potentiale einen nachhaltigen, messbaren Einfluß auf die transversalen Flußprofile dieser seltsamen Teilchen hinterlassen. Durch diesen Umstand hat die Untersuchung von Kaonen und Λ -Hyperonen im gleichen Experiment einen ganz besonderen Stellenwert. Diese Aussagen werden auch von den unterschiedlichen theoretischen Modellen [BCM97, FFWGB99, LB98, WFFW99] bestätigt. In dieser Arbeit wird der transversale Fluß von Kaonen und Λ -Hyperonen im Ni+Ni bei 1,93A GeV sowie im Ru+Ru/Zr-Systemen bei 1,69A GeV untersucht. Durch die Untersuchung zweier Systeme bei unterschiedlichen Einschußenergien ist eine systematische Untersuchung dieser Effekte möglich.

Weiterhin soll durch neue Analysemethoden versucht werden, weitere Informationen über Schwerionenkollisionen zu erhalten, die zu einem besseren Verständnis der Kollisionsdynamik beitragen. An dieser Stelle sei nochmals betont, daß durch die experimentell gemessenen Λ -Spektren und der assoziierten Produktion von seltsamen Teilchen eine weitere einschränkende Bedingung an die Produktion in die entsprechenden seltsamen Kanäle $S = \pm 1$ gestellt wird.

Zum Schluß sollen nochmals die wesentlichen Punkte der Motivation für die Messungen der neutralen Teilchen K_S^0 und Λ zusammengefaßt werden.

- Seltsame Teilchen werden bei SIS-Energien an der Produktionsschwelle assoziiert erzeugt und zeichnen sich durch ihre geringe Reabsorption in nuklearer Materie aus. Aufgrund dessen sollten sie wichtige Informationen über hadronische Eigenschaften in der frühen, heißen und hoch komprimierten Phase einer Schwerionenkollision mit sich führen.
- Die Vorhersagen der theoretischen Modellrechnungen deuten auf die besondere Rolle seltsamer Teilchen in Bezug auf die Mediumeffekte hin. Die in diesem Fall stark unterschiedlichen In-Medium-Potentiale haben Auswirkungen auf die Produktionsraten sowie auf die Propagation (Fluß) der seltsamen Teilchen in Kernmaterie.
- In den Transportrechnungen bildet sich der Seitwärtsfluß in der hochdichten Phase einer Reaktion, wobei das resultierende Flußprofil der seltsamen Teilchen während der Expansionsphase durch die In-Medium-Potentiale bestimmt wird.
- Da die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen dem K^+ -Meson und den Protonen mit dem repulsiven In-Medium-Potential der Kaonen überlagert, kann dies durch die Untersuchung der neutralen Kaonen verifiziert werden.
- Von speziellem Interesse ist der Vergleich zwischen den Kaonen und Λ -Hyperonen. Aufgrund der assoziierten Produktion zeigen beide Teilchen zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung gleiche Flußprofile. Ein experimentell gemessener Unterschied in diesen Verteilungen ist ein direkter Hinweis auf ein nachträgliches Ereignis im nuklearen Medium.
- In einem 4π -Detektor wie FOPI können diese sensitiven Observablen gemessen werden. Die neuen experimentellen Daten zeichnen sich durch eine bislang nicht erreichte Statistik aus. Durch die nun kontrollierbaren statistischen und systematischen Fehler ist eine differentielle Analyse möglich. Dadurch werden völlig neue Informationen über die seltsamen Teilchen erwartet.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird das Schwerionenexperiment FOPI vorgestellt, mit dem die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit erzielt wurden. Detaillierte Ausführungen über das Experiment findet man in [G⁺93, R⁺95a] und in zahlreichen Diplomarbeiten sowie Dissertationen wie z.B. [Pin95, Bes96, Moh96]. Weiterhin werden Details über die verwendeten Targets und Trigger angeführt.

2.1.1 Das FOPI-Experiment

Eine der Aufgaben der Schwerionenforschung ist es, Kenntnisse über charakteristische Eigenschaften von Kernen zusammenzutragen. Dazu werden unter anderem vollständige Informationen von Ereignissen benötigt. Für diese spezielle Aufgabe wurde das Detektorsystem FOPI entwickelt, welches eines der großen Experimente zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen bei der GSI ist. Wie der Name „*FOPI*“ - als Synonym für den gesamten Raumwinkel 4π - schon andeutet, erfaßt dieses Detektorsystem möglichst viele der geladenen Teilchen, die in einer Reaktion emittiert werden. Der FOPI-Detektor, der in Abb. 2.1 dargestellt ist, besteht aus mehreren unabhängigen Komponenten, so daß er eine Vielzahl von verschiedenen Teilchen und deren unterschiedliche Eigenschaften vermessen kann. Bei seiner Konzeption wurde auf folgende Punkte Wert gelegt:

- Eine möglichst vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels;
- Nachweis von Fragmenten bis zu hohen Kernladungen in einem weiten kinematischen Bereich;
- hohe Granularität für die Aufnahme von Ereignissen hoher Teilchenmultiplizitäten;

- eine gute Ratenfestigkeit, so daß hohe Strahlintensitäten ($1-5 \times 10^5$ Teilchen pro Strahlpaket (Spill)) zugelassen werden können.

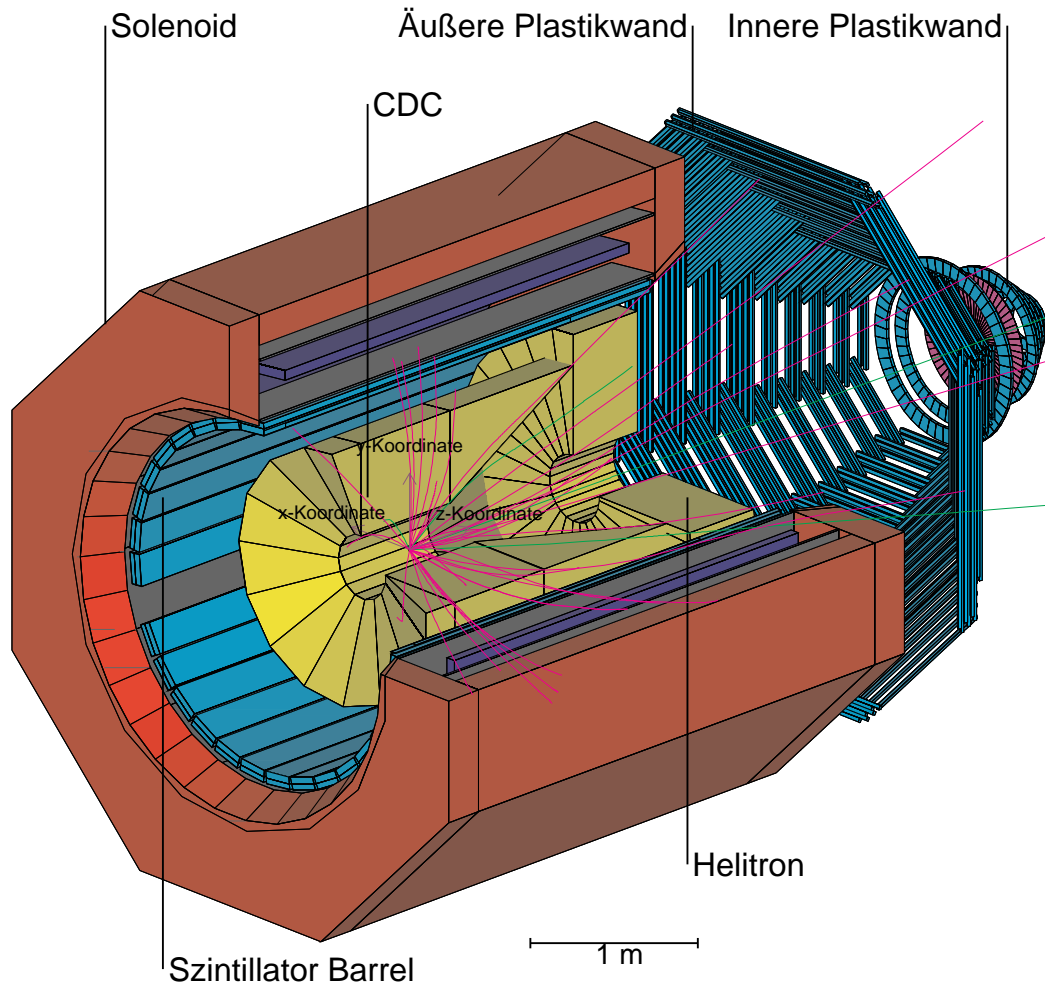


Abbildung 2.1: Detektorsystem FOPI mit dem verwendeten Koordinatensystem.

Nun leistete dieses Detektorsystem unter den genannten Designkriterien hervorragende Dienste für die anfänglichen Fragestellungen. Im Laufe der Zeit entwickelten sich aufgrund von vorliegenden Resultaten neue Fragen, die sich auf die Modifikationen der Wechselwirkungsprozesse und den elementaren Eigenschaften von Teilchen in einer nuklearen Umgebung konzentrierten. Nun zeigt sich, daß sich die unter dieser Modifikation stark beeinflussten seltsamen Teilchen mit bestimmten Einschränkungen ebenfalls nachweisen lassen.

Die in dieser Arbeit untersuchten neutralen seltsamen Teilchen werden durch die geladenen Zerfallsprodukte an einem einige Zentimeter entfernten sekundären Vertex nachgewiesen. Zur Identifikation der Zerfallsprodukte benötigt man daher targetnahe Detektoren. Nur die Zentrale Driftkammer (CDC) kann dieser Aufgabe nachkommen. Für die Ereignischarakterisierung hingegen werden möglichst vollständige Informationen des Detektorsystems benötigt. Somit stellt das FOPI-Detektorsystem einen guten experimentellen Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit dar. Die Merkmale der einzelnen Detektorkomponenten werden in den folgenden Abschnitten aufgezeigt.

2.1.2 Eckdaten der Detektorkomponenten

- **Startzähler**

Der Startzähler befindet sich circa 2,40 m vor dem Target und besteht aus einer um 45° zur Strahlrichtung geneigten aufgerauhten Szintillatorfolie. Ihre Stärke ist so gewählt, daß eine Zeitauflösung von etwa 50 ps erhalten wird und andererseits das Auftreten von Untergrundereignissen durch unnötiges Material im Strahl minimiert wird. Die Stärke variiert daher zwischen $50 - 300 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des verwendeten Ionenstrahls. Das Szintillationslicht wird seitlich durch zwei Photomultiplier ausgelesen. So definiert der Startzähler zusammen mit einem Vetodetektor die Strahlakzeptanz für das Detektorsystem und gibt das Startsignal für alle Flugzeitdetektoren („*Time-of-Flight*“, ToF).

- **Null-Grad Hodoskop (ZDD)**

Das Null-Grad Hodoskop ist der innere Bereich der Vorwärts-Plastikwand. Es besteht aus 252 trapezförmigen, 2 cm starken Szintillatorstreifen, die in sieben konzentrischen Ringen um die Strahlachse angeordnet sind. Die Module des Hodoskops werden nur einseitig durch Photoröhren ausgelesen und decken den polaren Winkelbereich $1,2^\circ \leq \Theta_{\text{Lab.}} \leq 7^\circ$ ab. Die Photoröhren liefern ein Zeit- und ein Energieverlustsignal, aus denen die Geschwindigkeit und die Ladung der Teilchen bestimmt werden kann. Die Zeitauflösung der inneren fünf und der beiden äußeren Ringe beträgt $230 - 340$ ps. Teilchen mit Geschwindigkeiten unter 10 cm/ns können nicht identifiziert werden, da sie im Szintillator stecken bleiben.

- **Äußere-Plastikwand (PLAWA)**

Sie besteht aus 512 Szintillatorstreifen in acht Sektoren. Die Szintillatoren werden beidseitig ausgelesen und decken einen Winkelbereich von $7^\circ \leq \Theta_{\text{Lab.}} \leq 30^\circ$ ab. Durch die gemessene Zeitdifferenz der beiden Photoröhren kann die Position des Treffers im Streifen rekonstruiert werden. Die Zeitaufauflösung der Äußeren-Plastikwand liegt zwischen 80 und 120 ps, was einer Ortsauflösung von $1,2 - 2,0 \text{ cm}$ entspricht.

• Zentrale Driftkammer (CDC)

Die Hauptaufgabe beim Nachweis geladener Spuren fällt der CDC zu. Sie ist um den Targetbereich aufgebaut und nimmt die zentrale Funktion in der Identifizierung der neutralen seltsamen Teilchen ein. Der mechanische Aufbau dieser Kammer ist in einem transversalen und longitudinalen Schnitt in Abb. 2.2 skizziert. Sie besteht aus einem zylindrischen, gasgefüllten Vo-

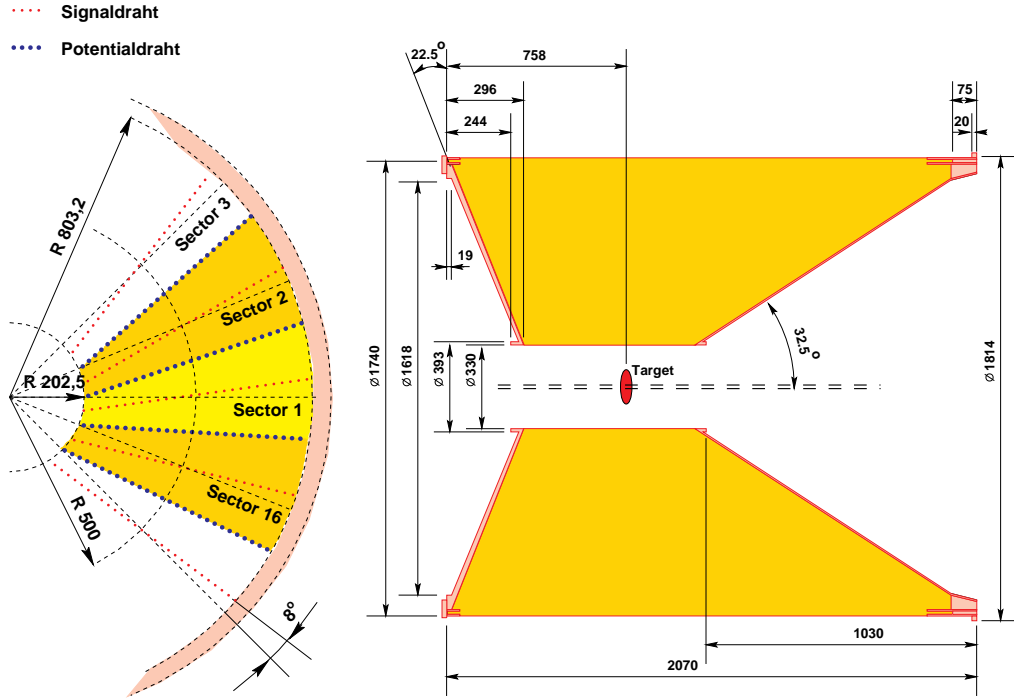


Abbildung 2.2: Mechanischer Aufbau der CDC. Die linke Skizze zeigt einen transversalen Schnitt. Deutlich sind die um 8° zum Target verdrehten Sektoren zu erkennen. Die rechte Skizze zeigt einen Schnitt in longitudinaler Richtung.

lumen, das in einem homogenen magnetischen Feld liegt, welches von einer supraleitenden Spule erzeugt wird. Der Detektor ist in 16 Sektoren mit jeweils 60 Signal- und 61 Potentialdrähten aufgeteilt, die parallel zur Strahlrichtung gespannt sind. Ein Merkmal der CDC ist, daß die Sektoren nicht auf das Target ausgerichtet sind. Sie sind um einen Winkel von 8° zum Target verdreht. Diese Eigenschaft ermöglicht es, sogenannte Spiegelspuren von den vom Target kommenden Spuren zu unterscheiden. Der Polarwinkelbereich der Zentralen Driftkammer erstreckt sich von $33^\circ \leq \Theta_{\text{Lab.}} \leq 150^\circ$ bei voller azimuthaler Abdeckung.

Die CDC arbeitet unter Atmosphärendruck mit einem Gasgemisch, bestehend aus 88% Argon, 10% Isobutan und 2% Methan. Aus der Driftzeit der Elektronen für die Strecke zwischen Spur und Draht ergibt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit $[v = (44, 7 \pm 0, 2) \mu\text{m/ns}]$ der Abstand des

Spurpunktes zum Draht; aus den maximal 60 Spurpunkten erhält man die gekrümmte Teilchenbahn. Da man keine Information hat, von welcher Seite der Driftzelle die Elektronen auf den Draht gedriftet sind, erhält man zu jedem Punkt einen sogenannten Spiegelpunkt. Die im letzten Abschnitt erwähnten um 8° zum Target verdrehten Sektoren ermöglichen diese Zweideutigkeit der Spurerkennung zu lösen, da in dieser gewählten Geometrie der Drähte die Spiegelspur nicht aus der Targetregion kommen kann. Eine weitere Möglichkeit, diese Zweideutigkeit aufzulösen, bietet der in Abb. 2.3 skizzierte Versatz der Signaldrähte um $220\text{ }\mu\text{m}$ gegen die Signaldrahtebene.

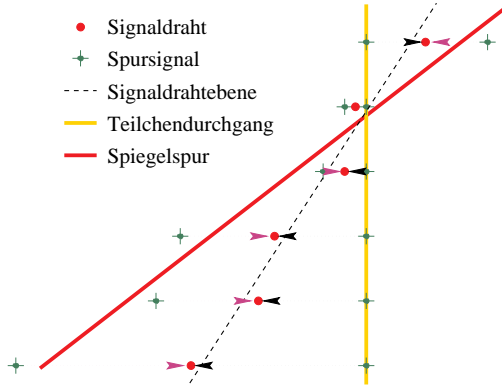


Abbildung 2.3:

Skizze der Auswirkungen eines Versatzes von Signaldrähten. Diese Methode hilft bei der Identifikation von Spiegelspuren, die an ihrem größeren mittleren Abstand zur angepaßten Spur erkannt werden.

Die Positionsauflösung für jedes individuelle Signal beträgt in der xy -Ebene etwa $200 - 220\text{ }\mu\text{m}$. Die z -Koordinate wird durch das Prinzip der Ladungsteilung bestimmt. Die Auflösung in dieser Koordinate beträgt ungefähr 11 cm . Aus der durch das Magnetfeld gekrümmten Trajektorie wird nach der dreidimensionalen Spurrekonstruktion der Impuls berechnet. Weiterhin erhält man Informationen über die spezifische Ionisation dE/dx , mit der in Verbindung mit dem gemessenen Impuls eine Teilchenseparation möglich ist. Man erhält eine Auflösung von $20 - 30\%$ für die spezifische Ionisation.

- **Die supraleitende Spule**

Der Magnet des FOPI-Detektors besteht aus einem 100 t schwerem Eisenjoch und einer durch Helium gekühlten supraleitenden Spule. Der Magnet erzeugt mit einem Maximalstrom von 720 A ein zur Strahlachse paralleles homogenes magnetisches Feld von $0,6\text{ T}$. Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes sind im Bereich der Zentralen Driftkammer unterhalb von 2 Prozent . Durch dieses Magnetfeld werden die Bahnen der geladenen Teilchen in den Driftkammern abhängig von ihrem Impuls gekrümmt.

- **Helitron**

Das Helitron erfüllt in einem polaren Winkelbereich von $7^\circ \leq \Theta_{\text{Lab.}} \leq 30^\circ$ die gleiche Aufgabe wie die Zentrale Driftkammer. Diese Driftkammer ist in

24 Sektoren aufgeteilt und mit jeweils 54 Signal- und 53 Potentialdrähten radial zur Strahlachse aufgespannt. Dieser Detektor ist hauptsächlich für die Identifizierung leichter Cluster konstruiert worden. Das Helitron wird mit der gleichen Gasmischung wie die CDC betrieben. Da diese Driftkammer weit vom primären Wechselwirkungspunkt entfernt ist und die Teilchenspuren über eine große Strecke extrapoliert werden müssen (siehe Abb. 2.1), können diese Informationen nicht für die Selektion der neutralen seltsamen Teilchen genutzt werden.

- **Szintillator-Barrel**

Das Szintillator-Barrel umschließt die CDC sowie das Helitron und ist ein weiterer Detektor zur Teilchenidentifizierung. Der zylindrisch aufgebaute Detektor besteht aus 180 individuellen, parallel zur Strahlrichtung angeordneten $240 \times 4 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Plastiksintillatoren, die an beiden Enden durch Photoröhren ausgelesen werden. Die Plastiksintillatoren decken einen polaren Winkelbereich von $39^\circ \leq \Theta_{\text{Lab.}} \leq 140^\circ$ und den vollen azimutalen Winkel ab, mit Ausnahme zweier 11° breiten Öffnungen, die für mechanische Halterungen der CDC benötigt werden. Durch die Flugzeit und den Energieverlust ergeben sich Geschwindigkeit und Ladung der Fragmente. In Abhängigkeit von Position und Lichtintensität erhält man eine Zeitauflösung von ungefähr 300 bis 400 ps.

Korreliert man die gemessene Information der Geschwindigkeit mit dem gemessenen Impuls und Energieverlust der CDC, erhält man eine zusätzliche redundante Information für die Identifikation von Teilchen. Hierdurch ist es beispielsweise möglich, geladene Kaonen in einem größeren Impulsbereich von Pionen und Protonen zu separieren.

2.2 Verwendete Targets

Bei den Experimenten sind Targets mit unterschiedlicher Massenbelegung verwendet worden, deren Spezifikationen in Tab. 2.1 zusammengefaßt sind. Die Intensität des Strahls beträgt typischerweise 10^5 Ionen pro Sekunde. Damit ergibt sich für einen bekannten Reaktionsquerschnitt σ_{react} aus der Massenbelegung ρx eines Targets und seinem Atomgewicht A die entsprechende Reaktionswahrscheinlichkeit P_{Reaktion} , welche durch die folgenden Gleichungen berechnet wird:

$$\sigma_{\text{total}}^{\text{geom}} = \pi \cdot R_{\text{int.}}^2 \quad (2.1)$$

$$R_{\text{int.}} = (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot r_0 \quad (2.2)$$

$$P_{\text{Reaktion}} = \frac{\rho x \cdot N_A}{A} \cdot \sigma_{\text{total}}^{\text{geom}} \quad (2.3)$$

N_A : Avogadro-Konstante $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

A : Atomgewicht

r_0 : $r_0 \approx 1,2 \text{ fm}$

Barn : $1 \text{ mb} \hat{=} 10^{-31} \text{ m}^2 = 10^{-27} \text{ cm}^2 = 0,1 \text{ fm}^2$

Datum	Target	Massenbelegung ρx [mg/cm ²]	$P_{\text{Reak.}} / N_{\text{Strahl}}$ [%]
Dezember 1994	⁵⁸ Ni	335	0,94
Juli 1995	⁵⁸ Ni	335	0,94
September 1996	⁹⁶ Ru	431	1,03
	⁹⁶ ZrO ₂	380 Zr, 507 total	1,00 (für Zr)
	H ₃ BO ₃	127 O, 165 total	0,53 (für Zr)

Tabelle 2.1: Daten der in den Experimenten verwendeten Targets.

2.3 Das Auslösesystem (Trigger)

In einem Experiment der Größenordnung von FOPI fallen eine große Zahl von Ereignissen an. Diese Datenmengen werden mit Hilfe eines Triggers nach interessanten Ereignissen gefiltert, wodurch man uninteressante Ereignisse verwirft und die Datenmenge auf ein erträgliches Maß reduziert.

Um Ereignisklassen mit unterschiedlicher Zentralität aufzunehmen werden spezielle Trigger definiert. Im FOPI-Experiment dient die Rohmultiplizität der Plastikwand für die Entscheidung zur Aufnahme einer Schwerionenreaktion sowie die Einordnung der Zentralität einer Reaktion. Um den Untergrundanteil vorzeitig zu reduzieren, wird zusätzlich ein Signal des Startzählers und eine Antikoinzidenz mit dem Halodetektor gefordert. Diese Anforderungen definieren im Wesentlichen die ersten drei in Tab. 2.2 aufgeführten Trigger, wobei die Informationen nach ungefähr 400 – 600 ns zu einer Entscheidung anstehen. Trotz dieser Bedingungen erhält man aufgrund von Reaktionen mit dem umgebenden Gas eine sehr stark ansteigende Verteilung bei kleinen Multiplizitäten, was nicht mit dem erwarteten Wirkungsquerschnitt der definierten Trigger übereinstimmt. Ein annehmbares Schwerionenereignis ist durch Signale in der Zentralen Driftkammer ausgezeichnet. Daher wird für die endgültige Entscheidung zur Aufnahme eines Ereignisses mindestens ein Signal in der CDC gefordert. Nun muß man bei einer maximalen Driftstrecke von etwa 20 cm und einer Driftgeschwindigkeit von ungefähr 4 cm/μs weitere 5 μs warten, bis diese Information ansteht. Sind die

Trigger	Beschreibung	DS	
		Ni+Ni	Ru+Ru/Zr
Minimum Bias MinB	$\approx \sigma(90\%)_{\text{total}}$	—	1 : 64
Medium Bias MedB	$\approx \sigma(50\%)_{\text{total}}$	—	1 : 1
Central CE	$\approx \sigma(10\%)_{\text{total}}$	1 : 1	1 : 1
Minimum Bias + BAR	$\approx \sigma(90\%)_{\text{total}}$ & 1 Barrel Signal	—	1 : 64
Medium Bias + CDC	$\approx \sigma(50\%)_{\text{total}}$ & 1 CDC Signal	1 : 4	—

Tabelle 2.2: Definition der verwendeten Trigger und Untersetzungsfaktoren (DS) für die Selektion der einzelnen Ereignisklassen

Bedingungen nicht erfüllt, so kann das System nach spätestens $7 \mu\text{s}$ in den Ausgangszustand zurückgesetzt werden. Andernfalls wird die Datenaufnahme eingeleitet, welche weitere 5–10 ms in Anspruch nimmt. Weiterhin ist zu beachten, daß kein kontinuierlicher Strahlstrom zur Verfügung steht, sondern nicht mehr als 4 Zyklen pro Minute - 1 Zyklus ist etwa 10 Sekunden lang - von den Beschleunigern geliefert werden. Um den Anteil einer bestimmten Klasse anzureichern, werden die Ereignisse mit Untersetzungsfaktoren, den sogenannten „*down scalers*“ versehen. In die Festlegung absoluter Ereignisraten oder Wirkungsquerschnitte müssen die während des Experimentes gewählten Untersetzungen sowie Totzeiten des Gesamtsystems einbezogen werden. Der absolute Wirkungsquerschnitt einer Observablen unter Verwendung der Triggerraten berechnet sich gemäß der Glg. 2.4.

$$\sigma_{\text{Obs.}} [\text{cm}^2] := \frac{1}{N_{\text{beam}} N_{\text{target}}} \sum_{\text{trig.}} \frac{N_{\text{Obs., trig.}}}{\text{scale}_{\text{tot.}} \cdot \text{scale}_{\text{trig.}}} \quad (2.4)$$

$$\text{scale}_{\text{tot.}} = \frac{N_{\text{inhibit}}}{N_{\text{raw}}}, \quad \text{scale}_{\text{trig.}} = \frac{N_{\text{accept}}}{N_{\text{inhibit}}}$$

$N_{\text{beam, target}}$: Anzahl der Strahlteilchen pro s, Targetteilchen pro cm^2

$N_{\text{Obs., trig.}}$: Anzahl der beob. Ereignisse pro s unter dem jeweiligen Trigger

$\text{scale}_{\text{trig., tot.}}$: Eingestellte Untersetzung (DS, Tab. 2.2) bzw. Untersetzung durch Detektortotzeit

N_{inhibit} : Ereignisse außerhalb der Detektortotzeit

$N_{\text{raw, accept}}$: Anzahl der Ereignisse bzw. akzeptierten Ereignisse

Alle diese Größen werden während der Datenaufnahme registriert.

Kapitel 3

Analyse der inklusiven Daten

„The purpose of physics is to get a number.“

Unbekannt

3.1 Kalibration der CDC

Um die, bei dem Meßvorgang ermittelten Größen, in die für die Rekonstruktion der Teilchenspuren notwendigen Raumkoordinaten zu überführen, werden Informationen der Detektorgeometrie, der Drahtwiderstände, die Verstärkung der Vorverstärker, die individuelle Gasverstärkung in der Nähe eines Drahtes, die Driftgeschwindigkeit, der Zeitnullpunkt eines Ereignisses und des Lorentzwinkels benötigt. Die meisten dieser Parameter, wie z.B. die Geometrie- oder das Magnetfeld in der CDC, zeigen ein sehr stabiles Verhalten und müssen daher nur einmal während der Strahlzeit bestimmt werden. Andere wiederum verändern sich während der Durchführung des Experimentes aus unterschiedlichen Gründen. So wirken sich Temperatur- und Druckschwankungen beispielsweise auf die Driftgeschwindigkeit in der CDC und auf die verwendete Elektronik aus. Um diese und weitere Einflüsse auf das Detektorsystem zu berücksichtigen, beginnen alle Analysen mit der Kalibration der aufgenommenen Daten.

Die Kalibrationsparameter werden durch die Spurrekonstruktion [Bes93] an ausgewählten Teilchenspuren ermittelt. Zur Bestimmung der Parameter kommen zwei unterschiedliche Methoden zur Anwendung. In der Analyse der Spurrestiden werden die Abstände der Spurpunkte zu der jeweils angepaßten Spur minimiert. Bei der zweiten Methode erfolgt eine direkte Anpassung der Parameter durch eine Erweiterung des Spurmodells.

In den folgenden Abschnitten wird ausschließlich der Bereich der Kalibration angesprochen, der für die Analyse der neutralen seltsamen Teilchen wichtig ist. Ausführliche Angaben findet man in den zahlreichen Diplom- und Doktorarbeiten der FOPI-Kollaboration, in denen im Gegensatz zu dieser Arbeit die Kalibration fester Bestandteil war.

Kalibration der xy -Koordinate

Die Koordinaten einer Ionisationsspur ergeben sich über den Driftvorgang der freigesetzten Elektronen auf die Signaldrähte. Hierfür muß die gemessene Driftzeit um eine individuelle Zeitverschiebung t_{Draht} des einzelnen Drahtes und eine globale Zeitverschiebung, den Zeitnullpunkt eines Ereignisses t_0 , erweitert werden. Wird eine Driftkammer in einem magnetischem Feld betrieben, so weicht im allgemeinen die Driftrichtung der Elektronen von der Richtung des elektrischen Feldes ab. Dies geschieht aufgrund der magnetischen Induktion, und den so definierten Winkel nennt man Lorentzwinkel α_L . Damit ergibt sich für die xy -Koordinaten:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}_{\text{Hit}} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}_{\text{Draht}} \pm \begin{pmatrix} \cos \alpha_L \\ \sin \alpha_L \end{pmatrix} v_D (t_D - t_{\text{Draht}} - t_0) \quad (3.1)$$

Da anfänglich die wahre Position des Teilchendurchgangs nicht bekannt ist, wird die Anpassung an alle Spurpunkte als Ausgangspunkt des Teilchendurchgangs genommen. Durch Iteration wird versucht die wahren Spurposition zu bestimmen.

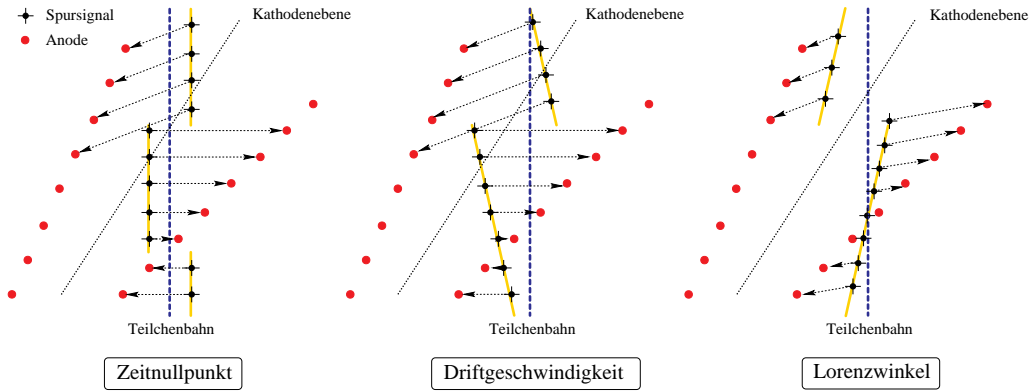


Abbildung 3.1: *Spurversatz aufgrund von Abweichungen der Kalibrationsparameter. Die erste Skizze zeigt die Auswirkungen eines falsch verwendeten Zeitnullpunktes. Der Effekt führt zu einem Spurversatz von Spuren, die die Anoden- oder Kathodenebene kreuzen. Anders bei den beiden nächsten Skizzen. Eine Abweichung der Driftgeschwindigkeit kann nur durch einen Spurversatz an der Kathodenebene festgestellt werden. Gleiches gilt für den Lorentzwinkel, wobei hier die Spuren gegeneinander verkippt sind.*

• Bestimmung des Zeitnullpunktes eines Ereignisses

Betrachtet man Glg. 3.1, so ist leicht ersichtlich, daß sich bei einem falsch verwendeten Zeitnullpunkt die Spurenpunkte um diesen Fehler in Driftrichtung verschieben. Dieser Effekt ist zusammen mit den Auswirkungen einer falsch verwendeten Driftgeschwindigkeit und einem falsch verwendeten

Lorentzwinkel in Abb. 3.1 dargestellt. Es kann gezeigt werden, daß für jedes Ereignis, in dem mindestens eine Spur eine Anoden- oder Kathodenebene schneidet, sich der Zeitnullpunkt dieses Ereignisses bestimmen läßt. Zeigt sich ein Spurversatz an einer Anodenebene, kann unabhängig von der Kenntnis der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels, der Zeitnullpunkt bestimmt werden. Zur Berechnung wird im Spurmodell an den falsch rekonstruierten Spurpunkten ein weiterer Parameter eingesetzt, den man durch ein iteratives Verfahren minimiert. Der Messfehler beträgt etwa 2 ns.

• Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der CDC ist im größten Teil des Driftvolumens konstant. Nur im Nahbereich der Anoden wird aufgrund des starken Feldes eine Abweichung erwartet. Eine falsch bestimmte Driftgeschwindigkeit führt zu einem Spurversatz. Der Effekt macht sich im Gegensatz zu einem falsch verwendeten Zeitnullpunkt nur durch einen Versatz an der Kathodenebene bemerkbar. Auch hier wird durch ein iteratives Verfahren ein eingeführter Parameter minimiert. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen liegt zwischen $44,7 \pm 0,2 \mu\text{m/ns}$.

• Bestimmung des Lorentzwinkels

Wird die Spurrekonstruktion unter der Annahme eines falschen Lorentzwinkels durchgeführt, so werden die rekonstruierten Koordinaten mit der Abweichung des Fehlers um die Drahtposition rotiert. Auch dieser Einfluß macht sich durch einen Versatz an der Kathodenebene bemerkbar. Zur Bestimmung des wirklichen Wertes, muß eine Rotationsmatrix mit der Abweichung vom angenommenen Lorentzwinkel in das Spurmodell eingeführt werden. Der Lorentzwinkel liegt in den beiden Experimenten zwischen 30° und 33° mit einer Auflösung von 2° .

Die Auflösung der xy -Koordinate ist in Abb. 3.2 als Funktion des transversalen Impulses dargestellt. Sie liegt in beiden System zwischen 300 und $400 \mu\text{m}$.

Kalibration der z -Koordinate

In der CDC wird die z -Koordinate eines Teilchendurchgangs mit dem Prinzip der Ladungsteilung bestimmt. Die auf dem Signaldraht deponierten Ladungsträger fließen durch den Vorverstärker nach Erdpotential ab, wobei sich der Quotient der Teilladungen $Q_{1,2}$ an den Drahtenden zu den Längen wie folgt verhält:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{L/2 + (z - z_0)}{L/2 - (z - z_0)} \quad (3.2)$$

L : Drahtlänge

z, z_0 : z -Koordinate und der Mittelpunkt des Drahtes

An den Drahtenden mißt man nicht Ladungen, sondern die Integrale über die digitalisierten Pulse $P_{1,2}$. Sie sind wiederum Produkte aus Ladungen $Q_{1,2}$ und Verstärkungsfaktoren $g_{1,2}$. Nimmt man noch eine effektive Länge L_{eff} des Drahtes an, so erhält man nach einigen Umformungen folgende Gleichung:

$$z^{(\text{CDC})} = z_0 + \frac{L_{\text{eff.}}}{2} \frac{(P_1 g_2 - P_2 g_1)}{(P_1 g_2 + P_2 g_1)} \quad (3.3)$$

Sind die Konstanten richtig bestimmt, stimmen die berechneten $z^{(\text{CDC})}$ -Koordinaten mit den z -Werten der angepaßten Spur überein. Der Vorteil dieser linearen Gleichung liegt darin, daß sich die Parameter durch die Anzahl der Meßpunkte nicht iterativ, sondern analytisch berechnen lassen. In Abb. 3.2 ist die Auflösung dieser Koordinate im Ni+Ni-System als Funktion des transversalen Impulses aufgetragen. Die Auflösung der z -Koordinate beträgt in beiden Experimenten in etwa 11 cm. Theoretisch sollte die Auflösung der z -Koordinate im optimalen Fall bei 1% der Drahtlänge liegen [Gru96]. Die elektrische Leitfähigkeit des Signaldrahtes, die Abschirmung von Störsignalen und die verwendete Elektronik sind wichtige Faktoren, die im ungünstigen Fall zu einer wesentlichen Verschlechterung der Auflösung führen.

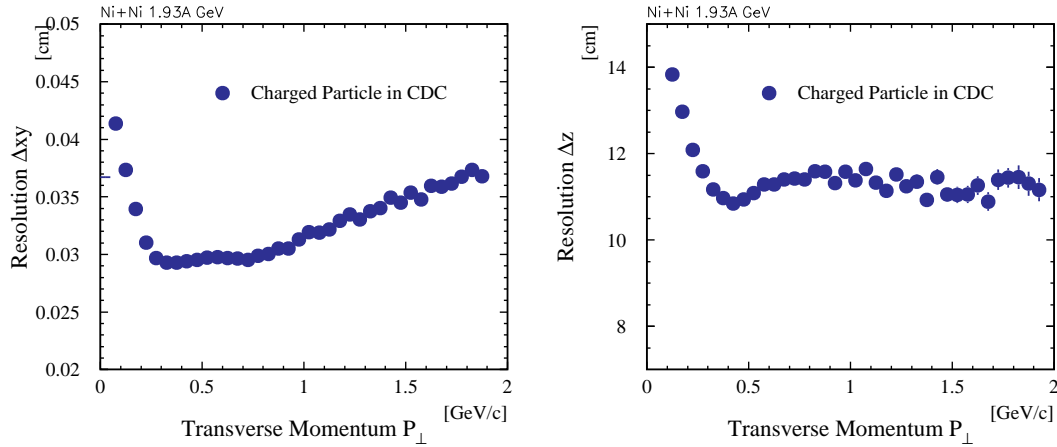


Abbildung 3.2: Die Auflösung der xy - und z -Koordinate im System Ni+Ni bei 1,93A GeV als Funktion des transversalen Impulses.

Kalibration des spezifischen Energieverlustes

Geladene Teilchen verlieren ihre kinetische Energie beim Durchgang durch Materie hauptsächlich durch Anregung von gebundenen Elektronen und durch Io-

nisation [Leo94]. Von größter Bedeutung sind reine Stoßprozesse, bei denen die stoßenden Teilchen auf atomare Elektronen so viel Energie übertragen, daß sie den Atomverband verlassen können. Für diesen Prozeß wird der mittlere Energieverlust geladener Teilchen pro Wegstrecke durch die von Bethe und Bloch [Bet30, Blo33] entwickelte Funktion wiedergegeben.

Die Anzahl der bei der Ionisation freiwerdenden Elektronen ist proportional zu der abgegebenen Energie des Teilchens. Da die CDC im Proportionalbereich betrieben wird, unterscheidet sich der Energieverlust von der nachgewiesenen Ladung Q nur um einen konstanten Faktor f . Die Massenbelegung in einem homogenen Medium ist proportional zu der zurückgelegten Wegstrecke, die nach Spurerkennung und Spurrekonstruktion zugänglich ist. Man erhält also für jeden Treffer auf einem Signaldraht eine Größe, die direkt proportional zum Energieverlust des geladenen Teilchens im Driftvolumen ist.

Trägt man die Einträge gegen die auf den Signaldrähten deponierte Ladung auf, so ergibt sich eine asymmetrische Verteilung, die durch eine Landauverteilung beschrieben werden kann. Durch seltene Treffer mit sehr hoher deponierter Ladung oder durch falsch zugeordnete Treffer mit außergewöhnlich kleinen Meßwerten, variiert der Mittelwert dieser Verteilungen. Es bietet sich an, einen Teil der Meßwerte vor der Bestimmung des Mittelwerts zu verwerfen. Diese Methode trägt den Namen „*truncated mean*“ und erhielt im FOPI-Experiment den Vorzug. Die aufgezählten Gründe führen dazu, daß 20 – 30% der höchsten und 0 – 10% der niedrigsten Einträge verworfen werden.

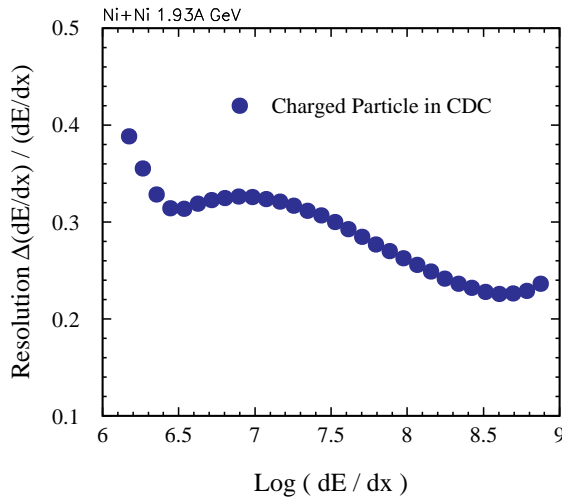


Abbildung 3.3:
Die Energieauflösung der geladenen Teilchen der CDC im System Ni+Ni bei 1,93A GeV als Funktion des Energieverlustes.

Die Kalibrationskonstante f des spezifischen Energieverlustes wird bestimmt, indem man die gemessenen Werte dem theoretischen Verlauf der Bethe-Bloch Funktion anpaßt. Da in einer Schwerionenreaktion von 1 – 2A GeV hauptsächlich Pionen, Protonen und Deuteronen emittiert werden und die negativen Pionen nahezu untergrundfrei gemessen werden, eignen sie sich zur Kalibration. Die

Energieauflösung der geladenen Teilchen ist in Abb. 3.3 für das Ni+Ni-System als Funktion des Energieverlustes aufgetragen. Die Auflösung des Energieverlustes ist mit der Auflösung der z -Koordinate korreliert und liegt in den untersuchten Systemen zwischen 20 und 30%. Die theoretische Auflösung ist im optimalen Fall zwischen 8 und 10% [Soc98, Wal81].

3.2 Ereignisselektion

Die Ereignisselektion bezieht sich im Wesentlichen auf die Informationen des Startzählers und den mit Hilfe der CDC rekonstruierten Ereignisvertices. Abb. 3.4

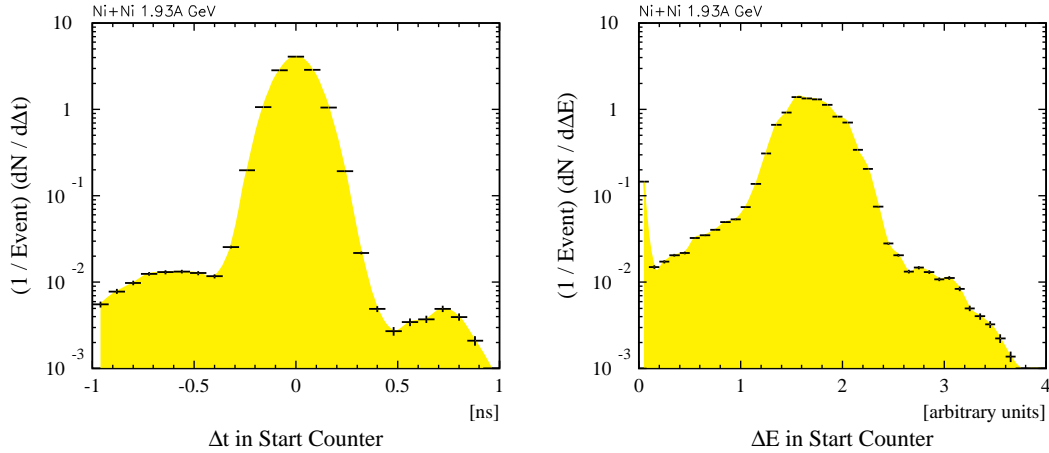


Abbildung 3.4: Aufgetragen ist die kalibrierte Zeitverteilung (links) und der Energieverlust (rechts) des Startsignals.

zeigt am Beispiel des untersuchten Ni+Ni-Systems das vom Startzähler gemessene Zeit- und Energieverlustsignal der Strahlteilchen. Durch die gute Auflösung des Startzählers kann im Grunde jedes einzelne Ion gemessen werden. Jedoch können zwei dicht aufeinander folgende Teilchen - von denen das erste die gemessene Reaktion auslöst, während das zweite das Startsignal liefert bzw. umgekehrt - zu Beiträgen außerhalb der gaußförmigen Hauptkomponente des Zeitspektrums führen. Im Energiespektrum erkennt man neben der Hauptkomponente Ereignisse bei etwa der doppelten Energie, die von Doppeltreffern verursacht werden.

Um den Untergrund von Ereignissen, die aus Reaktionen mit der in der näheren Umgebung des Targets vorhandenen Materials sowie mit dem umgebenden Gas stammen, zu unterdrücken, wird ein Fenster um den rekonstruierten Ereignisvertex ausgeschnitten. In Abb. 3.5 ist die Verteilung des Ereignisvertex in Strahlrichtung für zwei verschiedene Multiplizitätsklassen gezeigt, die in Abschnitt 3.5 definiert werden. Bei der Multiplizitätsklasse M4 ist der erhöhte Bei-

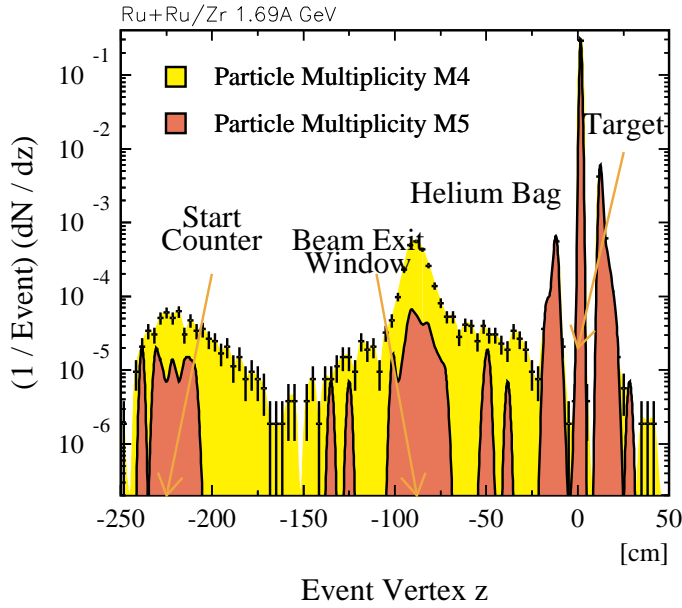


Abbildung 3.5:
Spektrum der z -Koordinate zweier Multiplizitätsklassen, def. Abschnitt 3.5, der Plastikwand im System Ru+Ru/Zr 1,69A GeV.

trag durch die Kapton Austrittsfolie deutlich zu erkennen. Aber auch Reaktionen mit dem umgebenden Gas führen zu Untergrundereignissen bei hohen Teilchenmultiplizitäten in der Plastikwand. Weiterhin läßt sich ein Abfall der Zählrate für Untergrundereignisse beobachten, die aus Kollisionen strahlabwärts vom Target stammen. Diese Erscheinung läßt sich dadurch erklären, daß weniger Teilchen genügend stark rückwärts emittiert werden, um in den Akzeptanzbereich der CDC zu gelangen. Zentrale Ereignisse, die einer hohen Multiplizitätsklasse angehören, werden fast ausschließlich in der Targetregion produziert. Nach einem Schnitt um den z -Vertex ist die Kontamination dieser Ereignisse kleiner als 0,1%. Leider beträgt die Vertexauflösung in der z -Ebene etwa 2,5 cm. Es ist daher sinnvoll, alle Teilchenspuren deren Vertex z -Koordinaten innerhalb von ± 10 cm liegen auf die Target z -Koordinate anzupassen. Nach dieser Ereignis Selektion erhält man für die unterschiedlich untersuchten Systeme die in Tab. 3.1 aufgeführte Anzahl von Ereignissen.

System A GeV	Ni+Ni 94 1,93	Ni+Ni 95 1,93	Ru+Ru 96 1,69	Zr+Ru 96 1,69
Ereignisse	$2,7 \times 10^6$	$6,4 \times 10^6$	$4,6 \times 10^6$	$2,7 \times 10^6$
CE	$2,7 \times 10^6$	$5,1 \times 10^6$	$2,4 \times 10^6$	$1,4 \times 10^6$
MedB	—	$1,6 \times 10^6$	$4,3 \times 10^6$	$2,5 \times 10^6$
MinB	—	—	1880	—

Tabelle 3.1: Anzahl der akzeptierten Ereignisse.

3.3 Teilchenidentifizierung

Ein weiterer wesentlicher Aspekt der Datenanalyse ist die Identifikation der verschiedenen Teilchen. Teilchen und Strahlung werden nicht direkt, sondern über ihre Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen. Dabei gibt es spezifische Wechselwirkungen für geladene Teilchen, die sich von denen für neutrale Teilchen, hierzu gehören auch die Photonen, unterscheiden. Hinzu kommt, daß für ein und dasselbe Teilchen unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse bei verschiedenen Energien relevant sein können. Dazu können verschiedene Nachweisinstrumente für spezifische Teilchen- und Strahlungscharakteristika genutzt werden. Hier wären z.B. die Energieverlustmessungen in Driftkammern, die Geschwindigkeitsbestimmung durch den Gebrauch von Szintillator- und Čerenkov-Barrel oder die unterschiedliche longitudinale und laterale Verteilung der Energiedeposition in Kalorimetern aufzuzählen. Im Grunde kann man sagen, daß jeder physikalische Wechselwirkungsprozeß die Basis für ein Detektorkonzept abgibt.

In diesem Abschnitt wird vor allem die Möglichkeit der Identifikation von Teilchen durch Informationen der CDC untersucht. Eine Identifikation ist möglich, da nicht nur die räumlichen Koordinaten einer Teilchenspur, sondern auch der Energieverlust ΔE für jeden Spurpunkt zugänglich ist. Durch die Spurrekonstruktion kann aufgrund des Magnetfeldes aus dem Krümmungsskalar der Impuls und aus der Links- oder Rechtsorientierung der Teilchenspur das Vorzeichen der Ladung extrahiert werden. In Abb. 3.6 ist der mittlere Energieverlust logarithmisch als Funktion des Impulses pro Ladung aufgetragen.

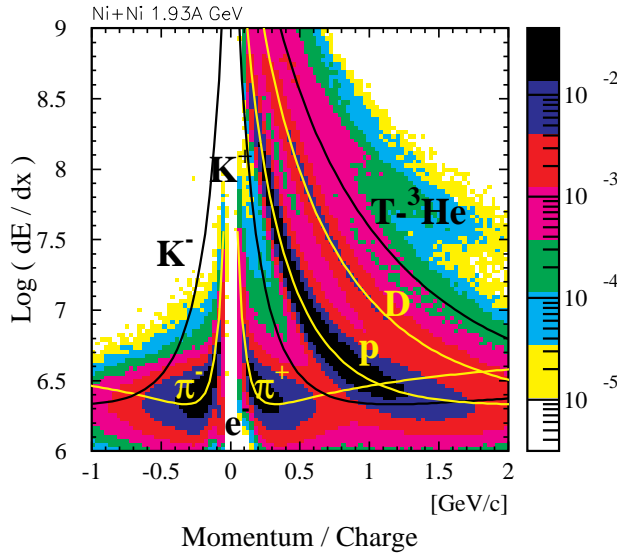


Abbildung 3.6:
Spezifischer Energieverlust der geladenen Teilchen in der CDC aufgetragen als Funktion des Impulses pro Ladung. Die eingezeichneten Linien geben den erwarteten Verlauf der Bethe-Bloch-Funktion wieder.

Von links unten nach rechts oben ordnen sich Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen und Tritonen an. Die eingezeichneten Linien geben den erwarteten Verlauf des spezifischen Energieverlustes der Bethe-Bloch-Funktion wieder. Durch

eine einfache Umstellung der Bethe-Bloch-Relation und bekannter Ladung lässt sich das Massenspektrum der CDC bestimmen. Das Resultat ist in Abb. 3.7 aufgetragen. In diesem Stadium der Analyse können geladene Kaonen von den

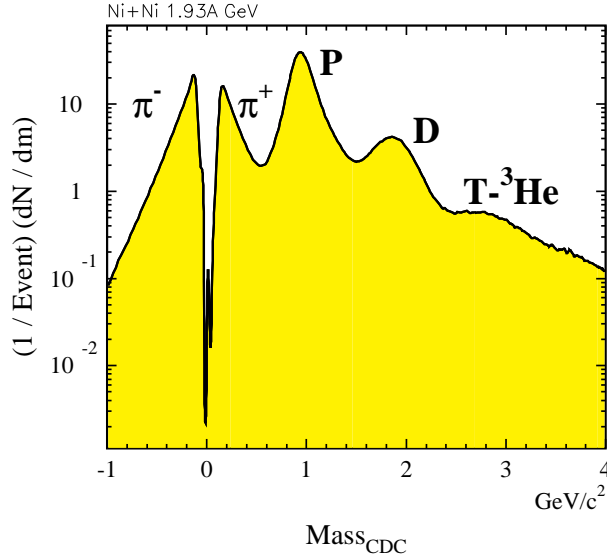


Abbildung 3.7:
Mit Hilfe der Bethe-Bloch Funktion lässt sich aus dem Spezifischen Energieverlust das Massenspektrum der CDC bestimmen. Den negativ geladenen Teilchen ist zur besseren Unterscheidung ein negativer Impuls sowie eine negative Masse zugeordnet.

übrigen Teilchen nicht getrennt werden. Eine verbesserte Teilchenidentifizierung kann durch die Hinzunahme der Informationen des Szintillator-Barrels erreicht werden. Hierzu werden die rekonstruierten CDC-Spuren zum Barrel extrapoliert. Damit ergibt sich nicht nur eine Flugzeitinformation (ToF), sondern auch die Information der Flugstrecke (L). Mit diesen zusätzlichen Größen kann die Geschwindigkeit eines jeden Teilchens errechnet werden. Auch hier lässt sich eine Masse mit den durch die Extrapolation gewonnenen Informationen nach Gleichung 3.4 berechnen.

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

$$m^{(\text{Barrel})} := \frac{p}{\gamma\beta} \quad (3.4)$$

Die Masse ist damit eine redundante Information und kann mit der Masse der CDC korreliert werden, was in Abb. 3.8 noch einmal dargestellt ist. Nun ist es möglich $^3\text{Helium}$ von Tritonen zu unterscheiden. Mit Hilfe dieser Methode und weiteren Überlegungen, z.B. eine Betrachtung vernünftiger Impulsbereiche, können geladene Kaonen identifiziert werden. Dies ist für den Verlauf dieser Analyse nicht erforderlich und ist in der vorliegenden Arbeit nicht dargestellt. Diese Information wird nötig, wenn jene Teilchen in einer späteren Phase miteinander verglichen werden.

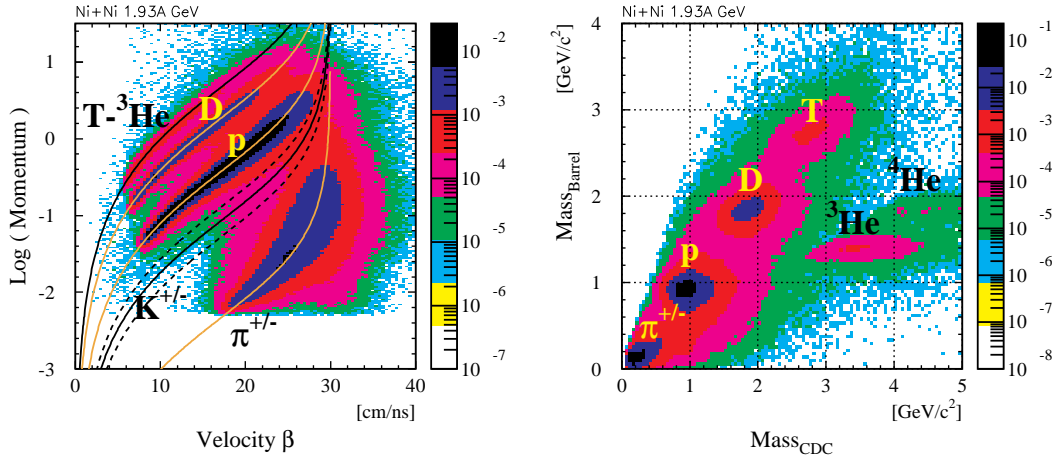


Abbildung 3.8: CDC- in Korrelation mit Barrelinformationen. Im linken Histogramm ist der Betrag des Impulses logarithmisch gegen die Geschwindigkeit aufgetragen. Das rechte Histogramm zeigt die CDC-Masse als Funktion der Barrel-Masse.

Weitere Größen können miteinander korreliert werden. Trägt man beispielsweise den Energieverlust aus der CDC logarithmisch gegen die berechnete Geschwindigkeit auf, so erhält man eine Auflösung verschiedener Ladungszustände. In Abb. 3.9 erhalten die negativ geladenen Teilchen aufgrund ihrer Orientierung

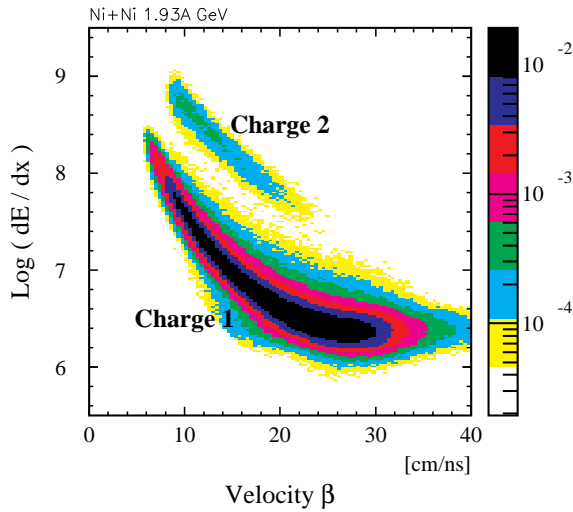


Abbildung 3.9:
Durch den Energieverlust und der Geschwindigkeit eines Teilchens wird die Auflösung der verschiedenen Ladungszustände wiedergegeben.

im Magnetfeld einen negativen Krümmungsskalar und damit wird ihnen eine negative Geschwindigkeit zugeordnet. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, verwendet man den Betrag des Krümmungsskalars.

Eine mehr indirekte Methode der Teilchenidentifikation ist, Teilchen mit ei-

ner nicht zu vernachlässigenden Zerfallslänge zu nutzen; typischerweise einige 100 μm bis hin zu einigen Metern. Dieser Zerfallsvertex kann gut von einem primären Wechselwirkungspunkt getrennt werden, was natürlich von dem Auflösungsvermögen des jeweiligen Detektors abhängt. Können deren Zerfallsprodukte mit einer hohen Präzision aufgenommen werden, erlaubt dies eine Rekonstruktion des zuvor zerfallenen Teilchens. Schwach zerfallende Teilchen B , D , Λ und K_S^0 sind typische Vertreter dieser Klasse. Aber auch die Konversion eines Photons in ein e^-e^+ -Paar zeigt die gleiche Signatur. Auf diese indirekte Methode wird in einem späteren Kapitel sehr viel detaillierter eingegangen.

3.4 Detektorakzeptanz

Nach Kalibration und Teilchenidentifizierung ist die Detektorakzeptanz für die verschiedenen Teilchen von Interesse. Zur Darstellung des Akzeptanzbereichs werden folgende Observablen bevorzugt genutzt:

- Ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit β_{\parallel} eines Teilchens mit der Gesamtenergie E und dem longitudinalen Impuls p_{\parallel} ist die Rapidität Y . Sie wird definiert gemäß:

$$Y := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) = \tanh^{-1}(\beta_{\parallel}) \quad (3.5)$$

Diese Observable hat den großen Vorteil, daß sie sich unter einer Lorentztransformation additiv verhält. Ergebnisse bei unterschiedlicher Strahlenergie lassen sich in dieser Darstellung einfach vergleichen. Es ist üblich, die absolute Rapidität auf die Schwerpunktrapidität zu normieren, so daß sich Projektil- bzw. Targetrapidität zu ± 1 ergeben.

- In der Reaktion wird die ursprünglich rein longitudinale Bewegung auf Freiheitsgrade senkrecht zu dieser Richtung umverteilt. Daher liegt es nahe, diese Komponenten des Impulses zum Transversalimpuls aufzuaddieren.

$$p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.6)$$

Bei einer Lorentztransformation in Strahlrichtung bleibt die Größe invariant.

- Eine weitere Größe ist die transversale Masse, die wie folgt definiert ist:

$$m_{\perp} := \sqrt{p_{\perp}^2 + m_0^2} \quad (3.7)$$

Mit dieser definierten Größe lassen sich Energie und longitudinaler Impuls einfach berechnen:

$$E = m_{\perp} \cosh(Y) \quad (3.8)$$

$$p_{\parallel} = m_{\perp} \sinh(Y) \quad (3.9)$$

Im linken Histogramm der Abb. 3.10 ist die Detektorakzeptanz der einzelnen Nachweisinstrumente schematisch dargestellt. Die einzelnen Detektorgrenzen sind durch ihren Polarwinkel im Laborsystem charakterisiert und durch die eingetragenen Linien gekennzeichnet. Schon in dieser Darstellung werden Zonen sichtbar,

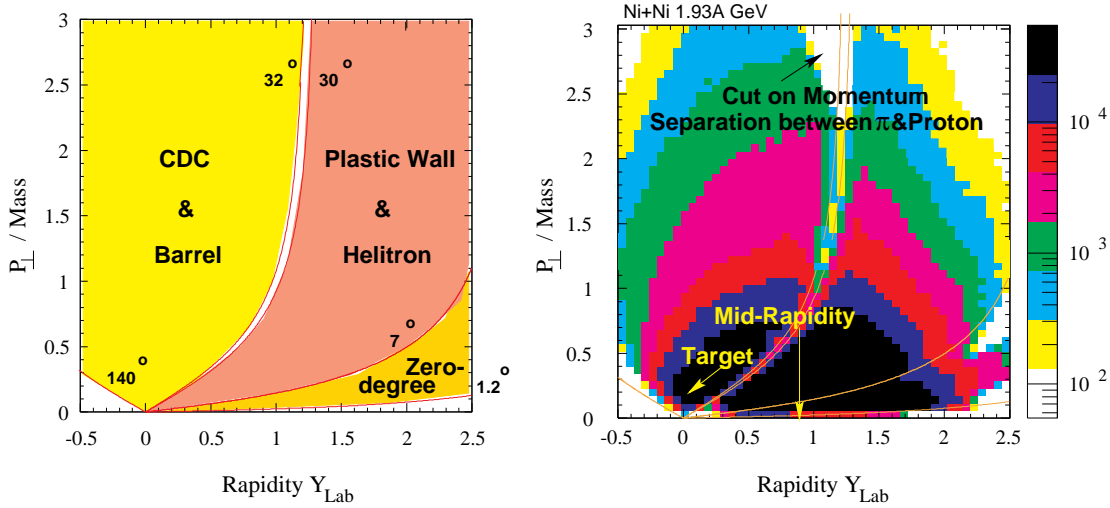


Abbildung 3.10: Im linken Histogramm ist die Detektorakzeptanz der einzelnen Nachweisinstrumente schematisch dargestellt. Die im Ni+Ni-System gemessene Impulsraumverteilung für Teilchen mit Ladung $Q = 1$ ist im rechten Histogramm gezeigt.

die nicht durch einen Detektor abgedeckt werden. Das führt zu Akzeptanzschwierigkeiten an den Randbereichen der Detektoren. Auch im Targetbereich werden Teilchen absorbiert, was eventuell berücksichtigt werden muß. Abb. 3.10 zeigt die mit den FOPI-Detektorsystem aufgenommene Impulsraumverteilung für Teilchen mit Ladung $Q = 1$. Auch hier markieren die eingetragenen Linien die Grenzen der einzelnen Detektorkomponenten. Die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen ist ohne weitere Korrektur logarithmisch in z -Richtung aufgetragen.

Da Pionen und Protonen durch ihren charakteristischen Energieverlust identifiziert werden, ist bei einem bestimmten Impuls eine Separation dieser Teilchen nicht mehr möglich (siehe Abb. 3.6). So wird bei einem bestimmten Impuls das Signal dem schwereren Teilchen zugeordnet. Dieses Vorgehen hat den beobachteten Effekt, der in Abb. 3.10 durch einen Pfeil angedeutet ist, zur Folge.

3.5 Zentrale Ereignisse und deren Topologie

Da Kerne ausgedehnte Objekte sind, können beobachtbare Größen einer Kern-Kern-Wechselwirkung von der Geometrie des Stoßes abhängen. Aus diesem Grund

werden im folgenden Kapitel die Abhängigkeiten einer Schwerionenreaktion in Verbindung zur Zentralität und Topologie untersucht.

Eine wichtige Größe, die die Zentralität einer Kern-Kern-Kollision kennzeichnet, ist der Stoßparameter. Er ist definiert als asymptotischer Abstand der Zentren des Projektil- und des Targetkerns im Eingangskanal der Reaktion. Der Stoßparameter alleine charakterisiert die Stoßgeometrie jedoch nicht vollständig. Er ist durch eine Richtung ausgezeichnet, die eine Streuebene definiert, in der die Reaktion stattfindet. Diese Reaktionsebene ist damit die Ebene, die durch die Richtung des Stoßparameters und der Strahlachse aufgespannt wird.

Anders als in Modellrechnungen, in denen die Stoßgeometrie und damit die Zentralität von vornherein festgelegt werden kann, ist es im Experiment weder möglich, den Stoßparameter auf eine bestimmte Größe zu fixieren, noch ihn als direkte Meßgröße zu beobachten. Um die Zentralität eines Ereignisses experimentell zu untersuchen, wird man globale Observablen suchen müssen, die mit dem Stoßparameter in Zusammenhang gebracht werden können oder zumindest den gewünschten Stoßparameterbereich selektieren.

Experimentelle Untersuchungen und verschiedene Modellrechnungen ergaben, daß die Teilchenmultiplizität eines Ereignisses, die Summe aller Ladungen des Projektilrestes oder die Verteilung der Fragmentladungen eng mit der Zentralität von Kern-Kern-Kollisionen verknüpft sind. In der FOPI-Kollaboration werden hohe Teilchenmultiplizitäten in Verbindung mit zentralen Stößen schwerer Ionen gebracht. An dieser Stelle sei daran erinnert, daß die Teilchenmultiplizität der Plastikwand schon als Auslöser für die Entscheidung zur Aufnahme einer Schwerionenreaktion diente. Der Annahme, daß die Teilchenmultiplizität mit zentralen Ereignissen im Zusammenhang steht, hat folgende Gründe:

- **Größere Überlappzone bei kleinerem Stoßparameter**

Daß die Zahl der gemessenen Reaktionsprodukte ansteigt, je größer die Überlappzone der Kerne ist, kann durch ein geometrisches Modell A verstanden werden.

- **Abstoppen des Systems bei zentralen Stößen**

Bei peripheren Stößen wird sich ein Großteil der Nukleonen im Spektator befinden und sich mit großer Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung fortbewegen. Je zentraler der Stoß wird, desto mehr stoppt das System und seine longitudinale Bewegung wird in transversale Bewegung umgewandelt. Diese Eigenschaft ist von der Systemgröße und der Strahlenergie abhängig [B⁺94a, Wan97, H⁺98, A⁺99].

- **Größere Wahrscheinlichkeit der Teilchenproduktion**

Des weiteren ist die Wahrscheinlichkeit der Teilchenproduktion, meist Pionen, bei zentralen Stößen größer als bei peripheren [P⁺97a], was zu einer

weiteren Erhöhung der Multiplizität führt. Dies ist abhängig vom intrinsischen Fermiimpuls, von Resonanzen, der erreichten Kompressionsenergie sowie der Systemgröße.

Somit bedingt eine hohe Multiplizität geladener Teilchen einen kleinen Stoßparameter b .

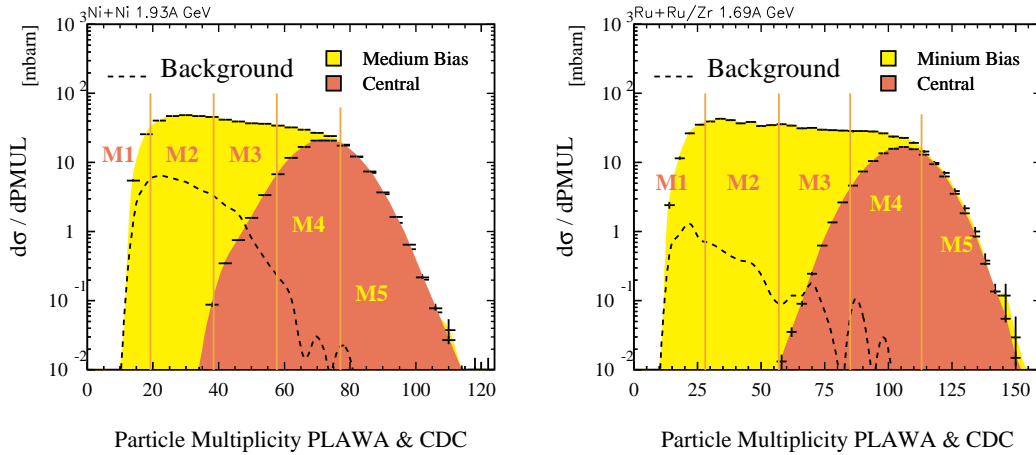


Abbildung 3.11: Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen für das System Ni+Ni 1,93A GeV links, und das System Ru+Ru/Zr 1,69A GeV rechts.

Abb. 3.11 zeigt die Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen für das Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-System. Hierzu sind die Informationen der CDC und der Plastikwand zusammengefaßt. In Anlehnung an die Klassifikation der Plastic-Ball-Kollaboration wird die gemessene Multiplizität der geladenen Teilchen in Zentralitätsintervalle [M1...Mn] aufgeteilt [GPR89], wobei sich die Klassifikation nach dem im Experiment beobachteten Plateau orientiert. Danach werden die zentralsten Stöße als die Multiplizitätsklasse festgelegt, bei der diese Verteilung bis auf die Hälfte der Plateauhöhe abgefallen ist. Diese Verteilung teilt man in gleich große Intervalle auf, woraus sich die Definition der Zentralitätsklassen ergibt. Nur die Zentralitätsklassen M4 und M5 sind für die Analyse seltsamer Teilchen von Bedeutung, da dieser Bereich mit genügender Statistik aufgenommen wurde. Es muß noch berücksichtigt werden, daß der Targetbereich nicht von einem Vakuum umgeben ist und daher ein Teil der Ereignisse aus Untergrundereignissen mit der in näherer Umgebung vorhandenen Materie sowie mit dem umgebenden Gas stammt. Mit Hilfe des rekonstruierten Ereignisvertex durch die Teilchenspuren in der CDC kann dieser Untergrund weitgehend unterdrückt werden. Der Untergrundanteil aus Reaktionen mit der Helumatmosphäre ist aus einem Bereich von 20 bis 40 cm vor dem Target bestimmt und in Abb. 3.11 durch eine Linie markiert.

In einem geometrischen Modell ist der Reaktionsquerschnitt σ_{geom} in folgender Weise mit dem Stoßparameter b verknüpft.

$$\sigma_{\text{geom}} = 2\pi \int b db \quad (3.10)$$

Unter der Annahme, daß die mittlere Multiplizität mit wachsendem Stoßparameter monoton abnimmt, kann jeder Zentralitätsklasse ein mittlerer Stoßparameter zugeordnet werden.

$$\langle b_{\text{geom}} \rangle = \frac{2\pi \int_{b_{\text{min}}}^{b_{\text{max}}} b^2 db}{2\pi \int_{b_{\text{min}}}^{b_{\text{max}}} b db} \quad (3.11)$$

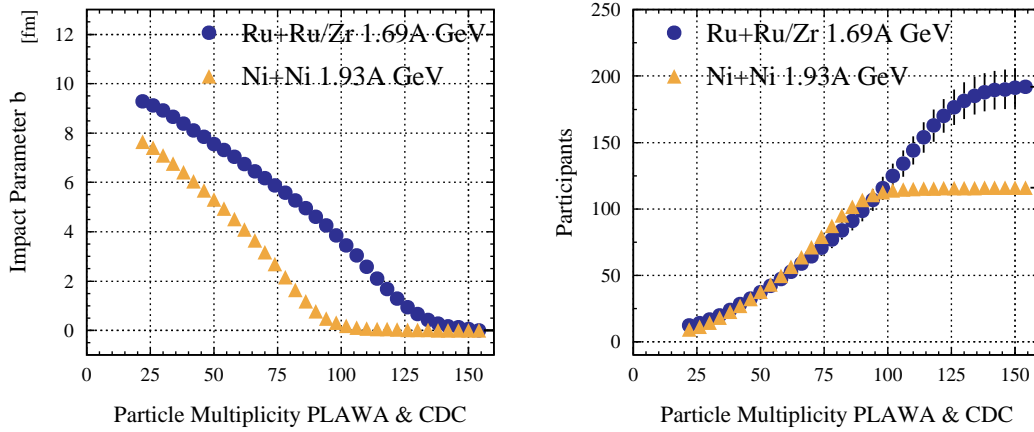


Abbildung 3.12: Durch ein geometrisches Modell kann der Stoßparameter als Funktion der Multiplizität dargestellt werden. Die Anzahl an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen ergibt sich innerhalb eines sphärischen Modells A durch das Atomgewicht und einer Funktion des Stoßparameters. Die Fluktuationen können durch die Darstellung in Abb. 3.13 abgeschätzt werden.

Das linke Histogramm in Abb. 3.12 zeigt den Stoßparameter als Funktion der Multiplizität geladener Teilchen. Eine weitere Größe in diesem Zusammenhang ist die Anzahl der an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen. Diese kann wie in Referenz [G⁺77] vorgeschlagen und durch Abb. 1.1 motiviert, aus der Überlappzone zweier Kugeln berechnet werden. Die Abhängigkeit der teilnehmenden Nukleonen vom Stoßparameter wird im Anhang A beschrieben. In Tab. 3.2 ist das Ergebnis dieser Rechnungen eingetragen.

Eine Abschätzung für die Fluktuationen dieser Größen zu, kann mit Zuhilfenahme von Simulationsrechnungen herausgefunden werden. Auf der experimentellen Seite entwickelt man Methoden, um weitere Observablen zu finden, die

System	Ni+Ni		Ru+Ru/Zr	
Zentralität	M4	M5	M4	M5
$\langle b_{\text{geom}} \rangle$ [fm]	3,5	1,5	3,8	1,6
N_{part}	66	96	118	165

Tabelle 3.2: Stoßparameter in Abhängigkeit der Zentralitätsklassen und der mittleren an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen.

eng mit der Stoßgeometrie verknüpft sind. So steht die Umverteilung von longitudinaler zu transversaler Energie sicherlich mit der Zentralität einer Reaktion in Verbindung. In einem 4π -Experiment sollte diese Größe messbar sein und so wurde die Observable „*Erat*“ [Rei92] eingeführt. Sie beschreibt das Verhältnis der transversalen zur longitudinalen kinetischen Energie im Schwerpunktsystem der Reaktion.

$$Erat := \frac{\sum p_{\perp}^2 / 2m}{\sum p_{\parallel}^2 / 2m} \quad (3.12)$$

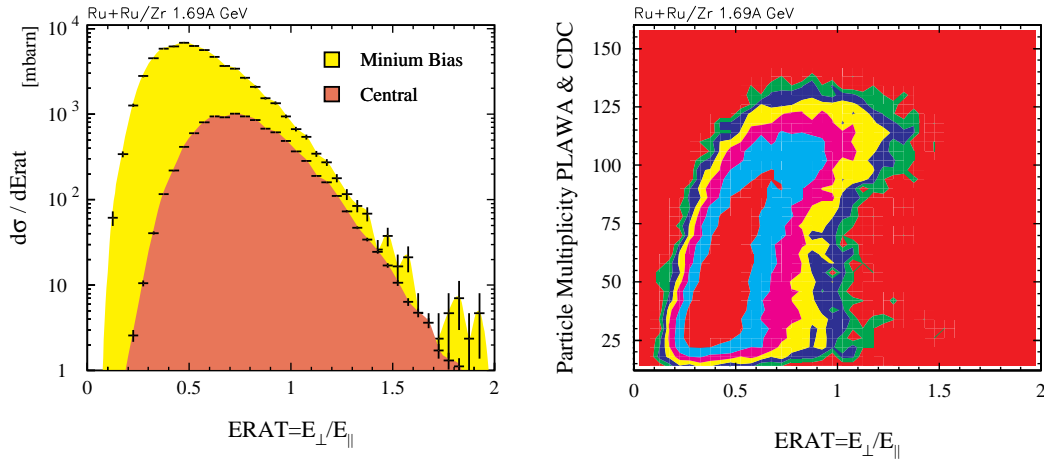


Abbildung 3.13: Verteilungen von *Erat* für die Reaktion Ru+Ru/Zr bei 1,69A GeV. Im rechten Histogramm ist die Multiplizität der geladenen Teilchen als Funktion von „*Erat*“ aufgetragen.

Die Observable basiert somit auf dem Grad des Abstoppens der beiden an einer Schwerionenreaktion beteiligten Kerne. Zentrale Stöße sollten eine isotrope Energieverteilung zeigen, woraus folgt: je größer *Erat*, desto zentraler die Reaktion. Da die transversale Komponente durch zwei Freiheitsgrade und die longitudinale Komponente durch einen Freiheitsgrad repräsentiert wird, sollte bei einer isotropen Verteilung *Erat* den Wert 2 annehmen. In Abb. 3.13 ist die

Multiplizität geladener Teilchen als Funktion von E_{rat} aufgetragen. In dieser Abbildung erkennt man, daß die Fluktuationen sehr groß sind. Weiterhin wird festgestellt, daß E_{rat} eine bessere Eignung für die Selektion zentraler Ereignisse und die Multiplizität geladener Teilchen besser für die Selektion peripherer Ereignisse eingesetzt werden kann. Der Verlauf bei $E_{rat} < 0,5$ kann auf den Trigger und die Detektoreffizienz zurückgeführt werden.

3.6 Bestimmung der Reaktionsebene

In dem bei der GSI bereitgestellten Energiebereich wird bei Kern-Kern-Kollisionen enorme thermische und zusätzlich Kompressionsenergie erzeugt. Beide Terme zusammen ergeben den Druck und steuern die anschließende Expansionsphase. Kollektive Effekte der Reaktionsprodukte sollten somit beobachtet werden. Aufgrund solcher Effekte und den Erhaltungssätzen müßte sich eine Reaktionsgeometrie auszeichnen.

Um kollektive Effekte einer Reaktion darzustellen, mißt man die Emission von Teilchen bezüglich einer Referenzebene. Diese Ebene nennt sich Reaktionsebene und wurde historisch durch eine sogenannte Sphärizitätsanalyse berechnet [G⁺84]. Eine weitere Methode wurde von P. Danielewicz und G. Odyniec [DO85] vorgestellt, die in der vorliegenden Arbeit Verwendung fand. Der charakteristische Aspekt kollektiven Verhaltens in Kern-Kern-Reaktionen ist, daß die Richtung der emittierten Teilchen mit der Orientierung des Stoßparameters korreliert ist. Die Reaktion kann also in einer Ebene beschrieben werden, die durch den Stoßparameter und der Strahlachse aufgespannt wird. Die Summe der Transversalimpulse über alle emittierenden Teilchen sollte in die Richtung ϕ_R des Stoßparameters zeigen. Dies bildet die Grundlage der Transversalimpuls-Analyse. Bei diesem Verfahren wird die Reaktionsebene für jedes Ereignis nach den folgenden Gleichungen bestimmt.

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} Q \cos \phi_R \\ Q \sin \phi_R \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^N w_i \vec{p}_{\perp i} \quad (3.13)$$

Die Summe läuft hierbei über alle detektierten Teilchen eines Ereignisses, wobei w_i einen Gewichtungsfaktor darstellt, der von der Teilchensorte und der Rapiditätsregion des Teilchens abhängt. Es wird folgende Wahl getroffen:

$$w_i = \begin{cases} +1 & \text{für } Y^{(0)} < 0 \\ 0 & \text{für alle produzierten Teilchen} \\ -1 & \text{für } Y^{(0)} > 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

Dies gilt für alle Teilchen, die im Eingangskanal liegen, somit für Protonen, Neutronen (mit FOPI nicht meßbar), Deuteronen, Tritonen und alle schwereren Fragmente. Für alle in den Schwerionenkollisionen produzierten Teilchen, hauptsächlich Pionen, wird w_i auf Null gesetzt, da sie a priori keine Erinnerung an die anfängliche Stoßgeometrie besitzen.

Auflösung der Reaktionsebene

Die rekonstruierte Reaktionsebene unterscheidet sich im allgemeinen von der wirklichen Reaktionsebene durch einen Fehler $\Delta\phi_R$, welcher von einem zum anderen Ereignis variiert. Dieser Effekt muß beispielsweise in der Untersuchung der Flußprofile berücksichtigt und korrigiert werden. Eine Abschätzung über die Güte erhält man durch die Aufteilung der Teilchen eines Ereignisses in zwei Teilereignisse $E_{1,2}$ [DO85]. Die Aufteilung sollte zufällig geschehen, wobei die Teilereignisse eine etwa gleich große Teilchenmultiplizität erhalten. Anschließend werden nach der beschriebenen Transversalimpuls-Analyse die Vektoren \vec{Q}_{E_1, E_2} berechnet. Der Relativwinkel $\Delta\phi_{12}$ zwischen diesen Vektoren ist ein Maß für die Genauigkeit der Reaktionsebene. Hierzu werden die Informationen der CDC, PLAWA und ZDD benutzt. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abb. 3.14 für das Ni+Ni-

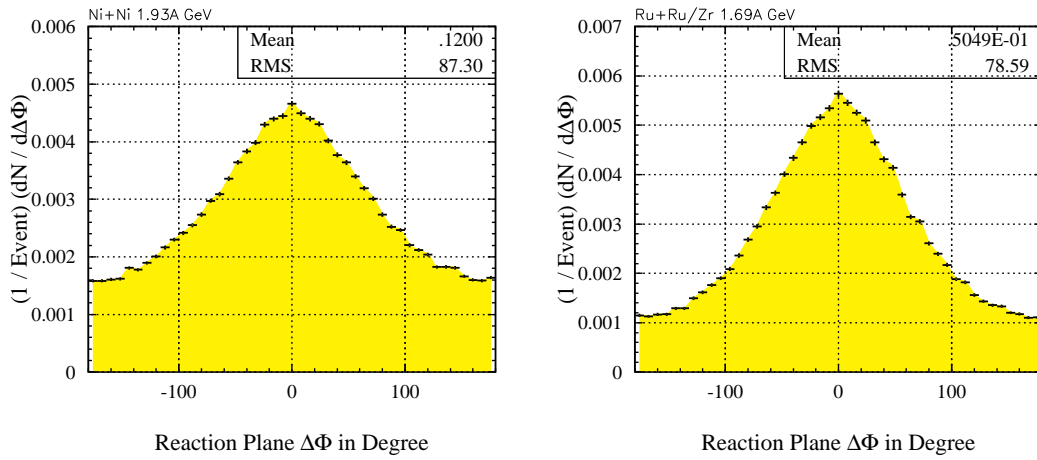


Abbildung 3.14: Linkes Histogramm zeigt die Güte der Reaktionsebene für das Ni+Ni-System. Die Güte des Ru+Ru/Zr-Systems ist im rechten Histogramm dargestellt.

und Ru+Ru/Zr-System zu sehen. Die Güte der Reaktionsebene erhält man aus dem $RMS/2$ -Wert der Verteilung. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Ebene, wie auch die Unsicherheiten bei der Projektion, ist bei dieser Methode von der Teilchenmultiplizität und der Einschußenergie abhängig. Diese Effekte sind in Abb. 3.15 ersichtlich.

Die Effekte nochmals einzeln betrachtet:

1. **Einschußenergie:** Die Untersuchungen zeigten eine bessere Auflösung bei niedrigen Einschußenergien [H⁺99], was durch die Anzahl und der Existenz von Fragmenten zu erklären ist.
2. **Effizienz und Auflösungsvermögen von Sub-Detektoren:** Der Einfluß der einzelnen Detektorkomponenten und deren Schwierigkeiten bei der Auflös-

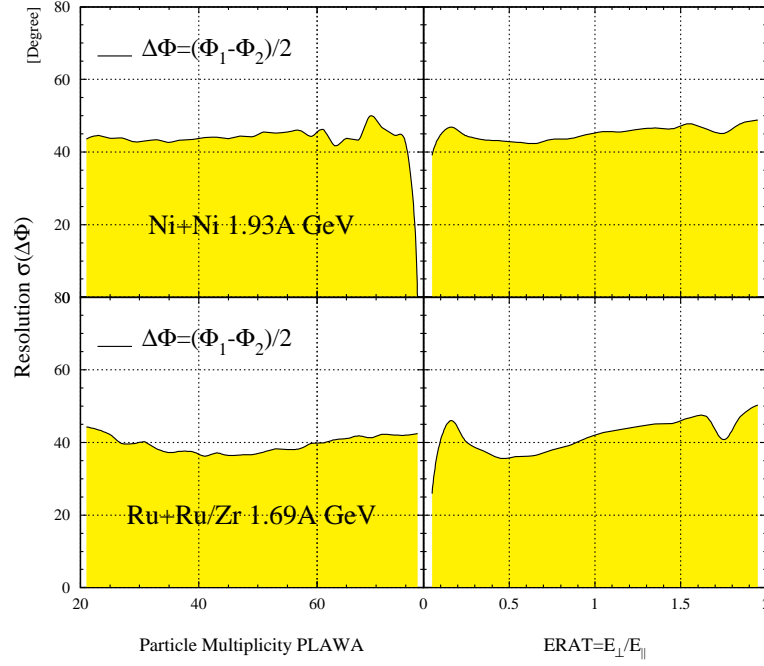


Abbildung 3.15: Auflösung der Reaktionsebene als Funktion der Multiplizität der Äußeren-Plastikwand und der Größe *Erat* im Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-System bei unterschiedlichen Strahlenergien.

ung der einzelnen Teilchenspezies spielt eine wesentliche Rolle. So führen einzelne ineffiziente Detektorbereiche zu einer Asymmetrie. Weiterhin besteht eine Diskrepanz zwischen ϕ_R^{CDC} und ϕ_R^{PLAWA} . Die Ursache liegt einerseits darin, daß die PLAWA zwischen Baryonen und Mesonen nicht unterscheiden kann und andererseits, daß das magnetische Feld der Spule ϕ_R^{PLAWA} rotiert. Da der Unterschied gering ist, wird er nicht berücksichtigt.

3. **Zentralität:** Dieser Einfluß wird auf Effekte zurückgeführt, die mit der endlichen Teilchenanzahl verbunden sind. Darüberhinaus ist der Anteil der Spektatoren, die im Wesentlichen die Reaktionsebene definieren größer. Weiterhin sei bemerkt, daß die emittierten Teilchen bei zunehmender Zentralität sich einer isotropen Verteilung nähern. In diesem Grenzfall ist die Reaktionsebene nicht zu bestimmen.
4. **Autokorrelationen:** Sie können vermieden werden, wenn ein neuer Vektor \vec{Q}_j im gleichen Ereignis berechnet wird, der alle Teilchen bis auf das zu untersuchende Teilchen j enthält.

5. **Massenabhängigkeit:** Durch die Untersuchungen unterschiedlicher Systeme deutet sich eine Massenabhängigkeit an, die nichts anderes als die Endlichkeit der Teilchenmultiplizitäten widerspiegelt.

Eine alternative Methode wird durch die Arbeit von J.Y. Ollitrault [Oll98] geboten. Er stellt eine verallgemeinerte Methode vor, die zu der Aussage kommt, daß die Auflösung $\Delta\phi_R$ eine universelle Funktion eines einzigen Parameters χ sei und aus den experimentellen Ergebnissen direkt abgelesen werden könne. Man kann zeigen, daß die Korrelationsfaktoren $\langle \cos n\Delta\phi_R \rangle$ ausschließlich von diesem Parameter abhängen und durch Kenntnis des angepaßten Wertes χ in jeder beliebigen Ordnung n berechnet werden können. Diese Korrelationsfaktoren werden für die Korrektur der Flußprofile benötigt.

$$\langle \cos n\Delta\phi_R \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi \exp\left(\frac{-\chi^2}{2}\right) \left[I_{\frac{n-1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_{\frac{n+1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \right] \quad (3.15)$$

I_k : Modifizierte Besselfunktionen in der Ordnung k

Beide Methoden sind mit Hilfe eines IQMD/HM-Modells (HM $\hat{=}$ Harte EoS sowie impulsabhängige Potentiale) für simulierte Ereignisse und den Ru+Ru/Zr-Daten überprüft worden. In einer Simulation hat man Kenntnis über die exakte Reaktionsebene. In Abb. 3.16 wird festgestellt, daß die Auflösung im Fall der

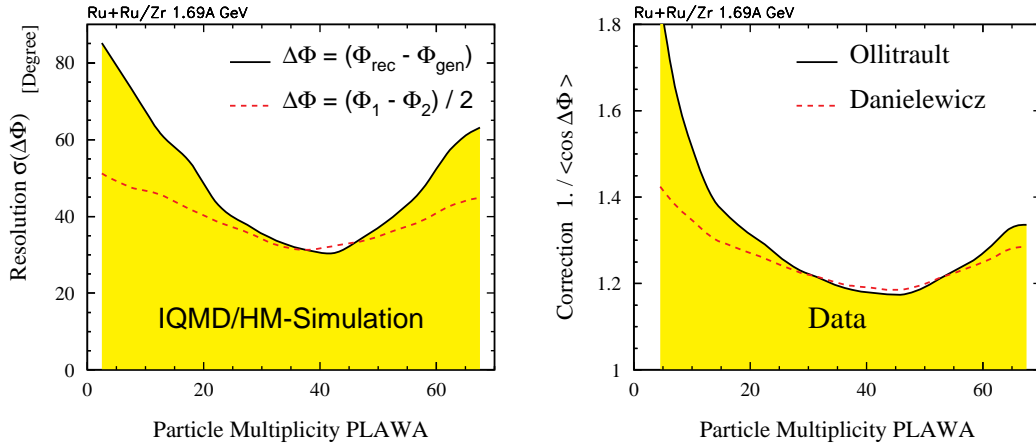


Abbildung 3.16: Im linken Histogramm ist die Auflösung der Reaktionsebene als Funktion der Teilchenmultiplizität in simulierten Ru+Zr 1,69A GeV IQMD/HM-Ereignissen dargestellt. Die nach Danielewicz errechnete Güte $\Delta\phi = (\phi_1 - \phi_2)/2$ ist mit der aus der Simulation bekannten Auflösung verglichen. Im rechten Histogramm sind die errechneten Korrekturfaktoren beider Methoden in den Ru+Ru/Zr-Daten gegenübergestellt. Deutlich wird erkannt, daß die Fluktuationen in der Danielewicz-Methode unterschätzt werden.

Danielewicz-Methode für zentrale Ereignisse um bis zu 20% unterschätzt wird. Vergleicht man nun die in den Ru+Ru/Zr-Daten berechneten Korrekturfaktoren der beiden Methoden als Funktion der Zentralität, so stellt man fest, daß die Ollitrault-Methode zu einer annähernd realistischen Auflösung führt. Zur Verbesserung der Reaktionsebene sind unter anderen auch iterative Verfahren untersucht worden, die z.B. den Flußparameter $F = d\langle p_x \rangle / dY$ der Protonen abhängig von der Rapidität als Gewichtungsfaktor in Gleichung 3.13 einsetzen. Da kein nennenswerter Fortschritt erzielt werden konnte, ist diese Richtung nicht weiter verfolgt worden.

Emissionscharakteristik

Existieren innerhalb des Feuerballs keine komplexen Mechanismen, so sollte die Emission senkrecht zur Reaktionsebene symmetrisch sein. Zur Überprüfung wird die Projektion des Transversalimpulses auf die Ebene senkrecht zur Reaktionsebene $\langle p_y \rangle$ berechnet. Diese Größe ist in Abb. 3.17 dargestellt. In diesen Observablen sollte keine Korrelation beobachtet werden, was für die untersuchten Systeme der Fall ist.

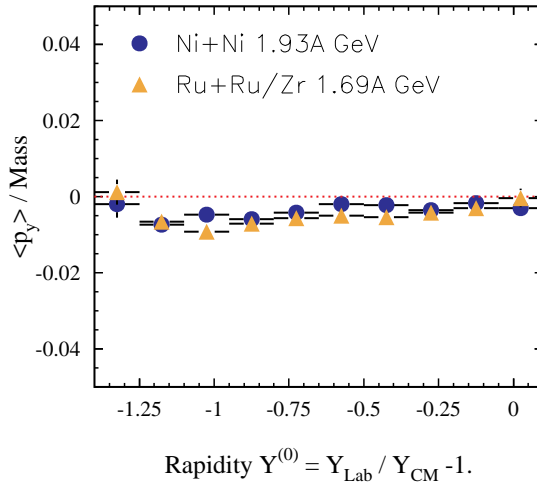


Abbildung 3.17:
Zur Überprüfung der Symmetrie ist der Mittelwert des Transversalimpulses von Protonen senkrecht zur Reaktionsebene $\langle p_y \rangle$ als Funktion der Rapidität aufgetragen.

3.7 Rekonstruktion der neutralen Teilchen

In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion der seltsamen neutralen Teilchen Λ und K_S^0 beschrieben. Die Identifizierung dieser Hadronen erfolgt anhand der Zerfallstopologie ihrer schwachen Zerfälle. Die Spur eines geladenen Teilchens, dessen Ursprung nicht zu einem Hauptwechselwirkungspunkt zurückgeführt werden kann, könnte von einem konvertierten Photon oder vom Zerfall eines langlebigen Teilchens herrühren. In einer Spurkammer hinterlassen die zwei gelade-

nen Zerfallsprodukte eines neutralen Teilchens die Signatur eines charakteristischen V^0 's. In den folgenden Abschnitten geht es darum, einen Algorithmus zu entwickeln, der die geometrischen und physikalischen Gesichtspunkte eines sogenannten V^0 -Zerfalls berücksichtigt und den hierbei auftretenden kombinatorischen Untergrund weitgehend unterdrückt. Dazu werden zu Beginn geeignete Ereignisse selektiert. Die Selektionskriterien sind im Wesentlichen durch die Auflösung des Detektorsystems beeinflusst. Da sich die Kriterien in den untersuchten Systemen kaum ändern, werden die jeweiligen Verteilungen innerhalb eines Systems dargestellt.

3.7.1 V^0 -Rekonstruktion

Aufgrund der auffälligen Signatur des schwachen Zerfalls neutral geladener Hadronen basierte die ursprüngliche Analyse der Λ - bzw. K_S^0 -Teilchen auf einer rein visuellen Erkennung. Nebel-, Blasen-, oder Streamerkammern waren die gebräuchlichsten Detektoren und gewährleisteten eine optische Registrierung der Ereignisse. Die Aufgabe bestand darin, die auf einer Photoplatte abgelichtete Ereignisaufnahme nach V^0 -Signaturen zu durchsuchen. Um Kandidaten für Zerfälle ungeladener seltsamer Hadronen zu bestimmen, suchte man nach entgegengesetzten gekrümmten Spuren, die sich im Raum entfernt von dem Ereignisvertex kreuzten. Spätere, modernere Verarbeitungsmethoden nutzten für die geschilderte Mustererkennung beispielsweise eine Houghtransformation [Hou62].

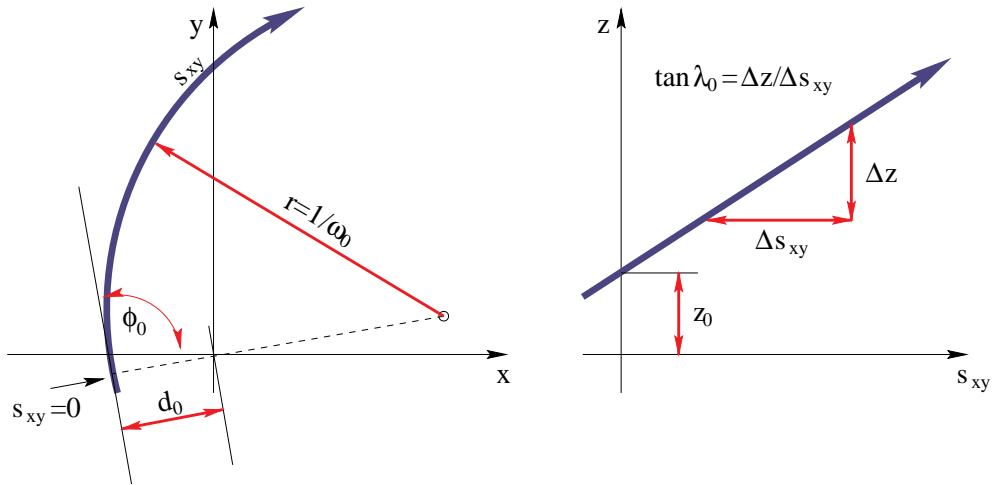


Abbildung 3.18: *Definition der Helixparameter. Auf der linken Seite ist die Projektion der Helix auf die xy -Ebene orthogonal zum magnetischen Feld zu sehen. Die Skizze auf der rechten Seite zeigt die Projektion der z -Koordinate als Funktion der Bogenlänge s_{xy} .*

Hier wird eine Methode vorgestellt, die mit Hilfe der Helixparameter der ge-

messenen Teilchenspur einen V^0 -Kandidaten selektiert. Zur Veranschaulichung sind diese Parameter in Abb. 3.18 illustriert. Die vollständige Parametrisierung lautet damit:

$$H := \vec{H}(d_0, z_0, \phi_0, \lambda_0, \omega_0) \quad (3.16)$$

d_0 : Geringster Abstand der Spur zur z -Achse in der xy -Ebene

z_0 : z -Koordinate am Punkt d_0

ϕ_0 : Winkel mit der Spur in der xy -Ebene mit Bezug auf die x -Achse

λ_0 : Inklinationswinkel in der $z s_{xy}$ -Ebene

ω_0 : Krümmungsskalar $1/|\vec{r}|$

Ein V^0 -Kandidat ist selektiert, wenn zwei entgegengesetzt gekrümmte, rekonstruierte Kreise in der xy -Ebene zu einem gemeinsamen Schnittpunkt führen, der von dem primären Ereignisvertex entfernt liegt und in den Spurdetektoren nicht notwendigerweise sichtbar ist. Das Verfahren basiert also darauf, alle Kom-

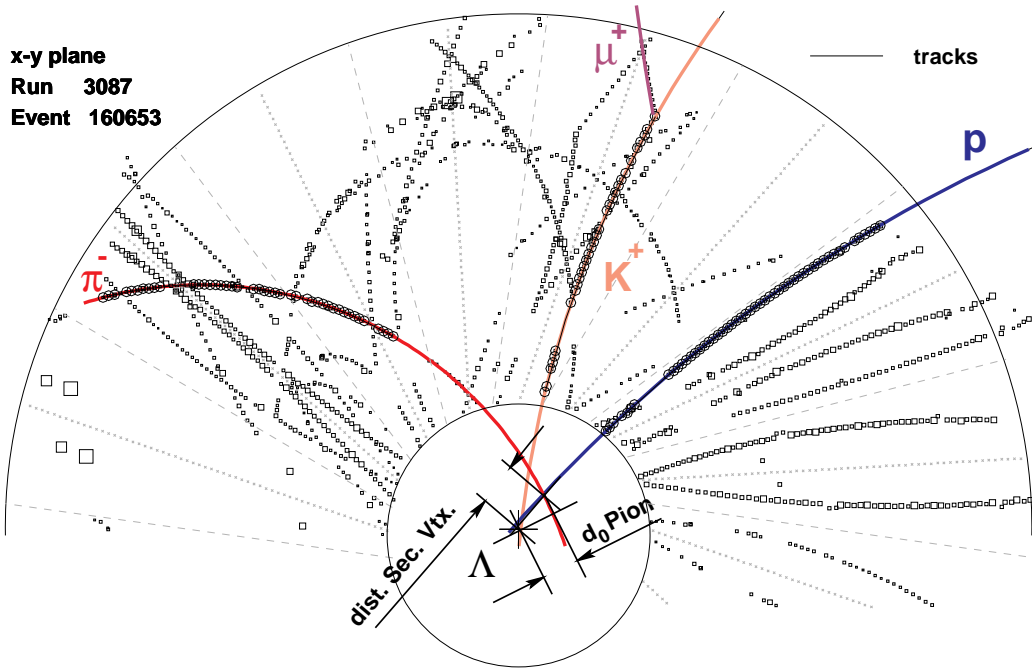


Abbildung 3.19: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -Zerfall in einer Ni+Ni 1,93A GeV Kollision. Deutlich wird die Sensitivität der V^0 -Analyse auf den Helixparameter d_0 der Pionenspur gezeigt. Auch die assoziierte Produktion von seltsamen Teilchen $pn \rightarrow K^+\Lambda n$ kann im gleichen Ereignis gezeigt werden.

inationen von Spurpaaren eines positiven und negativen Teilchens auf mögliche

Schnittpunkte im Raum zu untersuchen. Natürlich kreuzen sich nicht nur Spuren, die sich aufgrund eines V^0 -Zerfalls ergeben. In einer Schwerionenreaktion schneiden sich aufgrund der hohen Multiplizität viele Teilchenbahnen zufällig und das auch noch mehrfach. Nicht zuletzt schneiden sich alle Spuren, die nicht mit einer Photonenkonversion oder einem schwachen Zerfall in Verbindung gebracht werden können, am Ereignisvertex. Daher hängt das Gelingen eines solch gewählten Ansatzes entscheidend von der Vertex- sowie der Spurauflösung ab und in wie weit es möglich ist, den kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken.

In Abb. 3.19 ist ein $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -Zerfall ($c\tau = 7,89$ cm) in einer Ni+Ni-Kollision bei 1,93A GeV gezeigt. Da in diesem Ereignis das K^+ ($c\tau = 3,72$ m) noch innerhalb der CDC in $\mu^+\nu_\mu$ zerfällt und das μ^+ eindeutig nachgewiesen werden konnte, ist die assoziierte Produktion von seltsamen Teilchen $pn \rightarrow K^+\Lambda n$ in anschaulicher Weise dargestellt. Des weiteren gehen aus diesem Bild die wichtigsten Selektionskriterien hervor, die in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden.

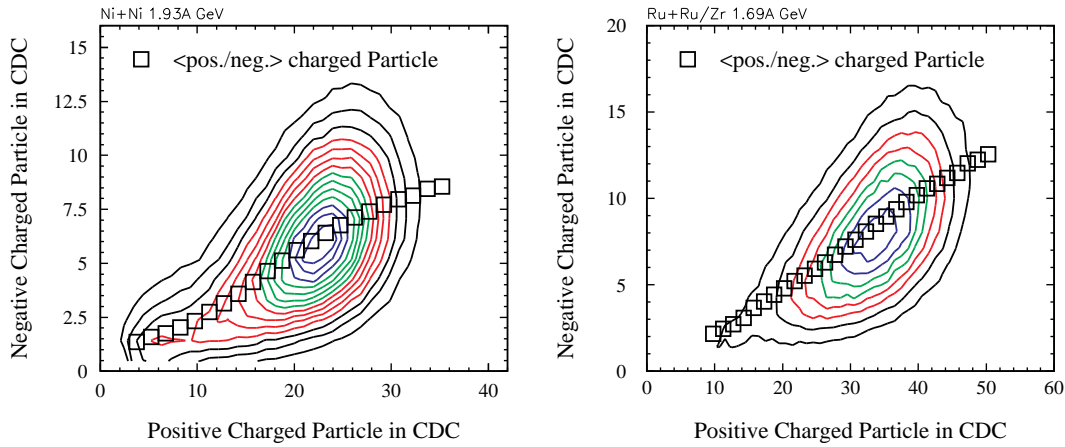


Abbildung 3.20: Die in der CDC gemessene Verteilung von positiv und negativ geladenen Teilchen. Aus der mittleren Multiplizität der geladenen Teilchen kann die Anzahl der Kombinationen abgeschätzt werden.

Um einen ungefähren Eindruck von den möglichen Teilchenkombinationen zu erhalten, ist in Abb. 3.20 die in der CDC gemessene Multiplizität von positiv und negativ geladenen Teilchen aufgetragen. Der Unterschied in den Histogrammen kann durch die Anzahl der Nukleonen, der Energie und dem Isospinverhältnis N/Z in den untersuchten Systemen erklärt werden [P⁺97a]. Aus der Konturgraphik erhält man im Ni+Ni-System durch eine Abschätzung der mittleren Multiplizität etwa 130 Kombinationen pro Ereignis bzw. 290 im Ru+Ru/Zr-System. Jede dieser Kombinationen müsste auf Schnittpunkte untersucht werden. Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, wird zuvor überprüft, ob die entgegengesetzt gekrümmten Spuren gute Kandidaten eines schwachen Zerfalls sind.

3.7.2 Spurselektion

V^0 -Kandidaten werden über ihre geladenen Zerfälle $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ identifiziert. Dazu werden lediglich Teilchen verwendet, die in der CDC gemessen wurden, da Informationen von möglichst kurzer Distanz zum Ereignisvertex vorliegen müssen. Die Selektion beginnt nach Spurkombinationen zu suchen, deren Kandidaten entgegengesetzt gekrümmt sind und jede Spur eine gewisse Spurqualität erfüllt:

- **Jede Teilchenspur besitzt mindestens 20 CDC-Koordinaten**

Im Mittel hat jede Spur, die von einem positiven Teilchen herrührt 45 ± 6 gemessene Spurkoordinaten. Da Spuren negativer Teilchen durch den geometrischen Aufbau der CDC häufiger Sektorgrenzen durchkreuzen, besitzen sie im Mittel 51 ± 8 Spurkoordinaten. Es besteht allerdings auch eine kinematische Abhängigkeit, so daß die endgültigen Schnitte in der spezifischen Selektion der seltsamen Teilchen beschrieben werden. Die Verteilung der CDC-Koordinaten werden aus diesem Grund für die einzelnen Kandidaten in den entsprechenden Abschnitten dargestellt.

- **Der Abstand zur Strahlachse beträgt in der xy -Ebene für jede Spur mindestens 0,5 cm**

Da man an Teilchen interessiert ist, die von einem sekundären Vertex stammen, werden alle Spuren, die auf den primären Ereignisvertex zurückgeführt werden können, verworfen. Diese Eigenschaft wird durch einen Schnitt auf den Helixparameter d_0 berücksichtigt.

- **Der Transversalimpuls beträgt mindestens 80 MeV/c**

Die Mehrfachstreuung von Teilchen innerhalb der CDC hat zur Folge, daß es zum Aufspiralen von Spuren kommt, wenn ihre Transversalimpulse nicht mindestens 80 MeV/c betragen. Das führt dazu, daß der Spurerkennungsalgorithmus zusätzliche Teilchenspuren erzeugt. Ein geeigneter Schnitt auf den Transversalimpuls verhindert das.

Für alle V^0 -Kandidaten, die die geforderte Spurqualität besitzen, wird ein möglicher Zerfallsvertex in der xy -Ebene bestimmt. Hier sind die in Abb. 3.21 aufgezeigten Möglichkeiten zu unterscheiden.

I. Fall

Zwei Kreise berühren sich oder haben aufgrund der Detektorauflösung einen geringen Abstand am Zerfallsvertex. So ist der Abstand der beiden Kreismittelpunkte gleich oder größer als die Summe der Radien $a \leq r_1 + r_2$. Dies wird für Algorithmen, die Photonenkonversionen $\gamma \rightarrow e^+e^-$ analysieren, wichtig sein, da am Zerfallsvertex die Impulse für masselose Teilchen parallel verlaufen. Im Fall von massiven Teilchen spielt er keine Rolle.

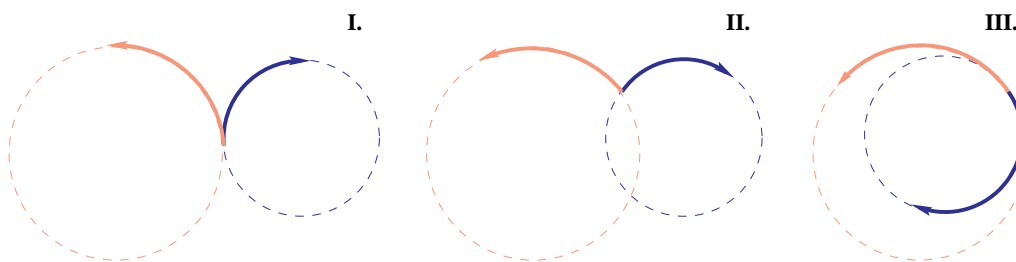


Abbildung 3.21: Signaturen der V^0 -Zerfallsvertices in der xy -Ebene der CDC.

II. Fall

In diesem Fall schneiden sich die Kreisbahnen. Der Abstand der beiden Kreismittelpunkte folgt der Bedingung $|r_1 - r_2| < a < r_1 + r_2$. Für massive Teilchen, deren Zerfallsspuren am Vertex eine V-Signatur besitzen, ist dieser Fall ausgezeichnet. Der Vertex muß in Richtung der rekonstruierten V^0 -Impulse liegen.

III. Fall

Hier liegt ein Kreis in einem anderen und folgt daher der Bedingung; $a \leq |r_1 - r_2|$. In diesem Fall sind die Impulse antiparallel, was für eine Photonenkonversion oder ein im Ruhesystem (sehr kleine Impulse) zerfallendes Teilchen spricht. Dieser Fall hat nur akademischen Charakter, da sich der Zerfallsvertex direkt am Ereignisvertex befindet.

Das sich kreuzende Spurpaar wird zur weiteren Analyse akzeptiert, falls folgende Bedingungen erfüllt sind:

- **Der Zerfallsvertex liegt innerhalb des äußeren CDC-Radius**

Aufgrund der mathematischen Bestimmung der sekundären Vertices in der xy -Ebene ergeben sich zwei Schnittpunkte (siehe Abb. 3.21 II. Fall), von denen nur einer der ursprüngliche Zerfallsvertex sein kann. Hier zeigt sich, daß sich der falsche Vertex häufig außerhalb des äußeren CDC-Radius befindet.

- **Der Zerfallsvertex ist in der xy -Ebene mindestens 1 cm vom primären Vertex entfernt**

Diese Bedingung berücksichtigt den schwachen Zerfall von seltsamen Teilchen, deren Lebensdauer in der Größenordnung von $\tau \approx 10^{-10}$ s liegt.

- **Der Abstand der beiden Spuren in Strahlrichtung am berechneten Sekundärvertex ist kleiner als 25 cm**

Der falsche Schnittpunkt unterscheidet sich vom Vertex durch einen Abstand Δz der beiden Spuren am berechneten Schnittpunkt in der xy -Ebene.

Bedingt durch die schlechte Auflösung kann der Untergrund nur bis zu einem gewissen Anteil unterdrückt werden.

V^0 -Zerfälle haben im allgemeinen, abgesehen von der mathematischen Bestimmung, nur einen gemeinsamen Schnittpunkt. Sind die Zerfallsprodukte jedoch in einer Ebene so orientiert, daß sie aufgrund ihrer Ladung durch das Magnetfeld in ihre ursprüngliche Richtung zurückgelenkt werden, so ergibt sich ein zweiter Schnittpunkt (Abb. 3.22). Zur Unterscheidung dieser beiden Möglichkeiten hat

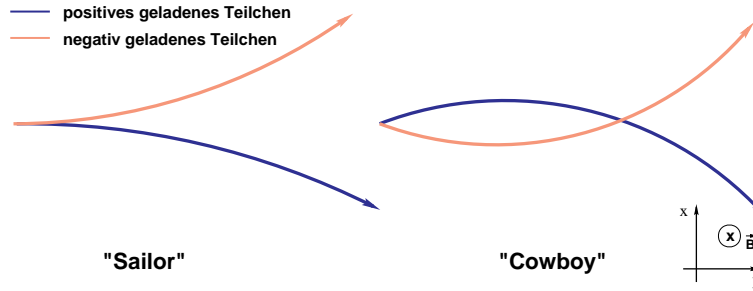


Abbildung 3.22: Die Unterscheidung zwischen Cowboy- und Sailorvertices.

man den Vertices mit doppeltem Schnittpunkt den Namen „Cowboy“ und dem mit nur einem Schnittpunkt den Namen „Sailor“ gegeben. Ein so entstandener doppelter Vertex kann beobachtet werden. Da die Trajektorien der geladenen Teilchen in der CDC unterschiedlich verlaufen, selten mehrfach spiralen und räumlich angepaßt werden, können sie nur einen gemeinsamen Schnittpunkt besitzen. Bedingt durch die endliche Ortsauflösung des Detektors fällt die Entscheidung für den sekundären Vertex auf den geringsten Spurabstand Δz am berechneten Schnittpunkt. Mit Hilfe einer Simulation ist die Anzahl der mißinterpretierten Vertices zu weniger als 1% bestimmt worden.

3.7.3 K_S^0 -Selektion

Die rekonstruierten Zerfälle weisen wegen der wenig restriktiven Schnitte einen hohen kombinatorischen Untergrund auf. Um diesen weiterhin zu reduzieren, werden weitere Reinigungsschnitte nötig, die mit Hilfe einer Simulation optimiert worden sind. Somit beginnt die K_S^0 -Selektion mit der Auswahl guter Pionkandidaten:

- Die Masse der π -Kandidaten liegt zwischen 0,085 und 0,7 GeV/c²

Im betrachteten Energiebereich 1,7 – 2A GeV dominiert der Anteil der Protonen gegenüber den produzierten Pionen [P⁺97a]. Das Verhältnis der in der CDC gemessenen Protonen zu produzierten geladenen Pionen ist in Abb. 3.23 aufgetragen. Durch die eingeführte Bedingung kann ein Großteil

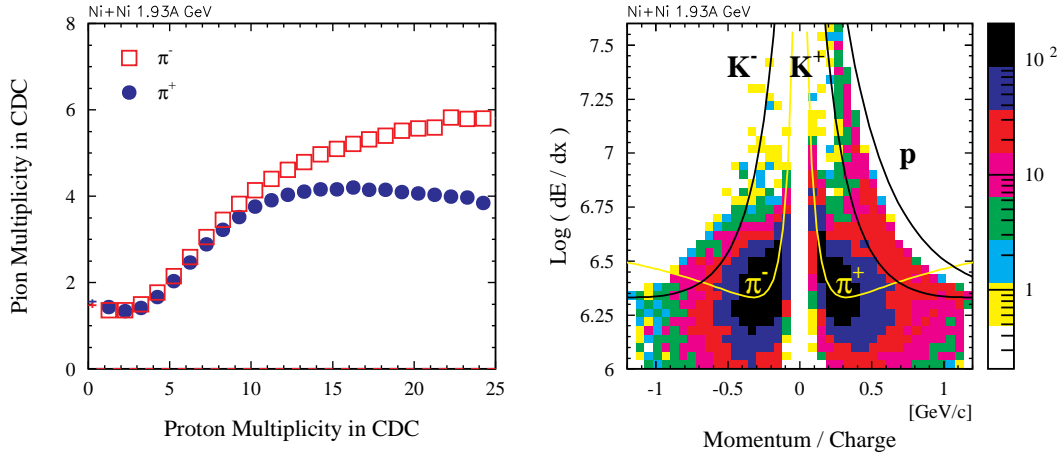


Abbildung 3.23: Linkes Histogramm zeigt die in der CDC gemessene Multiplizität der Pionen als Funktion der Protonen. Die dE/dx -Verteilungen der aus dem K_S^0 -Zerfall resultierenden Pionkandidaten ist im rechten Histogramm dargestellt.

des kombinatorischen Untergrunds reduziert werden. Für die Pionkandidaten ergibt sich der im rechten Histogramm dargestellte dE/dx -Bereich.

- **π -Kandidaten besitzen mindestens 26 CDC-Koordinaten**

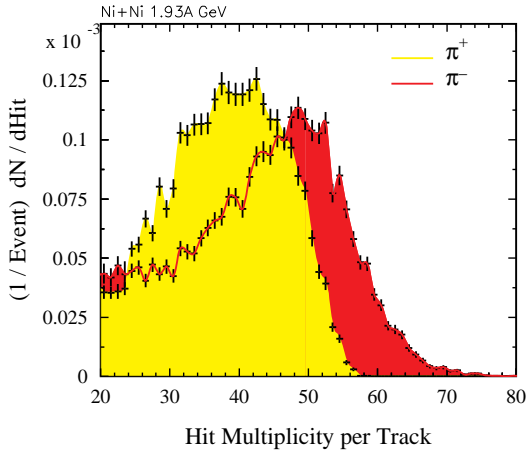


Abbildung 3.24: Dargestellt ist die Hitmultiplizität der Kaonenkandidaten. Die um 8° verdrehten Sektoren haben eine höhere Hitmultiplizität der negativ geladenen Teilchen zur Folge.

Im Mittel hinterlassen die positiven Zerfallsprodukte der K_S^0 -Kandidaten etwa 38 ± 9 gemessene Spurkoordinaten. Aufgrund der verdrehten Sektoren durchdringen die negativ geladenen Teilchen öfter Sektorgrenzen und haben dadurch im Mittel 43 ± 11 Spurkoordinaten. Mit Hilfe der im späteren Kapitel erläuterten „Event-Mixing“-Technik ist diese Bedingung optimiert worden. Abb. 3.24 stellt die Anzahl von Spurkoordinaten der π^+ - und π^- -Kandidaten dar.

- **Der Helixparameter d_0 beträgt mindestens 0,9 cm**

Diese Bedingung ist das wichtigste Auswahlkriterium der K_S^0 -Selektion und gleichzeitig die Quelle des größten Verlusts von K_S^0 -Ereignissen. Die d_0 -Verteilung der geladenen Pionen ist in Abb. 3.25 dargestellt. Um eine Vorstellung von dem Untergrundanteil zu erhalten, ist dieser mit Hilfe der im Kapitel 3.9 beschriebenen „*Event-Mixing*“-Technik in den Histogrammen unterlegt dargestellt.

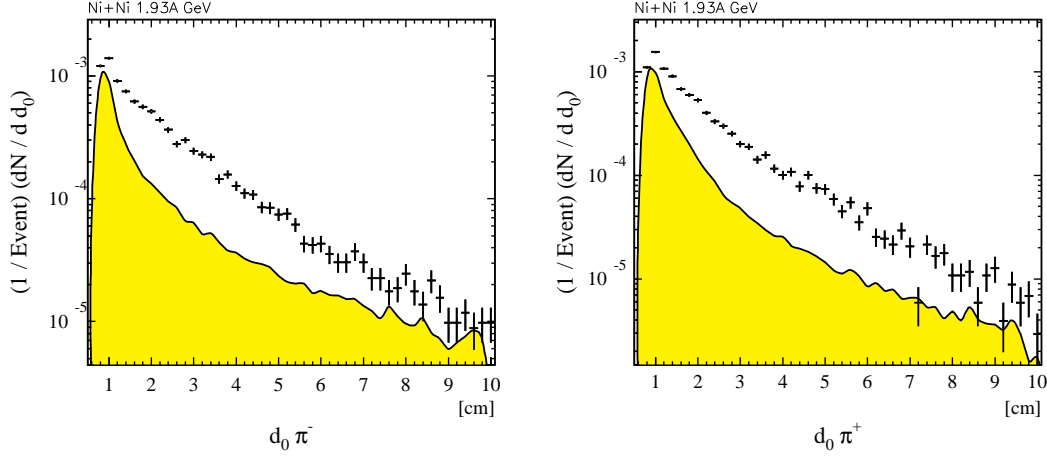


Abbildung 3.25: Die d_0 -Verteilungen der Pionkandidaten. Der kombinatorische Untergrund ist unterlegt und kann mit Hilfe der im Kapitel 3.9 beschriebenen Methode abgeschätzt werden.

Die weitere Selektion bezieht sich auf die geometrische und kinematische Signatur des K_S^0 -Zerfalls. Zum besseren Verständnis dieser Größen sind sie in Skizze 3.26 illustriert.

- **Der Winkel zwischen dem transversalen Impuls und der transversalen Flugrichtung ist kleiner als 11°**

Da Kaonen ihren Ursprung am primären Vertex haben, sollte der Vektor des rekonstruierten Transversalimpulses und der Vektor zum sekundären Vertex in der xy -Ebene parallel sein.

- **Der Zerfallsvertex in der xy -Ebene ist mindestens 1,5 cm und maximal 13 cm vom Ereignisvertex entfernt**

Um der langen Lebensdauer $\tau = (0,8927 \pm 0,0009) \times 10^{-10} \text{ s}$ [Soc98] $\Leftrightarrow c\tau \approx 2,7 \text{ cm}$ von K_S^0 -Zerfällen Rechnung zu tragen, muß ein Mindestabstand zwischen Ereignisvertex und Sekundärvertex bestehen. Dieser Wert wurde mit Hilfe der im Kapitel 3.9 erklärten Methode (siehe Abb. 3.36) optimiert.

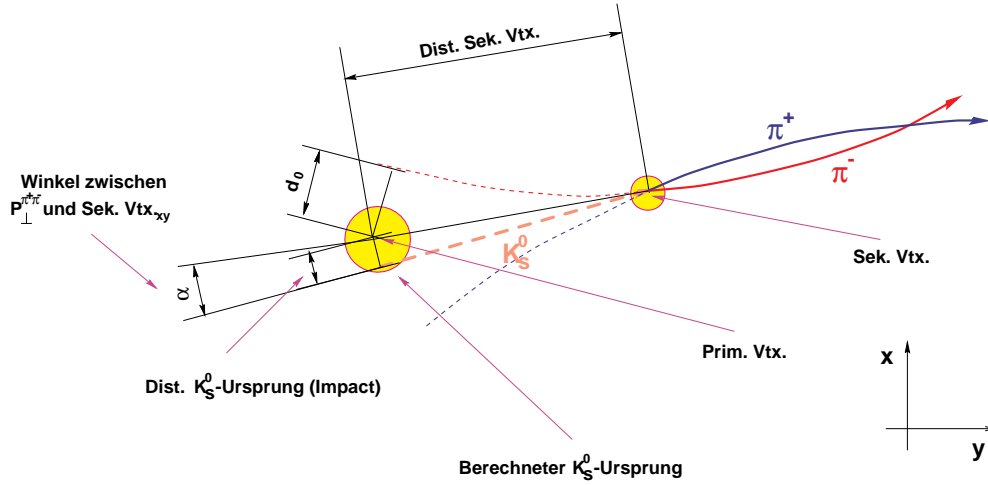


Abbildung 3.26: Illustration von Observablen der K_S^0 - bzw. Λ -Selektion.

- Die Distanz zwischen Ereignisvertex und K_S^0 -Ursprung (Impakt) ist kleiner als 0,6 cm

Um Auflösungseffekte zu berücksichtigen kann durch einfache Dreiecksverhältnisse (siehe Abb. 3.26) ein Abstand zwischen dem Ereignisvertex und dem K_S^0 -Ursprung berechnet werden.

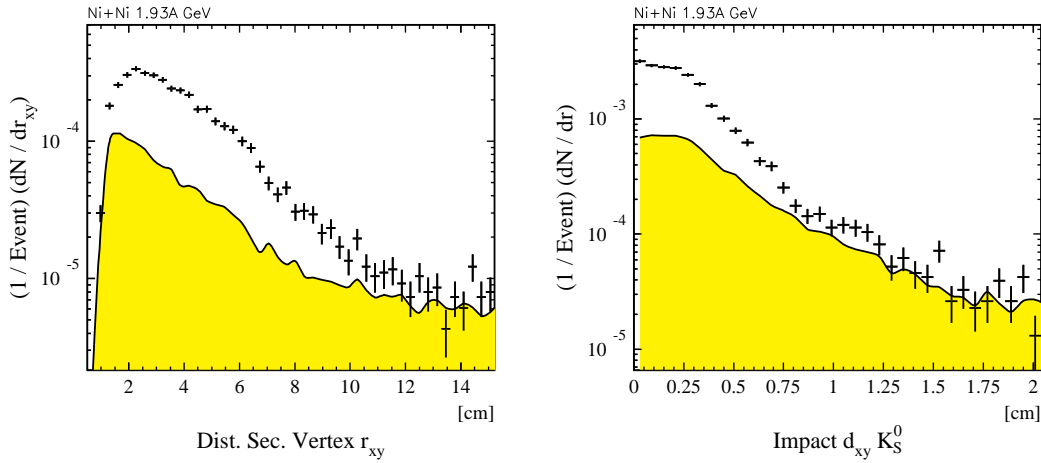


Abbildung 3.27: Dargestellt sind die Verteilungen der K_S^0 -Selektion. Sie beinhalten bis auf den jeweiligen Schnitt alle Bedingungen und sind mit der Kaonenmasse innerhalb der Detektorauflösung verträglich. Der kombinatorische Untergrund ist in diesen Histogrammen unterlegt.

3.7.4 Λ -Selektion

Da der Zerfall der Λ -Hyperonen dem K_S^0 -Zerfall ähnlich ist, sind die spezifischen Selektionskriterien gleich. Die gewählten Auswahlbedingungen ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Kinematik.

- Die Masse der π^- -Kandidaten ist kleiner als $0,7 \text{ GeV}/c^2$, die der Protonkandidaten liegt zwischen $0,6$ und $1,35 \text{ GeV}/c^2$

Ein Teil des Untergrunds wird durch die Teilchenidentifikation mit Hilfe der CDC reduziert. Der selektierte dE/dx -Bereich für Pionen und Protonen ist in Abb. 3.28 dargestellt. In diesem Histogramm ist zu erkennen, daß der Impuls der Pionen geringer ist als im Fall der K_S^0 -Kandidaten.

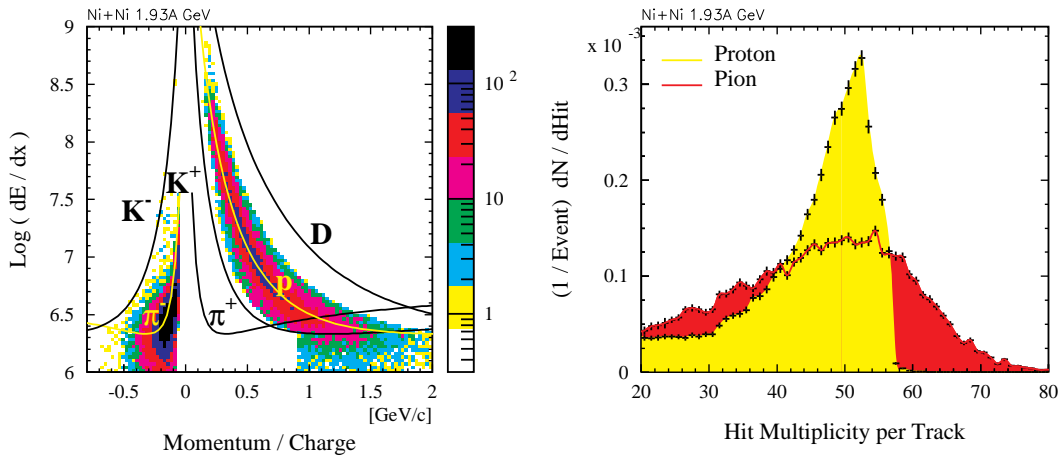


Abbildung 3.28: Linkes Histogramm zeigt die in der CDC gemessene dE/dx -Verteilungen der aus dem Λ -Zerfall resultierenden Pionen- und Protonkandidaten. Im rechten Histogramm ist die Anzahl der Spurkoordinaten aufgetragen.

- π^- -Kandidaten besitzen mindestens 24 CDC-Koordinaten, Proton mindestens 30 CDC-Koordinaten

Die aus dem Λ -Zerfall hervorgehenden Protonen besitzen einen wesentlich größeren Impulsanteil als die Pionen. Dies führt zu einer nahezu geraden Trajektorie mit maximal 60 Spurkoordinaten in einem Sektor der CDC. Der kleinere Impuls der Pionen führt zu einer sehr stark gekrümmten Trajektorie, die mehrere Sektoren durchdringen und daher mehr als 60 Spurkoordinaten besitzt. Teilweise werden durch den Spuralgorithmus nur Fragmente dieser Spur wiedererkannt, wodurch sich die Breite dieser Verteilung erklären läßt.

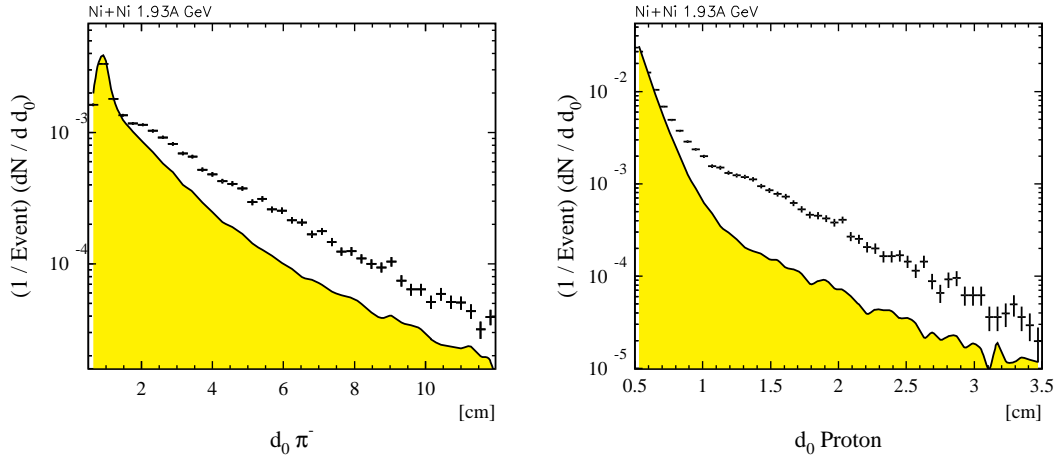


Abbildung 3.29: Dargestellt sind die d_0 -Verteilungen der aus dem Λ -Zerfall resultierenden Pion- und Protonkandidaten sowie der kombinatorische Untergrund.

- **Der Abstand d_0 beträgt für π^- -Kandidaten mindestens 1,2 cm und für Protonen mindestens 0,65 cm**

Diese Bedingung ist ebenfalls das wichtigste Auswahlkriterium und gleichzeitig die Quelle des größten Verlusts. Da die aus dem Λ -Zerfall hervorgehenden Protonen den größten Impulsanteil mit sich führen, ändert sich die Flugrichtung zwischen dem ursprünglichen Lambda und dem Proton kaum. Die rekonstruierte Spur des Protons zeigt daher auf den Ereignisvertex zurück und d_0^p ist folglich klein. In Abb. 3.29 ist weiterhin zu erkennen, daß der kombinatorische Untergrund bei kleinen d_0 -Werten sehr stark zunimmt. Bei Werten $d_0 \leq 0,5$ cm kann kein Λ -Signal aus dem sehr schnell zunehmenden kombinatorischen Untergrund extrahiert werden.

Die nächsten Bedingungen beziehen sich auf die geometrische und kinematische Signatur des Λ -Zerfalls. Die Observablen sind in Abb. 3.26 skizziert.

- **Der Winkel zwischen dem rekonstruierten Transversalimpuls und der transversalen Flugrichtung ist kleiner als 4°**

Die Auflösung der Λ -Hyperonen wird deutlich durch die gute Auflösung der Protonen bestimmt. Daher kann an den Winkel zwischen dem rekonstruierten Transversalimpuls und der transversalen Flugrichtung des Λ -Kandidaten eine schärfere Bedingung gestellt werden.

- **Der Zerfallsvertex in xy -Ebene ist mindestens 2 cm und maximal 20 cm vom Ereignisvertex entfernt**

Da die Lebensdauer der Λ -Hyperonen $\tau = (2,632 \pm 0,020) \times 10^{-10} \text{ s}$ [Soc98] $\Leftrightarrow c\tau \approx 7,89 \text{ cm}$ um einen Faktor 3 größer ist als die mittlere Lebensdauer der K_S^0 , kann ein größerer Abstand zum Ereignisvertex gewählt werden.

- **Der Impakt der Λ -Hyperonen ist kleiner als 0,5 cm**

Diese Bedingung berücksichtigt die Auflösungseffekte der Zerfallsprodukte und ist mit der „*Event-Mixing*“-Methode optimiert.

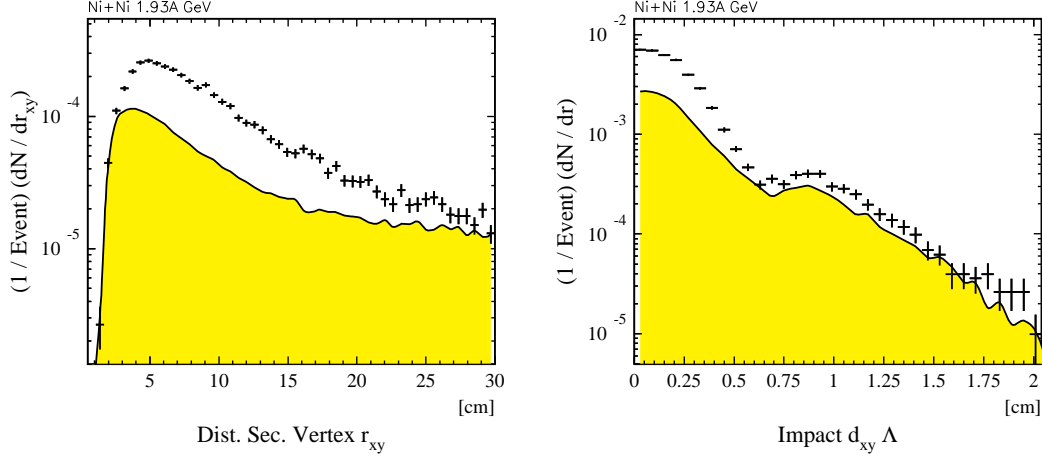


Abbildung 3.30: Dargestellt sind die charakteristischen Verteilungen der Λ -Selektion sowie der kombinatorische Untergrund. Die Verteilungen beinhalten bis auf den jeweiligen Schnitt alle Bedingungen und sind mit der Λ -Masse verträglich.

3.8 Invariante Massenspektren

Für alle Teilchenkombinationen, die die Selektionsanforderungen erfüllen, wird die invariante Masse der Teilchenpaare bestimmt. Dazu wird der Viererimpuls des $\pi^+\pi^-$ -Systems bzw. $p\pi^-$ -Systems addiert und die invariante Masse $m_{1,2}$ berechnet.

$$E_i^2 = m_{\pi,p}^2 + \vec{p}_i^2 \quad (3.17)$$

$$m_{1,2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (3.18)$$

$E_{1,2}, \vec{p}_{1,2}$: Energie und Impuls der Pion- bzw. Protonkandidaten

$m_{\pi,p}$: Nominelle Pion- bzw. Protonmasse

Die invariante Masse des Teilchenpaares ist allerdings nur eine notwendige, aber keine hinreichende Observable, die gesuchten Korrelationen zu selektieren.

Das bedeutet, daß alle unkorrelierten Kombinationen zu einem Untergrund führen. Daher kann für ein einzelnes Ereignis mit der korrekten invarianten Masse nicht entschieden werden, ob diese Teilchenkombination tatsächlich aus einem neutralen seltsamen Teilchenzerfall hervorging oder nicht. Die Intensität des kombinatorischen Untergrunds steigt mit der Anzahl der gemessenen Teilchenmultiplizität gewaltig an. Trotz allem sollte sich im invarianten Massenspektrum ein Signal an der für eine Teilchenspezies charakteristischen Stelle auszeichnen. Dieses

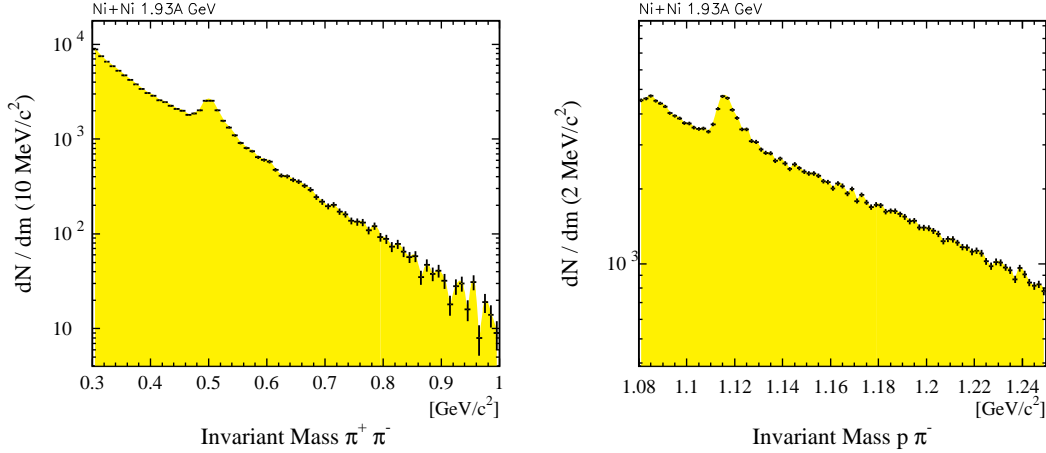


Abbildung 3.31: Invariante Massenspektren der $\pi^+\pi^-$ - bzw. der $p\pi^-$ -Kombination im Ni+Ni-System bei 1,93A GeV in einem Vorstadium der Analyse. Die Signale der neutralen seltsamen Teilchen können über einen großen kombinatorischen Untergrund erkannt werden. Mit Hilfe geometrischer und kinematischer Überlegungen sowie Simulationsuntersuchungen kann dieser weitgehend unterdrückt werden.

wiederum kann durch die Anzahl der unkorrelierten Ereignisse und durch Fluktuation des Untergrunds überdeckt werden. In dieser Analyse wäre ohne die oben genannten Selektionskriterien eine Extraktion eines Signals im invarianten Massenspektrum nicht möglich. Als Beispiel sind die invarianten Massenspektren von K_S^0 - und Λ -Kandidaten in Abb. 3.31 nach der Spurselektion und einem Schnitt auf die Pionen- bzw. Protonenmassen gezeigt. Daraus ergibt sich ein wichtiger Parameter, der über die Güte einer Selektion Auskunft gibt. Es ist das Verhältnis der Anzahl nachgewiesener Teilchen zur Intensität des Untergrunds im Bereich der Teilchenmasse und wird im folgenden mit S/B (Signal/Background) abgekürzt. Die invariante Masse ist die einzige kinematische Bedingung, die den kombinatorischen Untergrund reduziert, ohne auch korrelierte Teilchenpaare zu verwerfen. Die finalen invarianten Massenspektren der K_S^0 - und Λ -Kandidaten sind nach den in Kapitel 3.7.3 und 3.7.4 beschriebenen Auswahlbedingungen in Abb. 3.32 für das Ni+Ni-System dargestellt.

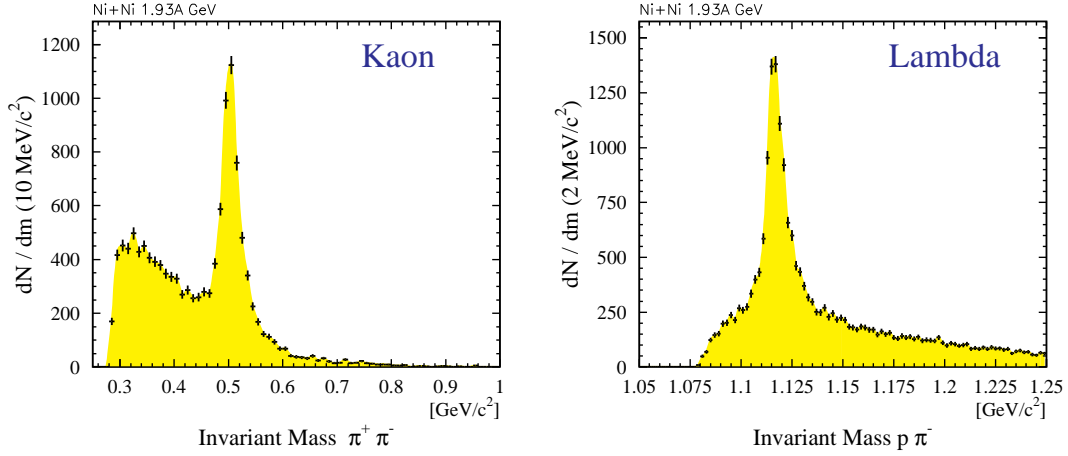


Abbildung 3.32: *Finale Verteilung der invarianten Massen der $\pi^+\pi^-$ - und $p\pi^-$ -Kombinationen am Beispiel des Ni+Ni-Systems.*

3.9 Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds

Um die Anzahl oder den Wirkungsquerschnitt der neutralen seltsamen Teilchen zu bestimmen, ist es notwendig die Intensität des Signals vom Untergrundanteil zu trennen. Dies kann zum einen durch eine Anpassung einer charakteristischen Signalfunktion und einer Untergrundfunktion erfolgen, aber auch durch eine „*Event-Mixing*“-Methode. Die zuletzt genannte Methode ist in dieser Analyse zur Anwendung gekommen. Das hierzu verwendete Verfahren und dessen Vorteile werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Da der Untergrundanteil sich aus unkorrelierten Teilchenpaaren zusammensetzt, kombiniert man Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen, da zwischen diesen Teilchenkombinationen keine Korrelation besteht. Solche Kombinationen können in großer Anzahl gebildet werden. Im nächsten Schritt berechnet man aus diesen Teilchenpaaren die invariante Masse und füllt sie in ein entsprechendes Histogramm. Diese Untergrundverteilung wird außerhalb der Massenbereiche der Hadronen auf die gemessene Verteilung normiert und von dieser subtrahiert. Aus dem resultierenden Massenspektrum kann nun die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen ermittelt werden. Die Realisierung dieser zunächst einfachen Idee ist jedoch nicht trivial. Um eine perfekte Beschreibung des Untergrunds zu erhalten, muß der gemischte Untergrund alle Eigenschaften außer der untersuchten Korrelation besitzen. Daher sind folgende Punkte bei der Implementierung des „*Event-Mixing*“-Algorithmus zu beachten:

- **Gleiche Ereignisklassen**

Die zu korrelierenden Teilchen sollten nur mit Teilchen gemischt werden,

die aus der gleichen Ereignisklasse stammen. In dieser Analyse wird die Ereignisklasse durch die Multiplizität geladener Teilchen definiert. Daher werden Teilchen ausschließlich aus Reaktionen gleicher Teilchenmultiplizität korreliert.

- **Vergleichbare Reaktionsgeometrie**

Um Korrelationen mit der Reaktionsebene auszuschließen, werden anfänglich alle Ereignisse entgegen dem Winkel der Reaktionsebene ϕ_R gedreht. Somit befinden sich alle Reaktionen auf einer Referenzebene.

- **Fluktuationen in der Event-Mixing Methode**

Da man in dieser Technik mehrfach das gleiche Teilchen für die Generierung der gemischten Ereignisse nutzt, sind diese nicht wirklich unabhängig. Es kann gezeigt werden, daß die Fluktuationen proportional zu $N^{3/4}$ sind, wobei N die Anzahl der gemischten Ereignisse darstellt [Z⁺84, Vol94].

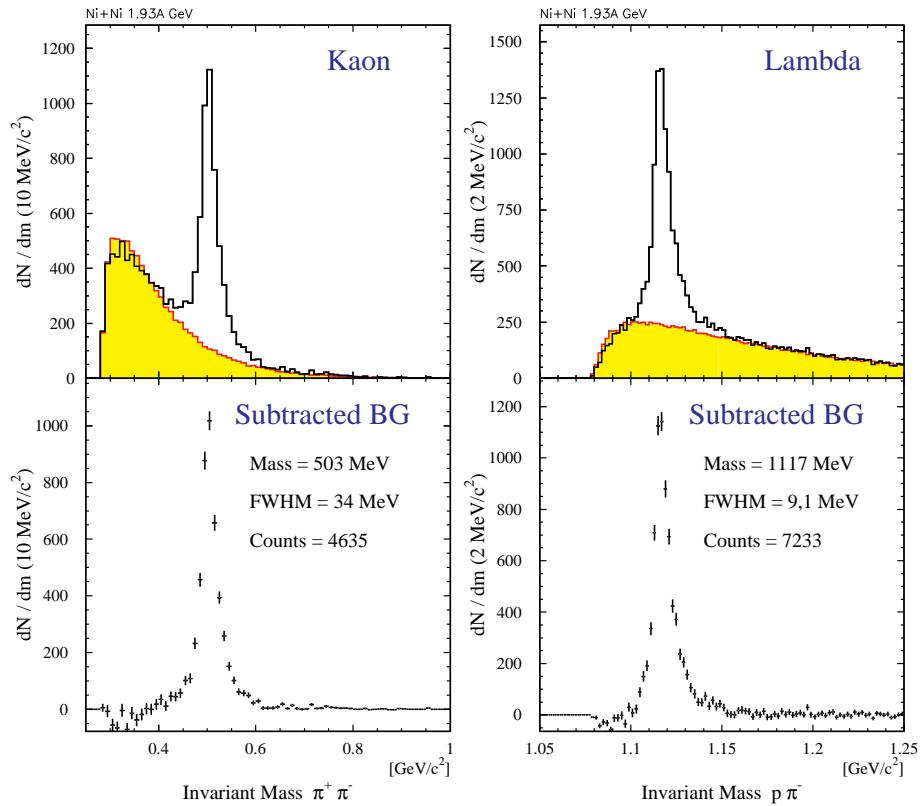


Abbildung 3.33: Verteilung der invarianten Massen der $\pi^+ \pi^-$ - und $p \pi^-$ -Kombinationen des Ni+Ni-Systems bei 1,93A GeV.

Unter Berücksichtigung der genannten Punkte wird jedes π^- eines Ereignisses mit allen π^+ bzw. Protonen mehrerer Ereignisse der gleichen Ereignisklasse korreliert. Diese gemischten Paare haben sich den gleichen Rekonstruktions- und Selektionskriterien zu unterziehen wie Paare in einem einzelnen Ereignis. Am Ende dieser Prozedur liegen gemessene Spektren und Untergrundspektren mit allen notwendigen Parametern zur weiteren Analyse vor.

Bevor man die Untergrundspektren von den gemessenen Spektren subtrahiert, müssen sie normiert werden. Dazu wird das Verhältnis der Intensitäten von gemessenen und gemischten invarianten Massenspektren außerhalb der Resonanz bestimmt. Mit dem so bestimmten Normierungsfaktor werden alle „*Event-Mixing*“-Spektren gewichtet. Die Resultate dieser Methode sind für die gemessenen Massenverteilungen in Abb. 3.33 und 3.34 zu sehen. In diesen Spektren

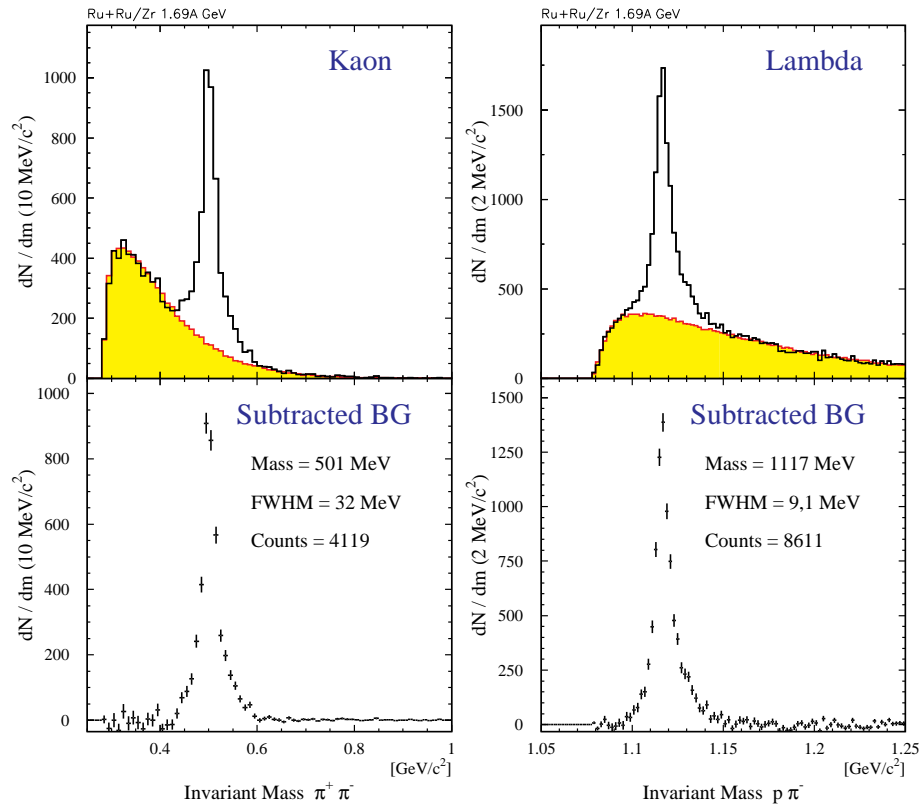


Abbildung 3.34: Verteilung der invarianten Massen der $\pi^+\pi^-$ - und $p\pi^-$ -Kombinationen des Ru+Ru/Zr-Systems bei 1,69A GeV.

erkennt man eine Überschätzung des gemischten Untergrunds bei kleinen invarianten Massen. Durch die endliche Auflösung der CDC können in einem realen Ereignis zwei nahe Spuren nur bis zu einem bestimmten Grad aufgelöst werden. In den gemischten Ereignissen stammen die positiven bzw. negativen Teilchen aus

unterschiedlichen Ereignissen, die bildlich gesprochen übereinander gelegt werden. Das bedeutet, daß durch diese Methode keine Kombination aufgrund einer nicht auflösenden Spurdichte verloren geht. Dieser Effekt ist für Cowboy- (siehe Abb. 3.22) stärker ausgeprägt als für Sailorvertices. Wie in den Abb. 3.33 und 3.34 zu erkennen ist, ist dieser Effekt hauptsächlich bei kleinen invarianten Massen zu beobachten und verringert sich in Richtung der Signale.

Das Verhältnis S/B , die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen zur Intensität des Untergrunds im Bereich der Teilchenmasse ist in Tab. 3.3 für die verschiedenen Systeme aufgelistet. Hierzu wird ein Bereich von ungefähr 65% bzw. 90% des Signals berücksichtigt.

System	$S/B(K_S^0)$		$S/B(\Lambda)$	
	$\approx 65\%$	$\approx 90\%$	$\approx 65\%$	$\approx 90\%$
Ni+Ni 94	3,6	2,4	2,3	1,7
Ni+Ni 95	6,2	4,9	4,7	3,5
Ru+Ru/Zr 96	5,6	3,7	3,0	2,2

Tabelle 3.3: Signal-zu-Untergrundverhältnis für seltsame Teilchen in den Systemen Ni+Ni und Ru+Ru/Zr. Hierzu ist ein Bereich von ungefähr 65% bzw. 90% des Signals berücksichtigt worden.

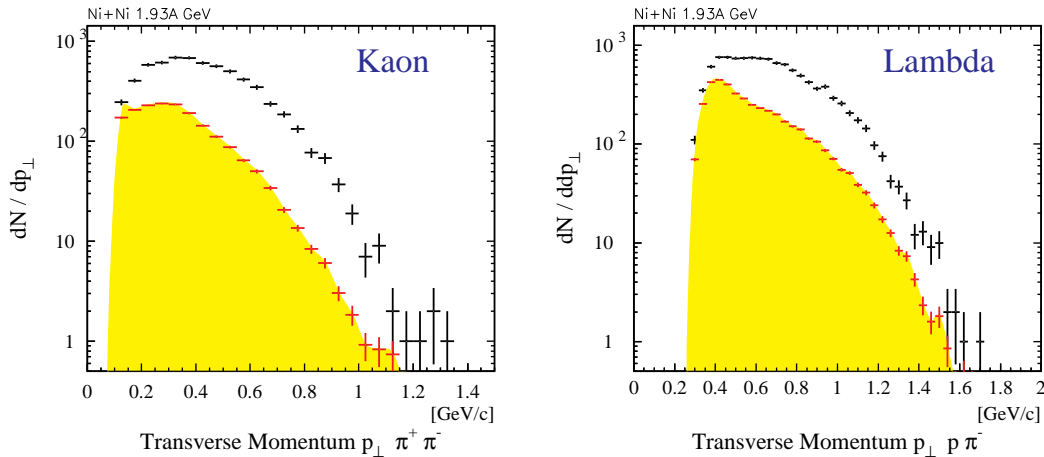


Abbildung 3.35: Transversalimpuls der $\pi^+\pi^-$ - und $p\pi^-$ -Kombinationen. Die Verteilungen sind vor Untergrundsubtraktion dargestellt, wobei der Untergrundanteil unterlegt ist.

Die Verteilungen der kinematischen Observablen sind wie die Verteilungen der invarianten Massen mit einem Untergrundanteil behaftet. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß mit den Normierungsfaktoren der entsprechenden

Verteilungen der invarianten Masse ohne größeren Aufwand die jeweiligen „*Event-Mixing*“-Spektren skaliert werden können. Gemessene und skalierte Untergrundverteilungen werden anschließend voneinander subtrahiert, so daß sich die Verteilungen kinematischer Observablen ergeben. Dies ist in Abb. 3.35 am Beispiel der p_{\perp} -Verteilung im Ni+Ni-System gezeigt. Die so erhaltenen vom Untergrund subtrahierten Verteilungen stellen noch nicht die Quellverteilungen der Hadronen dar. Um diese Spektren zu erhalten, muß zuvor die Akzeptanz sowie die Effizienz der Rekonstruktion untersucht werden. Anschließend können die entsprechenden Korrekturen der Spektren durchgeführt werden.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit der Optimierung von Selektionsbedingungen. Hierzu werden alle Bedingungen angewendet und eines davon in einem relevanten Bereich variiert. Die invariante Masse der V^0 -Kandidaten wird für jede angewandte Schnittvariante in ein separates Histogramm eingetragen. Nach der Normierung der Massenspektren kann der relative Verlust von Signal und Untergrund als Funktion des variierten Parameters aufgetragen werden. Dies ist am Beispiel des $d_0^{\pi^-}$ -Parameters der Λ -Selektion in Abb. 3.36 gezeigt. Damit kann auf elegante Art und Weise die Bedeutsamkeit und der Effekt eines Schnittes untersucht werden.

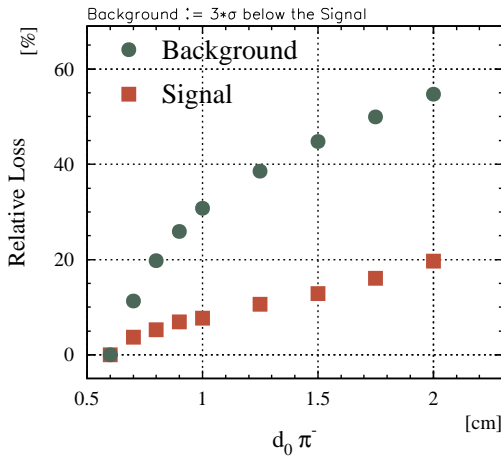


Abbildung 3.36:
Verlust von Signal und Untergrund der Λ -Kandidaten durch Variation des $d_0^{\pi^-}$ -Parameters. Das Verhältnis der Anzahl nachgewiesener Teilchen zur Intensität des Untergrunds kann damit optimiert werden.

3.10 Akzeptanz und Effizienz

Um aus der Anzahl der nachgewiesenen Teilchen und deren kinematischen Verteilungen entsprechende Produktionsquerschnitte zu bestimmen, ist die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems in Abhängigkeit von den kinematischen Parametern erforderlich. Mit diesen Faktoren können anschließend die gemessenen Spektren korrigiert werden. Die Akzeptanz des Systems wird nicht nur von der Detektorgeometrie, der Materialbelegung oder kinematischen Bedingungen, sondern auch von den Rekonstruktionsalgorithmen abhängen. Die

große Anzahl von Kanälen, die auftretenden hohen Teilchenmultiplizitäten und das Zusammenspiel der einzelnen Detektorkomponenten machen eine Auswertung schwierig. Daher lassen sich Detektorsysteme von der Komplexität des FOPI-Experimentes nicht ohne die Unterstützung durch Simulationen auswerten.

Zur Simulation des Ansprechvermögens des Detektorsystems werden vorgegebene Quellverteilungen von Reaktionen modelliert und mit dem Programmpaket GEANT [CD93] durch den Detektor propagiert. Die Quellverteilung sollte eine der Realität nahen Phasenraumbelegung entsprechen, da das Ansprechvermögen des Detektorsystems von kinematischen und geometrischen Größen abhängt und dazu führt, daß die Anzahl der Teilchen in benachbarte Phasenzellen unterschiedlich verschoben werden. Mit der Siemens-Rasmussen-Funktion 3.19 [SR79] als Quellverteilung kann dieser Effekt minimiert werden. Die Siemens-Rasmussen-Verteilung ist eine thermische Impulsverteilung im Eigensystem des Flusses, wobei das System radial mit konstanter Geschwindigkeit β_r expandiert.

$$\frac{1}{m_{\perp}^2} \frac{d^2\sigma}{dm_{\perp} dY} \propto \cosh Y \exp \left[\frac{-\gamma_r E}{T} \right] \cdot \left[\left(\gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right] \quad (3.19)$$

$$\alpha = \frac{\gamma_r \beta_r p}{T}, \quad \gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_r^2}}$$

E, p : Totale Energie und Impuls im Schwerpunktsystem

T : Steigungsparameter (Temperatur)

β_r : Radialer Fluß

$$E = m_{\perp} \cosh Y, \quad p = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_{\perp}^2} \sinh Y \quad (3.20)$$

Wesentliches Merkmal dieser Verteilungsfunktion ist der radiale Expansionsterm β_r und der Steigungsparameter T . In dieser Simulation wird dem Steigungsparameter der Wert $T = 92$ MeV und dem radialen Fluß der Wert $\beta_r = 0,32$ zugeordnet. Die Auswahl dieser Parameter hat folgende Gründe:

1. Die Werte sind der Referenz [H⁺97] entnommen und entsprechen den Ergebnissen, die aus den Pionenspektren mit hohem Transversalimpuls sowie den Protonen- und Deuteronenspektren der Ni+Ni-Kollisionen bei 1,93A GeV erhalten wurden.
2. Λ -Hyperonen wechselwirken relativ häufig mit der nuklearen Umgebung. Die gewählten Parameter scheinen daher zu einer der Realität nahen Beschreibung geeignet.

- Die kleine Masse des K^0 -Mesons spricht für eine vernachlässigbare Sensibilität auf den Expansionsparameter, da sich der Mittelwert der kinetischen Energie kaum ändert (Glg. 4.3). Dieser Parameter hat keine Auswirkungen auf das Ergebnis der Effizienz der K^0 -Mesonen.

Die Kinematik ist durch den Transversalimpuls, die Rapidität und den Azimutalwinkel eindeutig bestimmt. Aufgrund der vorliegenden Zylindersymmetrie ist kein Azimutalwinkel ausgezeichnet, so daß ϕ zwischen 0 und 2π gleichverteilt ist. Die geometrische Akzeptanz der CDC wird durch ein ausgewähltes Rapiditätsintervall berücksichtigt, um die benötigte Rechenzeit zu optimieren. Um

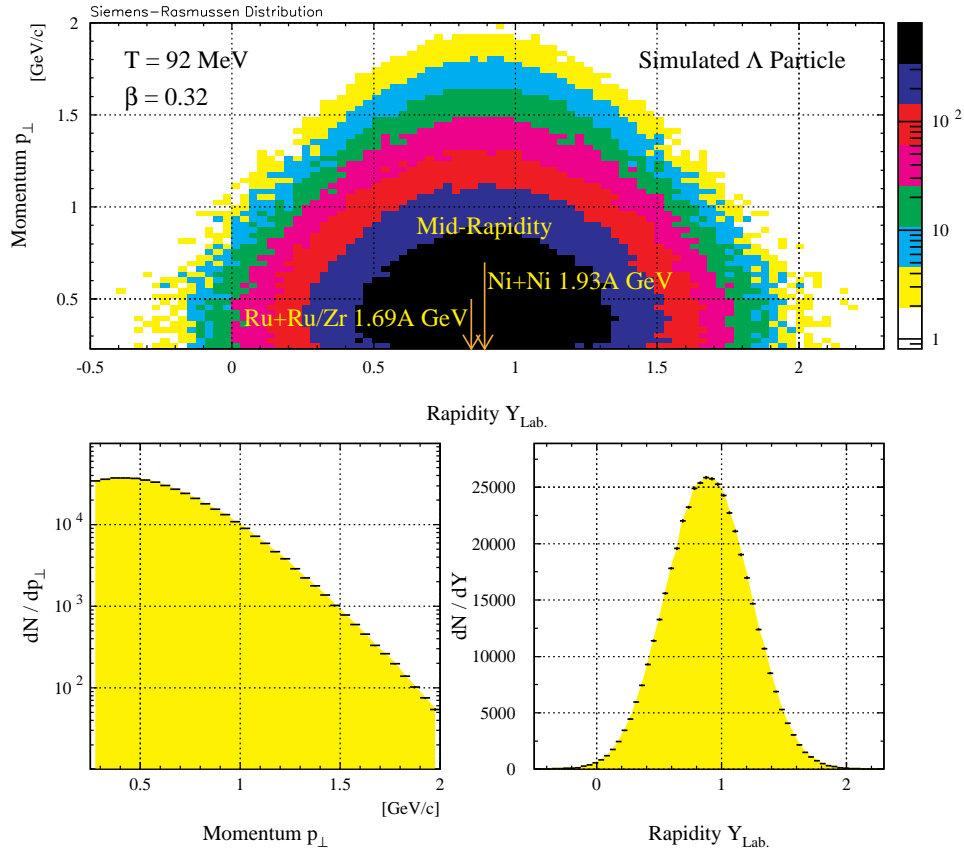


Abbildung 3.37: Dargestellt ist die Impulsraumverteilung der Λ -Hyperonen. Die obere Abbildung zeigt den Transversalimpuls als Funktion der Rapidität. Der untere Bereich zeigt die Verteilungen von Transversalimpuls und der Rapidität.

dem exponentiellen Abfall der simulierten Quellverteilung in Bereichen mit geringer Statistik Rechnung zu tragen, wird die Verteilung in p_{\perp} -Bereiche unterteilt. Die p_{\perp} -Spektren und alle dazugehörige Verteilung müssen nach Generierung mit einem gemeinsamen Faktor skaliert werden, so daß die Addition der skalierten

Quellverteilungen zu einer stetigen Verteilung nach Glg. 3.19 führt. Weiterhin werden nur die gemessenen Kanäle ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$) simuliert.

Die kinematische Verteilung ist in Abb. 3.37 am Beispiel des Λ -Hyperons für unterschiedliche Spektren dargestellt. Liegen die entsprechenden Impulsverteilungen der Zerfallsprodukte vor, können die Teilchen zur Propagation durch das Detektorsystem an GEANT übergeben werden. Hierbei wird die spezielle Natur der Teilchen, ihre Wechselwirkung mit der Materie, sowie das Verhalten in einem magnetischen Feld unter Berücksichtigung des Auflösungsvermögens der verschiedenen Detektorkomponenten modelliert. Am Ende der Simulation liegen Datensätze vor, die den gleichen Spurerkennungs- und Spurrekonstruktionsalgorithmen unterworfen werden, wie die zuvor gemessenen Daten. Im letzten Simulationsschritt wird der simulierte Datensatz mit dem schon für die Daten verwendeten Auswerteprogramm analysiert.

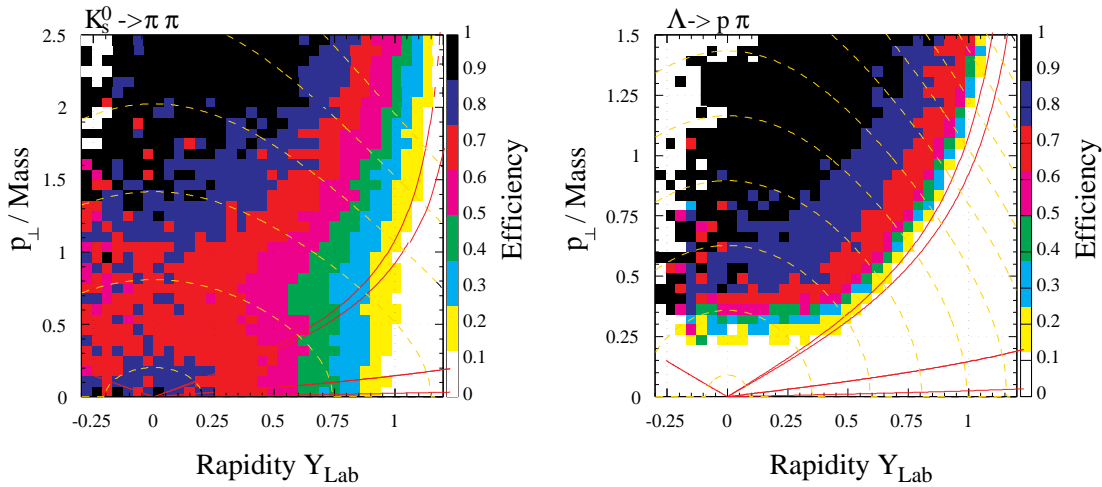


Abbildung 3.38: Es ist nicht zwingend notwendig, daß sich die neutralen seltsame Teilchen im Akzeptanzbereich der CDC befinden, sondern vielmehr, daß die Zerfallsprodukte in diesen Bereich gelangen. In dieser Abbildung ist die Effizienz der seltsamen Teilchen dargestellt. An dieser Stelle wird lediglich gefordert, daß beide Zerfallsprodukte in den Akzeptanzbereich der CDC gelangen und ein $p_{\perp} \geq 80 \text{ MeV}/c$ besitzen. Man erkennt, daß die Geometrie der CDC (Konus) und die unterschiedliche Kinematik der neutralen Teilchen einen nachhaltigen Einfluß auf die Effizienz hat.

Die Kinematik der Teilchen ist durch den Transversalimpuls und der Rapidität eindeutig bestimmt, so daß bei bekannter Akzeptanz $\epsilon(p_{\perp}, Y)$ die kinematischen Verteilungen der nachgewiesenen Teilchen korrigiert werden können. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt nicht nur von der geometrischen Akzeptanz, sondern auch von der Impulsauflösung und den Rekonstruktionsmethoden ab und stellt somit eine Faltung all dieser Effekte da. Da die simulierten

Quellverteilungen möglichst nahe der realen Verteilungen modelliert sind, sollten all diese Effekte berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Effizienz reichte es aus, die in der Simulation rekonstruierte Verteilung durch die modellierte Quellverteilung zu dividieren. Man stellt die ermittelte Effizienz in einem zweidimensionalen Histogramm der Koordinaten p_{\perp} und Y dar. Da die neutralen seltsamen Teilchen indirekt nachgewiesen werden, hat dies ganz charakteristische Merkmale. Es ist beispielsweise nicht zwingend notwendig, daß sich das neutrale seltsame Teilchen im Akzeptanzbereich der CDC befindet, sondern vielmehr, daß die Zerfallsprodukte in diesen Bereich gelangen. Berücksichtigt man, daß der Transversalimpuls der Zerfallsprodukte mindestens 80 MeV/c beträgt und beide Zerfallsprodukte in den Akzeptanzbereich der CDC gelangen, so erhält man die in Abb. 3.38 dargestellte Effizienzverteilung. Verluste, die durch die Spurerkennung und -rekonstruktion, Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems oder Selektion verursacht werden, sind in diesem Stadium noch nicht berücksichtigt. Das $p_{\perp}Y$ -Spektrum der K_S^0 -Mesonen zeigt Einträge außerhalb der CDC-Akzeptanz. Dieser Umstand läßt sich auf einfache geometrische (CDC-Konus) und kinematische Bedingungen zurückführen. Diese Situation ändert sich im Fall der Λ -Hyperonen. Ausschlaggebend ist einerseits, daß das aus dem Λ -Zerfall hervorgehende Proton einen wesentlich größeren Impulsanteil erhält und andererseits, daß die beim Λ -Zerfall freiwerdende kinetische Energie ($p = 101$ MeV/c) halb so groß ist wie die des K_S^0 -Zerfalls und der Öffnungswinkel der Λ -Zerfallsprodukte daher im Laborsystem im Mittel kleiner ist.

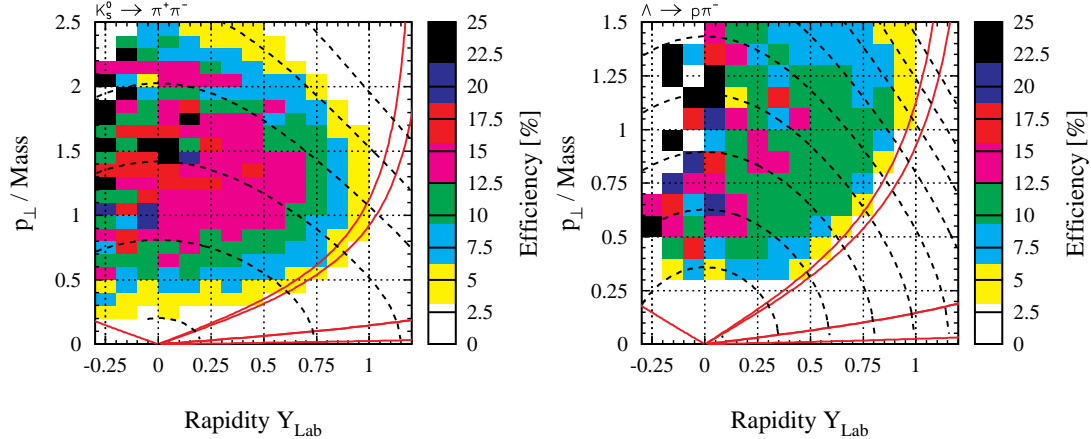


Abbildung 3.39: Nachweiswahrscheinlichkeit von K_S^0 und Λ als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität. Das Verzweungsverhältnis in die verschiedenen Zerfallskanäle ist in dieser Darstellung noch nicht berücksichtigt.

Auch wenn beide Zerfallsprodukte in den Akzeptanzbereich der CDC gelangen, ist es nicht auszuschließen, daß das neutrale seltsame Teilchen am Ende doch

nicht identifiziert werden kann. Ist der Transversalimpuls eines oder beider Zerfallsprodukte nicht richtig rekonstruiert, kann möglicherweise kein gemeinsamer Zerfallsvertex gefunden werden. Im Falle einer Verwechslung zwischen Spiegel- und wahrer Spur ist eine Identifikation schon unmöglich. Auch die Wahl der Selektionskriterien haben eine Reduktion der Effizienz zur Folge. Das trifft ganz besonders für den Helixparameter d_0 zu. Wie schon erwähnt, ist dieser Schnitt sehr stark von der Kinematik des betrachteten V^0 -Teilchens abhängig. Letztendlich erhält man für die neutralen seltsamen Teilchen die in Abb. 3.39 bzw. Abb. 3.40 dargestellten Effizienzverteilungen.

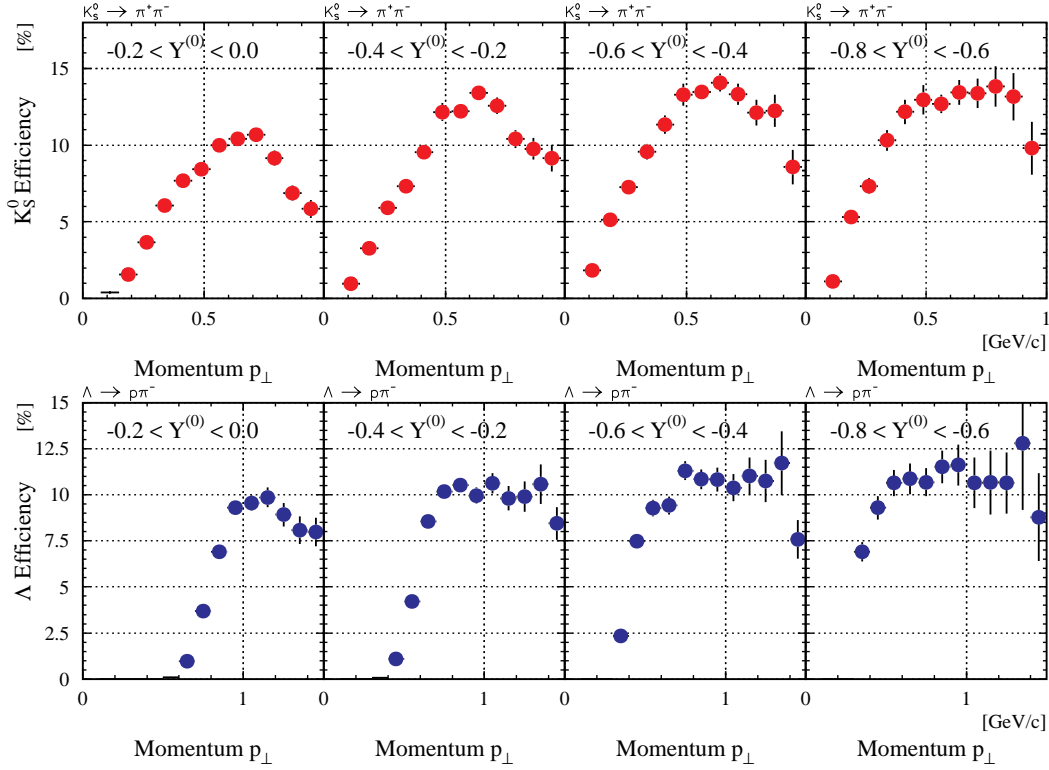


Abbildung 3.40: Nachweiswahrscheinlichkeit von K_S^0 und Λ -Hyperonen als Funktion des Transversalimpulses in verschiedenen Rapidityintervallen. Das Verzweungsverhältnis in die verschiedenen Zerfallskanäle ist in dieser Darstellung noch nicht berücksichtigt. Der geometrische Einfluß der CDC sowie die unterschiedliche Kinematik auf die Effizienz der neutralen Teilchen kann durch den Vergleich der Histogramme deutlich erkannt werden.

Kapitel 4

Physikalische Ergebnisse

In den Jahren 1995 bis 1997 wurden unterschiedliche Systeme wie Ni+Ni, Ru+Ru/Zr und Au+Ca/Au bei Strahlenergien zwischen 0,4 bis 2A GeV mit dem FOPI-Detektor untersucht. Diese Experimente waren ein Teil von Untersuchungen, die zum Ziel hatten, das Verhalten und die Eigenschaften von stark erhitzter und komprimierter Kernmaterie zu verstehen. Die vorliegenden Kollisionssysteme sind unter anderem ausgewählt worden, um den Einfluß und die Sensitivität der Medium-eigenschaften unter Variation der Systemgröße zu studieren. Im Falle des Ru/Zr-Systems standen die Untersuchungen des N/Z-Verhältnisses als Funktion der Rapidität im Vordergrund. In diesen Untersuchungen soll der Grad der Transparenz oder des Abstoppens von Systemen bei SIS-Energien festgelegt werden. Weiterhin wurde ein besonderes Augenmerk auf die seltsamen Freiheitsgrade gelegt, deren experimentelle Ergebnisse und theoretische Interpretationen zu dieser Arbeit geführt haben. Die Ergebnisse dieser Arbeit ergänzen die Kenntnisse über die Art der Potentiale, der Modifikation von hadronischen Eigenschaften und die komplexen Erzeugungsmechanismen von seltsamen Teilchen in der Nähe ihrer Produktionsschwelle.

System A GeV	Ni+Ni 1,93		Ru+Ru/Zr 1,69	
	K_S^0	Λ	K_S^0	Λ
Total	4640	7230	4120	8610
CE $\approx \sigma(11\%)_{\text{total}}$	4200	6450	2570	5210
MedB $\approx \sigma(14\%)_{\text{total}}$	690	1100	4000	8420

Tabelle 4.1: Anzahl der rekonstruierten neutralen seltsamen Teilchen.

In diesem Kapitel werden die kinetischen Spektren und azimuthalen Verteilungen der neutralen seltsamen Teilchen gezeigt. Aus den kinematischen Verteilungen werden die Steigungsparameter (Temperatur) sowie die Rapiditätsdichten dN/dY extrahiert. Die azimuthalen Verteilungen geben Auskunft über das Emissionsverhalten der seltsamen Teilchen und liefern damit einen wichtigen Beitrag über die

Dynamik und den Einfluß von Mediumeffekten in nuklearer Materie unter extremen Bedingungen. Zu den Untersuchungen steht die in Tab. 4.1 aufgeführte Anzahl von neutralen seltsamen Teilchen unter dem im Experiment eingesetzten Trigger zur Verfügung.

4.1 Kinematische Verteilungen

Mit den impuls- und rapiditätsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten können nach der Normierung auf die zugrundeliegenden Reaktionen die Anzahl der neutralen seltsamen Teilchen bestimmt werden. Dazu werden Verteilungen kinematischer Größen ermittelt, die sowohl die Teilchenemission senkrecht zur Strahlrichtung beschreiben, als auch Informationen über die longitudinale Komponente der Emission vermitteln. In einem thermalisierten System wird - unter der Annahme der Abwesenheit kollektiver und kooperativer Effekte - erwartet, daß sich diese Spektren durch eine einfache exponentielle Funktion ausdrücken lassen. Daher werden die Daten mit einer Boltzmannverteilung nach Glg. 4.1 verglichen.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 \cdot E \exp \left[- \frac{E}{\Theta} \right] \quad (4.1)$$

Durch die Beziehungen des Impulses $dp^3 = p_\perp E d\phi dY dp_\perp$, der transversalen Masse $m_\perp := \sqrt{p_\perp^2 + m_0^2}$ und der Energie $E = m_\perp \cosh(Y)$ läßt sich Glg. 4.1 nach einer Integration über ϕ in Glg. 4.2 überführen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_\perp^2} \frac{d^2\sigma}{dY dm_\perp} &= C_1 \cdot \cosh(Y) \exp \left[- \frac{m_\perp \cosh(Y)}{\Theta} \right] \\ &= C_B(Y) \cdot \exp \left[- \frac{m_\perp}{T_B(Y)} \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

Teilt man das kinetische Spektrum in Rapiditätsintervalle Y_i auf, so können die Spektren der einzelnen Intervalle durch eine Konstante $C_B(Y_i)$ und einen inversen Steigungsparameter $T_B(Y_i)$ beschrieben werden.

Zur Repräsentation der Daten werden die neutralen seltsamen Teilchen für beide Systeme in Rapiditätsintervalle eingeteilt und als Funktion der transversalen Masse dargestellt. Diese Repräsentation hat folgende Vorteile:

1. Unter der Annahme einer thermischen Verteilung erscheint das Spektrum in einer logarithmischen Darstellung als eine Gerade.
2. Eine zusätzliche Komponente in der Quellverteilung wird in dieser Darstellung zu einem Knick im Spektrum führen (π -Spektren [SKH91, P⁺97b, W⁺98]).

3. Bei einem System von Teilchen, in dem die Teilchen bei gleicher Temperatur T ausfrieren und gleiches Geschwindigkeitsprofil β_f zeigen (Glg. 3.19), wächst die mittlere kinetische Energie linear mit der Teilchenmasse [P⁺95].

$$\langle E_i \rangle \approx \frac{3}{2} T + \frac{1}{2} A_i m_0 \langle \beta_f^2 \rangle \quad (4.3)$$

Abweichungen von diesem linearen Verhalten weisen auf eine zeitliche und räumliche Entwicklung der kollektiven Expansion hin.

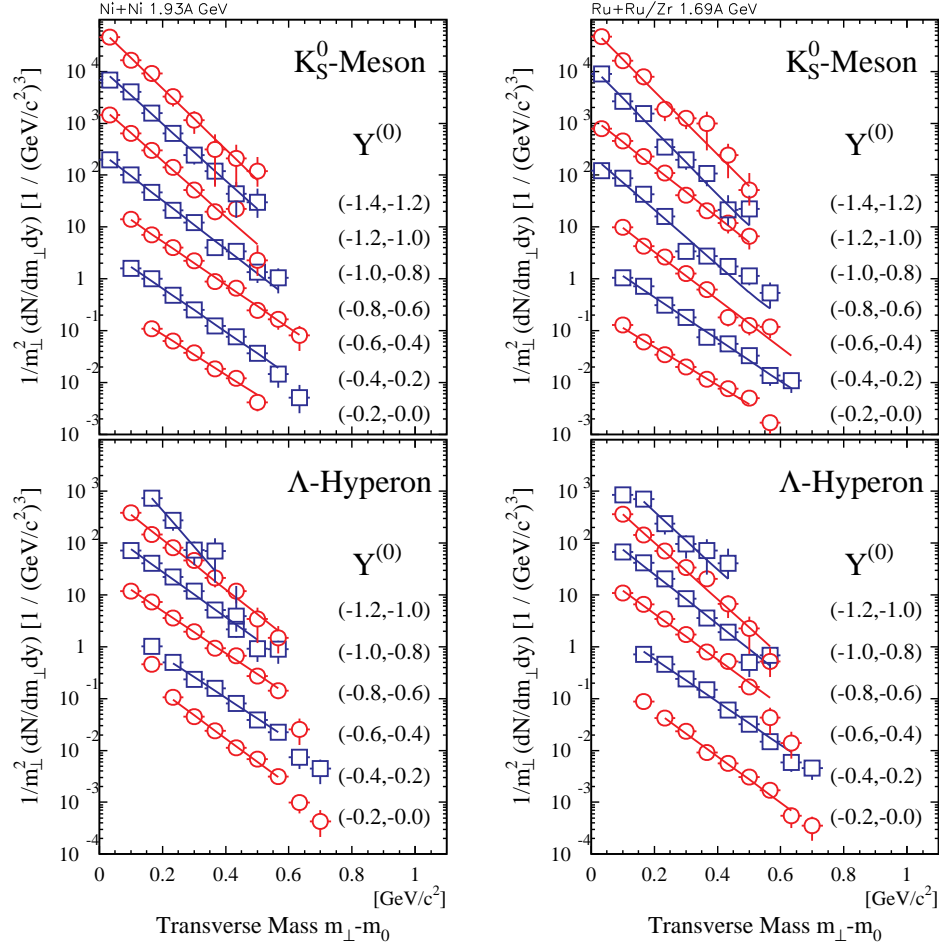


Abbildung 4.1: Dargestellt ist die transversale kinetische Energieverteilung der neutralen seltsamen Teilchen in verschiedenen Rapiditätsintervallen. Zur besseren Übersicht sind die Verteilungen skaliert. Die Daten sind unter dem CE- oder MedB-Trigger aufgenommen.

Diese Effekte sollten somit direkt in dieser Darstellung oder im Vergleich zu anderen Spektren beobachtet werden. In Abb. 4.1 sind die m_{\perp} -Spektren für Ereignisse gezeigt, die im Ni+Ni-System unter dem CE- und im Ru+Ru/Zr-System

unter dem CE- oder MedB-Trigger aufgenommen wurden. Das entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 340 mb im untersuchten Ni+Ni-System bzw. 570 mb im Ru+Ru/Zr-System. Die Spektren sind zur besseren Übersicht mit der Schwerpunktrapidität bei $n = 0$ beginnend mit einem Skalenfaktor $S_Y = 10^n$ skaliert.

Die Verteilungen der neutralen seltsamen Teilchen sind mit einer Funktion nach Glg. 4.2 angepaßt. In den eingezeichneten Bereichen werden sie gut durch ein exponentielles Verhalten beschrieben. Das χ^2 pro Freiheitsgrad liegt zwischen den Werten 0,5 und 1,5. Es sind folgende Auffälligkeiten zu bemerken:

- **Abfallen der m_{\perp} -Spektren bei hohen Transversalimpulsen**

Pionen und Protonen werden durch ihren charakteristischen Energieverlust identifiziert. Bei einem bestimmten Impuls ist eine Separation dieser Teilchen nicht mehr möglich (siehe Abb. 3.6). So wird, wie in Abb. 3.23 und 3.28 zu erkennen ist, bei einem bestimmten Impuls das Signal dem schweren Teilchen zugeordnet. Dieses Vorgehen hat den beobachteten Effekt zur Folge.

- **Einfluß einer Extrapolation zu $p_{\perp} = 0$**

Durch die Extrapolation in der Nähe der Schwerpunktrapidität kann eine zusätzliche Komponente in der Quellverteilung leicht übersehen werden. So trägt der gemessene, effizienzkorrigierte Anteil der Λ -Hyperonen bei der Schwerpunktrapidität etwa zu 20% zum Gesamtanteil bei. Dieser Anteil erhöht sich im Fall der neutralen Kaonen auf 70%. Diese systematische Unsicherheit kann zu einer Über- bzw. Unterschätzung der Rapiditätsdichten führen.

- **Überschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit**

In Gebieten von hohen Spurdichten kann es vorkommen, daß einem Teilchen zu wenig Spurkoordinaten zugeordnet werden und es aufgrund dessen nicht rekonstruiert wird. Dieser Effekt kann für stark gekrümmte Spuren oder minimal ionisierende Teilchen experimentell beobachtet werden. Befindet sich beispielsweise schon ein ausgeprägter Puls eines Protons auf einem Signaldraht, so wird ein hinzukommender Puls eines minimal ionisierenden Pions unterdrückt. In den Untersuchungen eines simulierten Au+Au-Ereignisses bei 1A GeV werden die Effizienzen für $p : \pi^+ : \pi^-$ zu 0,9 : 0,8 : 0,6 bestimmt [Pin95]. Dieser Befund würde zu einer Effizienz von $\epsilon_{\Lambda}^{p, \pi^-} \approx 0,72$ für Λ -Hyperonen und $\epsilon_{K_S^0}^{\pi^+, \pi^-} \approx 0,48$ für K_S^0 -Mesonen führen. Es muß bemerkt werden, daß die untersuchten Systeme um einen Faktor 2 kleiner sind als das simulierte Goldsystem.

- **Abhängigkeiten in der Rapidität**

Die Untersuchungen zeigen eine Abhängigkeit der Effizienz vom Transversalimpuls. Durch den geometrisch eingeschränkten Akzeptanzbereich der CDC folgt eine Rapiditätsabhängigkeit, die zu einer Unterschätzung der Ausbeute im Bereich der Schwerpunktrapidität führt.

Der inverse Steigungsparameter T_B

In einem thermodynamischen Bild gibt die exponentielle Steigung in einem invarianten Teilchenspektrum Auskunft über Temperaturen der betrachteten Quelle zum Zeitpunkt ihres Ausfrierens. Dies ist die Temperatur an dem Punkt, an dem sich ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Man bemüht sich, diese Temperatur in derselben Reaktion für Fragmente, Nukleonen, Mesonen und Hyperonen zu erhalten, um die dynamischen Prozesse eines Systems während der Expansionsphase besser zu verstehen. Wenn die Spezies i nach einer charakteristischen Zeit t_i ausfriert, so bezieht sich die korrespondierende Temperatur T_i auf diese Zeit. Nimmt man ein sequentielles Ausfrieren von unabhängigen Konstituenten an, z.B. $t(K^+, \Lambda) < t(N, \pi) < t(\text{Fragmente})$, so bekäme man den zeitlichen Verlauf der Temperatur $T(t)$ der Reaktionszone in diesem System. Für den Fall eines globalen thermischen Gleichgewichts wird erwartet, daß für eine isotrope Teilchen emittierende Quelle der inverse Steigungsparameter $T_B(Y)$ (Boltzmann-Temperatur) folgende Abhängigkeit von der Rapidität zeigt:

$$T_B(Y) = \frac{T_{CM}}{\cosh(Y - Y_{CM})} \quad (4.4)$$

T_{CM} : Steigungsparameter bei Schwerpunktrapidität

Nach dieser Gleichung sollten die Steigungsparameter der transversalen Massenspektren als Funktion der Rapidität ein $\cosh(Y)$ -Verhalten zeigen. Bevor auf die Verteilungen eingegangen wird, noch zwei wichtige Hinweise:

1. Der Feuerball umfaßt nicht nur thermische Anregung, sondern auch andere Formen der Energieumsetzung, wie z.B. Kompressionsenergie zum Zeitpunkt der dichten Phase, oder Flußenergie während der Expansion. Gerade die zuletzt genannte wächst während der Expansionszeit, wobei sich die Temperatur nach außen und zeitlich verringert. Dies hat Auswirkungen auf die mittleren kinetischen Energien (Glg. 4.3), mit der Konsequenz, daß die Spektren nicht länger einer einfachen Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen.
2. Des weiteren könnte der Zerfall von Resonanzen und instabilen Zuständen außerhalb der Reaktionszone zu einem zusätzlichen Beitrag zur Teilchenmultiplizität führen. Die Multiplizitäten der Nukleonen ergeben sich unter

anderem aus den Zerfällen instabiler Helium- und Lithium-Zustände, wodurch frühere und spätere Ausfrierzeiten vermischt werden. Es wird angenommen, daß sich der Δ -Anteil mit den Nukleonen am Ausfrierpunkt im thermischen Gleichgewicht befindet. Der subsequentielle Zerfall $\Delta \rightarrow N\pi$ führt zu einem erkennbaren und damit nicht vernachlässigbaren Effekt in den Pionenspektren [SKH91, BSW91, P⁺97b, H⁺97].

Man muß also mit dem Wort „*Temperatur*“ sehr vorsichtig umgehen; aus diesem Grund wird im weiteren von dem Steigungsparameter einer angenommenen Maxwell-Boltzmann-Verteilung gesprochen. Die entsprechenden Spektren sind in Abb. 4.2 dargestellt.

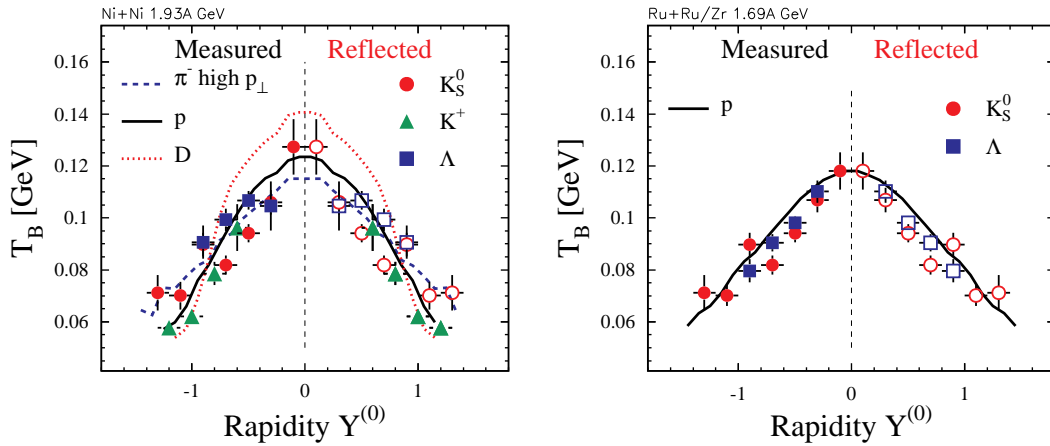


Abbildung 4.2: Dargestellt ist der Steigungsparameter beider Experimente als Funktion der Rapidität. Beide Spektren sind mit der Annahme einer thermischen isotropen Quelle verträglich. Die offenen Symbole sind an der Schwerpunktrapidität reflektiert.

Die starken geometrischen Einschränkung in der Nähe der Schwerpunktrapidität muß bei der Interpretation der in dieser Arbeit vorgestellten Resultaten berücksichtigt werden. Abgesehen von diesen Einschränkungen ist der systematische Fehler des inversen Steigungsparameters mit 10% abzuschätzen. Den systematischen Fehler erhält man durch eine Variation der einzelnen Schnittbedingungen. Die Λ -Punkte sind aufgrund der großen Unsicherheit bei Schwerpunktrapidität nicht eingetragen. Unter Berücksichtigung der genannten Punkte werden die seltsamen Teilchen im Ni+Ni-System mit Protonen, Pionen und K^+ -Mesonen verglichen [H⁺98, B⁺97c]. Der thermische Anteil der Pionenspektren bei hohen Transversalimpulsen wird als Referenz genutzt. Man erkennt, daß der inverse Steigungsparameter für Pionen, Protonen und Deuteronen mit der Masse anwächst; $T_B(\pi) < T_B(p) < T_B(D)$. Dies ist mit einer Überlagerung eines thermischen Anteils und einer kollektiven Expansion (Glg. 4.3) verträglich. Möglicherweise gibt

es bei den seltsamen Teilchen Abweichungen, wobei eine definitive Aussage erst durch eine genauere und vollständige Messung erzielt werden kann. Solche Fragen könnten beispielsweise durch gezielte Experimente, wie im Falle des Ru+Ru/Zr-Experimentes bei 400A MeV [R⁺99b, H⁺99] beantwortet werden.

Rapiditysdichten der seltsamen Teilchen

Durch die Integration der angepaßten Funktionen 4.2 über die transversale Masse von $p_{\perp} = 0$ bis ∞ ergibt sich die Verteilung der Rapiditysdichten:

$$\frac{dN}{dY} = C_B(Y) \left[m_0^2 T_B(Y) + 2 m_0 T_B^2(Y) + 2 T_B^3(Y) \right] \quad (4.5)$$

Durch diese Vorgehensweise wird auch der nicht gemessene Anteil außerhalb der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt. In Abb. 4.3 ist das Ergebnis dieser Anpassung als Funktion der normierten Rapidity aufgetragen.

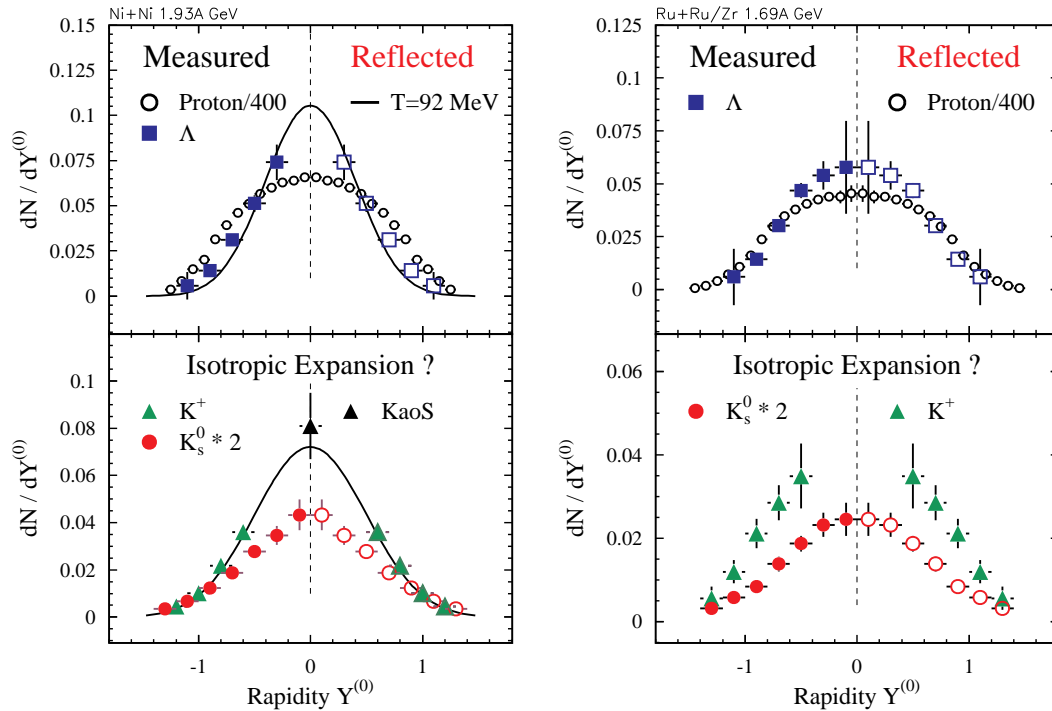


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die Rapiditysdichte der neutralen seltsamen Teilchen beider Experimente als Funktion der Rapidity. Die offenen Symbole sind an der Schwerpunktrapidity reflektiert.

Die Rapiditysdichten dN/dY der Protonen sind in der longitudinalen Richtung ausgedehnt und weisen auf ein nur zum Teil gestopptes bzw. transparentes

Stoßsystem hin. Die Bestätigung für ein transparentes System erhält man - wie bereits erwähnt - in den gegenwärtigen Untersuchungen des Ru+Ru/Zr-Systems bei 400A MeV [R⁺99b, H⁺99]. Die dN/dY -Verteilungen der seltsamen Teilchen werden durch weitere Effekte beeinflusst. Durch das erzeugte seltsame Quark ist möglicherweise die Erinnerung an die anfängliche longitudinale Bewegung schwächer als bei den schon im Eingangskanal existierenden Teilchen. Somit kann eine im Vergleich zu den Protonen schlankere dN/dY -Verteilung der Λ -Hyperonen verstanden werden. Die relativen Anteile von Zwei- ($\pi B \rightarrow KY$) bzw. Dreikörperreaktionen ($BB \rightarrow KYB$) in den Produktionsprozessen führen ebenfalls zu einer verbreiterten bzw. einer schlankeren dN/dY -Verteilung der seltsamen Teilchen [DHA98]. Auch die erhöhte Produktionswahrscheinlichkeit in zentralen Ereignissen kann zu einer Anreicherung zentraler Ereignisse und einer dementsprechenden schlankeren Rapiditätsdichte führen. Nicht zuletzt beeinflussen die KN - bzw. ΛN -Potentiale die Rapiditätsdichten der seltsamen Teilchen. So zeigen die neutralen Kaonen eine erhöhte Multiplizität in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Diese Anisotropie wird in den Transportrechnungen durch die nicht isotrope πB -Wechselwirkung bei dem Produktionsprozeß und der KN -Wechselwirkung vorhergesagt [Wan97]. In Abb. 4.3 ist weiterhin festzustellen, daß die Anzahl K_S^0 -Mesonen nicht mit der Anzahl der positiven Kaonen übereinstimmt. Nun könnte die Überschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Gebieten von hohen Spurdichten in den untersuchten, verhältnismäßig leichten Systemen wichtiger sein als man bisher vermutete. Auch der Untergrund von Pionen und Protonen in den K^+ -Spektren ist durch geometrische und kinematische Einschränkungen der CDC nicht trivial abzuschätzen. So wird der systematische Fehler dieser Verteilungen mit 30% abgeschätzt. Unter diesem Vorbehalt ist zu bemerken, daß In-Medium-Effekte zu Verteilungen führen, die mit den Ergebnissen K_S^0 -Mesonen übereinstimmen. Das wird durch die Rechnungen eines RBUU-Transportmodells gezeigt [CB99]. So sind die experimentellen Ergebnisse qualitativ mit den Rechnungen verschiedener Transportmodelle [Wan97, LLB97a, BCM97, CB99] in Übereinstimmung und zeigen eine Evidenz für In-Medium-Effekte. Um die letzte Unsicherheit der experimentellen Daten zu eliminieren, kommen wir zu folgendem Resümee:

Bestimmung der Effizienz von neutralen Teilchen in einer simulierten Schwerionenreaktion oder die Beimischung eines simulierten seltsamen Teilchens in eine reale Schwerionenreaktion. Diese Option befindet sich in Vorbereitung und kann noch nicht dokumentiert werden.

4.2 Azimutale Winkelverteilung

Im untersuchten Energiebereich leiten die Kompression, die Anwesenheit von „Spektator“-Materie und effektive Potentiale ein Flußverhalten ein. Während der Feuerball sich explosionsartig in alle Raumrichtungen ausbreitet und dabei einen

Großteil des Impulsraums einnimmt, werden die Spektatoren durch den explodierenden Feuerball zur Seite abgelenkt und durch repulsive Kräfte auf den Rand zwischen den an der Reaktion teilnehmenden und nicht teilnehmenden Teilchen geschoben. Die nicht an der Reaktion teilnehmenden Teilchen verbleiben auf der Reaktionsebene und definieren sie damit. Durch eine Messung der azimuthalen Verteilung der Teilchenemission in Bezug auf die Reaktionsebene kann eine Aussage über das kollektive Verhalten und die resultierenden Potentiale in nuklearer Materie getroffen werden. Zur Untersuchung wird diese Verteilung in folgender Weise parametrisiert [B⁺94b, VZ96]:

$$\begin{aligned} E \frac{d^3 N}{d^3 p} &= \frac{d^3 N}{p_\perp dp_\perp dy d\phi} \\ &= \frac{d^2 N}{p_\perp dp_\perp dy} \frac{1}{2\pi} \left(1 + \sum_{n=1} 2v_n \cos(n(\phi - \phi_R)) \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

v_n : Fourierkoeffizient $v_n := \cos(n(\phi - \phi_R))$

ϕ_R : Winkel zur Reaktionsebene

Die Fourierkoeffizienten v_n beschreiben so die Abweichung von einer isotropen Teilchenemission. Da alle Ereignisse auf die Reaktionsebene korrigiert sind, ist $\phi_R = 0$ und wird in der weiteren Analyse nicht nochmals erwähnt.

Der durch das Detektorsystem eingeschränkte Akzeptanzbereich hat zur Folge, daß die Fourierkoeffizienten nicht im gesamten Phasenraum gemessen werden. Im Falle symmetrischer Target- und Projektilkerne besteht eine Beziehung zwischen den Koeffizienten und der normierten Rapidität $Y^{(0)}$:

$$v_n(Y^{(0)}) = (-1)^n v_n(-Y^{(0)}) \quad (4.7)$$

Es ist daher ausreichend, das Verhalten der Koeffizienten in der rückwärtigen Hemisphäre $Y^{(0)} \leq 0$ zu studieren. Sehr viel schwieriger ist die Bestimmung der transversalen Impulsabhängigkeit dieser Koeffizienten, da bestimmte Bereiche des Phasenraums experimentell nicht zugänglich sind. Die Güte der physikalischen Größe wird daher sehr stark von der zugrundeliegenden Statistik sowie der Akzeptanz- und Effizienzkorrektur abhängen.

4.2.1 Der gerichtete Seitwärtsfluß

In diesem Abschnitt wird der gerichtete Seitwärtsfluß von Kaonen, Λ -Hyperonen und Protonen im Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-System untersucht. Dazu wird in der Regel der Transversalimpuls eines Teilchens nach Glg. 4.8 in die Reaktionsebene projiziert [DO85].

$$p_x = \vec{p}_\perp \cdot \frac{\vec{Q}_j}{|\vec{Q}_j|} \quad (4.8)$$

Der Vektor \vec{Q} ist in Kapitel 3.6 definiert und wird aus der Summe der Transversalimpulse berechnet. Nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds kann der Mittelwert $\langle p_x \rangle$ als Funktion der Rapidität aufgetragen werden. In dieser Darstellung wird ein Teil der Effekte durch die Detektorakzeptanz verdeckt. Sehr anschaulich werden attraktive oder repulsive Kräfte im Vergleich zum Nukleonenstrom dargelegt. Die Fourieranalyse liefert hingegen differenzierte Informationen und ist gegenüber der Detektorakzeptanz unempfindlich. Die Fourierkoeffizienten v_n können mit dem in die Reaktionsebene projizierten Transversalimpuls durch folgende Beziehung in Verbindung gebracht werden:

$$v_1 := \langle \cos(\phi) \rangle = \left\langle \frac{p_x}{p_\perp} \right\rangle \quad (4.9)$$

In der Rapiditätsregion des Projektils ist der gerichtete Fluß positiv, wenn der Mittelwert der Verteilung $\langle \cos(\phi) \rangle$ größer Null ist und negativ im umgekehrten Fall. Für symmetrische Kollisionssysteme ist $\langle \cos(\phi) \rangle$ eine ungerade Funktion der Schwerpunktrapidität und das Vorzeichen ändert sich daher auf der Rapiditätsregion des Targets. Bevor auf die Darstellung eingegangen wird, noch einige Bemerkungen:

1. Für die physikalische Größe muß eine Effizienzkorrektur sowie eine Extrapolation auf den gesamten Phasenraum durchgeführt werden. Aufgrund der geringen Statistik in den einzelnen Rapiditätsintervallen führt dies zu Schwierigkeiten, auf die am Ende dieses Kapitels eingegangen werden.
2. Die Fluktuationen der rekonstruierten Reaktionsebene gegenüber der wahren Reaktionsebene werden durch eine Skalierung $S_f := 1/\langle \cos(\Delta\phi) \rangle$ der Azimutalverteilung $\langle p_x \rangle = \langle p_x \rangle^{\text{rek.}} / \langle \cos(\Delta\phi) \rangle$ berücksichtigt [Oll98]. Die v_1 -Koeffizienten werden mit dem gleichen Skalierungsfaktor korrigiert.
3. Es ist nicht Ziel dieser Arbeit, den Fluß der Protonen im Detail zu untersuchen. Die zum Vergleich herangezogenen Spektren folgen ähnlichen Voraussetzungen und dienen lediglich als Referenz.

Um die transversale Impulsabhängigkeit auf den Seitwärtsfluß darzustellen, muß auf einen Kompromiß zwischen geometrischer Akzeptanz, einem möglichst großen gemessenen p_\perp -Bereich und einem ausgeprägtem gerichtetem Fluß eingegangen werden. Zu diesem Zweck wird für beide neutrale Teilchen der Rapiditätsbereich $-1,2 < Y^{(0)} < -0,5$ ausgewählt. Die p_\perp -Abhängigkeit der v_1 -Komponenten ist in Abb. 4.4 für die in Tab. 4.2 definierten Zentralitätsklassen gezeigt.

¹Um einen Vergleich zu den K^+ -Mesonen zu gewährleisten wird die Auswahl der Zentralitätsklassen ausschließlich mit Hilfe der Teilchenmultiplizität der Plastikwand bestimmt.

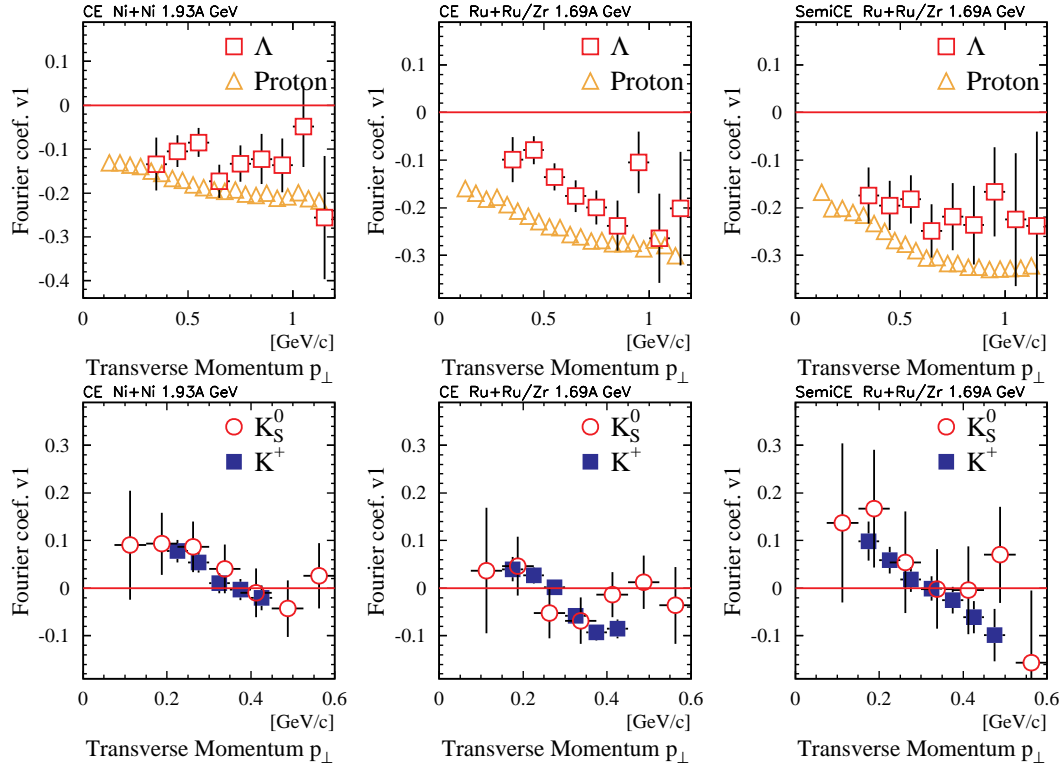


Abbildung 4.4: Aufgetragen sind die v_1 -Verteilung der neutralen seltsamen Teilchen als Funktion des Transversalimpulses im Rapiditätsbereich von $-1,2 < Y^{(0)} < -0,5$. In den Histogrammen sind die Ergebnisse der zentralen Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-Reaktionen für Λ -Hyperonen, Protonen, K^+ - [Cro99] und K_S^0 -Mesonen zu sehen. Aufgrund der geringen Statistik sind im rechten Histogramm allein die Ergebnisse der semizentralen Ru+Ru/Zr-Reaktionen dargestellt.

Ungeachtet ihrer assoziierten Produktion ist ein auffallender Unterschied im Flußverhalten der seltsamen Teilchen festzustellen. Protonen sowie Λ -Hyperonen haben in der rückwärtigen Hemisphäre ein negatives v_1 im gesamten p_\perp -Bereich. Das bedeutet, daß Protonen und auch Λ -Hyperonen unabhängig vom transversalen Impuls einen positiven Fluß zeigen. Für beide Teilchen wird das Anwachs-

Zentrale Auswahl		Semizentrale Auswahl
Ni+Ni	Ru+Ru/Zr	Ru+Ru/Zr
PMUL ¹ ≥ 40	PMUL ≥ 52	$40 \leq \text{PMUL} \leq 50$
$\langle b_{\text{geom}} \rangle \approx 1,7 \text{ fm}$	$\langle b_{\text{geom}} \rangle \approx 2,3 \text{ fm}$	$\langle b_{\text{geom}} \rangle \approx 3,8 \text{ fm}$
$S_f = 1,48$	$S_f = 1,37$	$S_f = 1,26$

Tabelle 4.2: Auswahlbedingungen von zentralitätsabhängigen Ereignisklassen.

sen des gerichteten Flusses mit dem Transversalimpuls beobachtet. Weiterhin ist festzustellen, daß der Λ -Fluß im gesamten p_{\perp} -Bereich schwächer als der Protonenfluß ist. Wie später in Abb. 4.5 zu sehen, saturiert der gerichtete Fluß der Λ -Hyperonen bei Targetrapidität. Durch den ausgewählten Rapiditybereich $-1,2 < Y^{(0)} < -0,5$ ist dieser Effekt deutlich im Ru+Ru/Zr-System bei kleinen Transversalimpuls zu erkennen. Die Resultate weisen darauf hin, daß die In-Medium-Effekte sehr viel stärker auf Teilchen mit kleinem Transversalimpuls wirken. Dieser Effekt kann dadurch verstanden werden, daß diese Teilchen länger im Medium verweilen als Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls.

Die v_1 -Komponente der K_S^0 -Mesonen ändert sich innerhalb ihrer statistischen Unsicherheiten von Antifluß bei kleinem p_{\perp} zu einem positiven Fluß bei höherem p_{\perp} . Das ist ein sehr interessantes und wichtiges Ergebnis, da diese Form des gerichteten Seitwärtsflusses nur durch eine Wechselwirkung der seltsamen Teilchen mit dem nuklearen Medium erklärt werden kann. In der gewöhnlichen Repräsentation des gerichteten Seitwärtsflusses als Funktion der Rapidity wird dieser Effekt vollkommen verdeckt. Zur Demonstration wird diese Darstellung in Abb. 4.5 vorgestellt. Die hierfür verwendeten Ereignisse sind unter dem zentralen Trigger aufgenommen und entsprechen einem Wirkungsquerschnitt von 340 mb im untersuchten Ni+Ni-System bzw. 440 mb im Ru+Ru/Zr-System. Bevor auf diese Abbildung eingegangen wird, noch einige wichtige Bemerkungen:

- **Geeignete Observable für den Vergleich von Teilchen**

Der Fluß ist eine hydrodynamische Größe, und so ist das Geschwindigkeitsprofil der Teilchen von besonderem Interesse. Um unterschiedliche Teilchen miteinander zu vergleichen, ist der projizierte Transversalimpuls auf die Teilchenmasse normiert $\langle p_x \rangle / m$ und entspricht somit einer transversalen Geschwindigkeit.

- **Gleiche p_{\perp} -Bereiche in den untersuchten Y -Intervallen**

Die geometrische Einschränkung der CDC führt zu unterschiedlich gemessenen p_{\perp} -Bereichen in den einzelnen Rapidityintervallen. Um zu gewährleisten, daß in den untersuchten Intervallen gleiche p_{\perp} -Bereiche vorliegen, wird das Verhältnis p_{\perp}/m für Λ -Hyperonen und Protonen größer als 0,5 gewählt. Für die K_S^0 -Mesonen kann dieser Wert aus kinematischen Gründen auf $p_{\perp}/m > 0,3$ festgelegt werden. Durch diese Bedingungen wird der gerichtete Fluß speziell für Kaonen bei kleinen Transversalimpulsen unterdrückt.

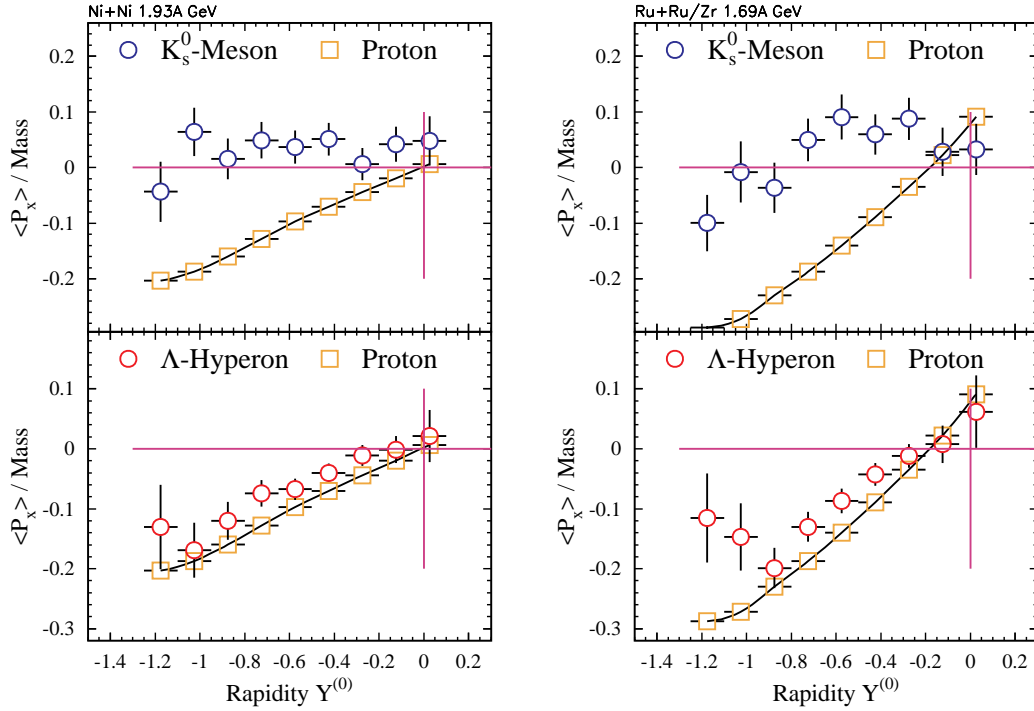


Abbildung 4.5: Aufgetragen ist der gerichtete Seitwärtsfluß für die rekonstruierten neutralen seltsamen Teilchen als Funktion der normierten Rapidität im Vergleich zu den Protonen. Alle Daten sind unter dem zentralen Trigger und einer Bedingung auf den Transversalimpuls $p_{\perp}/m \geq 0,5$ für Λ und Proton bzw. $p_{\perp}/m > 0,3$ für K_S^0 gezeigt.

- **Einfluß der eingeschränkten Nachweiswahrscheinlichkeit**

Durch die limitierte Statistik und einem eingeschränkten Phasenraum ist es schwierig, zu einer quantitativen Aussage über den gerichteten Seitwärtsfluß zu kommen. Trotz allem kann man durch den Vergleich der v_1 -Verteilungen, der p_{\perp} -Spektren und der Effizienzverteilung als Funktion des Transversalimpulses den Einfluß des Detektorsystems abschätzen. Die hierfür benötigten Verteilungen sind in Abb. 4.6 gezeigt. Der gerichtete Seitwärtsfluß $\langle p_x(Y) \rangle$ berechnet sich für jedes Rapiditätsintervall aus folgendem Integral:

$$\langle p_x(Y) \rangle = \frac{1}{N(Y)} \int p_{\perp} \cdot v_1(p_{\perp}, Y) \cdot \frac{1}{\epsilon(p_{\perp}, Y)} \frac{dN(Y)}{dp_{\perp}} dp_{\perp} \quad (4.10)$$

Hier erkennt man, daß kleine Änderungen der Effizienz $\epsilon(p_{\perp}, Y)$ den Mittelwert $\langle p_x(Y) \rangle$ kaum verändern. Durch den Vergleich der einzelnen Komponenten in den Abb. 4.4 und 4.6 kommt man zu dem Schluß, daß in der rückwärtigen Hemisphäre das Antiflußsignal der Kaonen in Abb. 4.5 unterdrückt

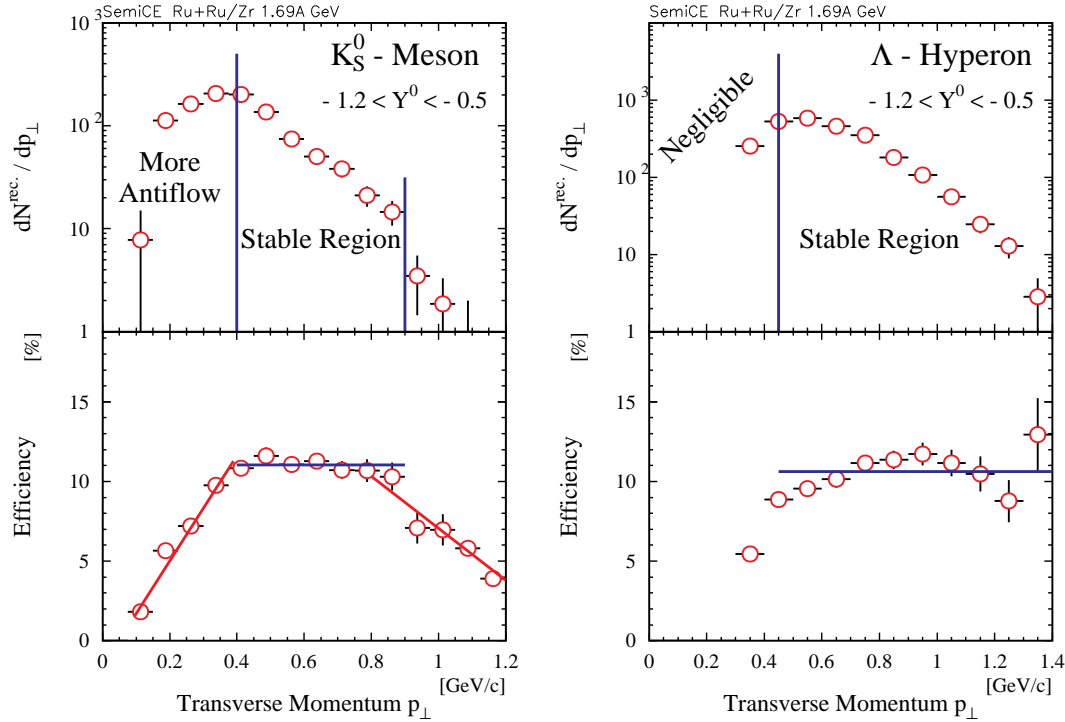


Abbildung 4.6: Aufgetragen sind die rekonstruierten neutralen seltsamen Teilchen und deren Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Transversalimpulses. Durch die eingezeichneten Linien kann der Einfluß der Effizienzkorrektur auf den gerichteten Fluß in Bezug auf Glg. 4.10 abgeschätzt werden.

ist. Die Effizienz der Λ -Hyperonen ist als Funktion des Transversalimpulses nahezu konstant. Daher scheint der gerichtete Fluß der Λ -Hyperonen in dieser Repräsentation sehr viel geringer von kinematischen und geometrischen Einschränkungen beeinflusst zu werden als der gerichtete Fluß der Kaonen.

• Seitwärtsfluß bei Schwerpunktrapidität

In Abb. 4.5 erkennt man, daß der Protonenfluß im nahezu symmetrischen Ru+Ru/Zr-System bei Schwerpunktrapidität nicht die Nulllinie schneidet. Da die Ursache des Effekts noch nicht verstanden ist, steht er weiterhin zur Diskussion. In den gegenwärtigen Untersuchungen, dem Vergleich mit Pionen-, Deuteronen-, Tritonen- oder α -Spektren, der Variation von Schnittparametern, Simulationsrechnungen usw. konnten keine Rapiditätsabhängigkeiten festgestellt werden. Die Verschiebung des Protonenflusses bei der Schwerpunktrapidität kann somit als Referenz für die systematische Unsicherheit genutzt werden.

Während die Λ -Hyperonen dem Fluß der Protonen folgen, sind die K_S^0 -Mesonen mit einer isotropen Emission verträglich. Im Ru+Ru/Zr-System scheint sich diese Situation für die Kaonen schon in dieser Repräsentation der Daten in Abb. 4.5 zu ändern. Hier wird ein dem Nukleonenstrom entgegengesetztes Flußprofil beobachtet. Unter Berücksichtigung der oben genannten Punkte weisen beide Resultate in Abb. 4.4 und 4.5 auf ein repulsives KN -Potential hin. Die Λ -Hyperonen hingegen zeigen in beiden Systemen innerhalb ihrer Unsicherheiten einen positiven Fluß. Er entspricht etwa 3/4 des Flußprofils der Protonen. Da Kaonen und Λ -Hyperonen bei Einschußenergien von bis zu 2A GeV assoziiert produziert werden, sind die Unterschiede in den Flußprofilen auf die Wechselwirkungsprozesse (Propagation & Streuung) dieser Teilchen im expandierenden nuklearen Medium zurückzuführen. An diesem Beispiel wird deutlich, wie wichtig es ist, die differenzierten Flußverteilungen der Teilchen zu untersuchen.

Coulombeffekt zwischen K^+ -Mesonen und Protonen

Es liegt nahe zu vermuten, daß die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen den K^+ -Meson und den Protonen zumindest teilweise das Flußprofil der Kaonen modifiziert und zu einer isotropen Emission der positiv geladenen Kaonen führt [H⁺96, B⁺97c]. Für die Untersuchung werden K_S^0 -Mesonen, die keinem Coulomb-effekt unterliegen, mit den entsprechenden Resultaten der K^+ -Analyse [Cro99] verglichen. Die experimentellen Ergebnisse sind für zentrale und semizentrale Ereignisse in Abb. 4.4 aufgetragen. In den untersuchten Systemen zeigen die beiden Kaonenflußprofile innerhalb ihrer statistischen Fehler keinen signifikanten Unterschied. Mit diesen Resultaten ist es experimentell bestätigt, daß die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen dem K^+ -Meson und den Protonen nicht maßgeblich an dem resultierenden Flußprofil der Kaonen beteiligt ist.

Abhängigkeiten der Systemgröße

Durch die parallele Untersuchung des Ni+Ni- und Ru+Ru/Zr-Systems werden in Abb. 4.4 und 4.5 Systemabhängigkeiten festgestellt. So ist im Ru+Ru/Zr-System der gerichtete Seitwärtsfluß der Protonen und Λ -Hyperonen sehr viel stärker ausgeprägt. Dieses Resultat ist in erster Linie auf eine niedrigere Einschußenergie zurückzuführen. Weiterhin ist im Vergleich zum zentralen Ru+Ru/Zr-System ein relativ ausgeprägter Antifluß der Kaonen im zentralen Ni+Ni-System festzustellen. Das kann zum einen daran liegen, daß aufgrund der niedrigeren Einschußenergie im Ru+Ru/Zr-System eine geringere Kompression erreicht wird oder daß der Druckgradient in diesem System aufgrund der Spektatorgröße ein anderer ist. Unter dieser Annahme sollte der gerichtete Fluß schwächer sein. Andererseits könnte diese Beobachtung teilweise durch eine Wechselwirkung mit der größeren Anzahl an Teilchen im Feuerball hervorgerufen werden. Hier wird nach theoretischen Vorstellungen eine Erhöhung des gerichteten Flußprofils in Richtung der

Nukleonen erwartet [LB98]. Um Effekte bezüglich des Meßinstruments bzw. des Meßprinzips auszuschließen, werden in einem der nächsten Abschnitte systematische Untersuchungen durchgeführt.

Unterschiede in der Zentralität einer Reaktion

Um die Zentralitätsabhängigkeit in beiden Systeme zu studieren, werden Bedingungen an die Multiplizität geladener Teilchen gestellt, die in Tab. 4.2 definiert sind. Aufgrund der geringen Statistik von MinB- bzw. MedB-Ereignissen (Tab. 3.1 und 4.1) können lediglich zwei Ereignisklassen im Ru+Ru/Zr-System unterschieden werden. Die sich aus diesen Bedingungen ergebenden Verteilungen sind in Abb. 4.4 dargestellt.

Es wird beobachtet, daß der gerichtete Fluß in den semizentralen Reaktionen des Ru+Ru/Zr-Systems stärker ausgeprägt ist als in den zentralen Reaktionen. Obwohl die Kompression in den zentralen Reaktionen größer ist, ist der Druckgradient in den semizentralen Reaktionen aufgrund der Anwesenheit der Spektatoren größer [LKL96]. Andererseits wächst die Wahrscheinlichkeit der KN -Streuung durch die größere Anzahl der Nukleonen im Feuerball und führt zu einer Erhöhung des gerichteten Flußprofils in Richtung der Nukleonen [LB98]. Das kann vielleicht erklären, warum die Kaonen in den semizentralen Reaktionen weiter von den Protonen verschoben sind als in zentralen Reaktionen.

Die Λ -Hyperonen zeigen unter den ausgewählten Zentralitätsbedingungen einen positiven Seitwärtsfluß, der etwas schwächer ist als der Protonenfluß. Die Wechselwirkung zwischen einem Λ -Hyperon und der nuklearen Umgebung wächst mit der Größe des Feuerballs und kann eine Erklärung für das Verhalten sein.

Weiterhin sei bemerkt, daß die emittierten Teilchen bei zunehmender Zentralität sich einer isotropen Verteilung nähern. Im Grenzfall kann die Reaktionsebene nicht bestimmt werden und der azimutale Fluß ist folglich Null. Im Experiment kann dieser Grenzfall nicht beobachtet werden. Der maximale gerichtete transversale Fluß wird bei einem Stoßparameter von etwa 3 fm beobachtet [R⁺99a]. Der radiale Fluß ist von dieser Einschränkung ausgeschlossen und kann weiterhin in den Spektren der kinetischen Energie untersucht werden.

Systematischer Einfluß der Auswahlbedingungen

Der systematische Einfluß auf die Ergebnisse setzt sich aus einer Reihe von Einzel Fehlern zusammen, die in diesem Abschnitt untersucht werden. Wichtig ist der systematische Einfluß auf die einzelnen Rapiditätsintervalle. Dazu werden die Schnittparameter der charakteristischen Observablen variiert oder ganz weggelassen. Der sich durch diese Methode ergebende Unterschied in den einzelnen Verteilungen wird als Abschätzung des systematischen Fehlers betrachtet. Der variierte Bereich ist in Tab. 4.3 für die einzelnen Observablen eingetragen.

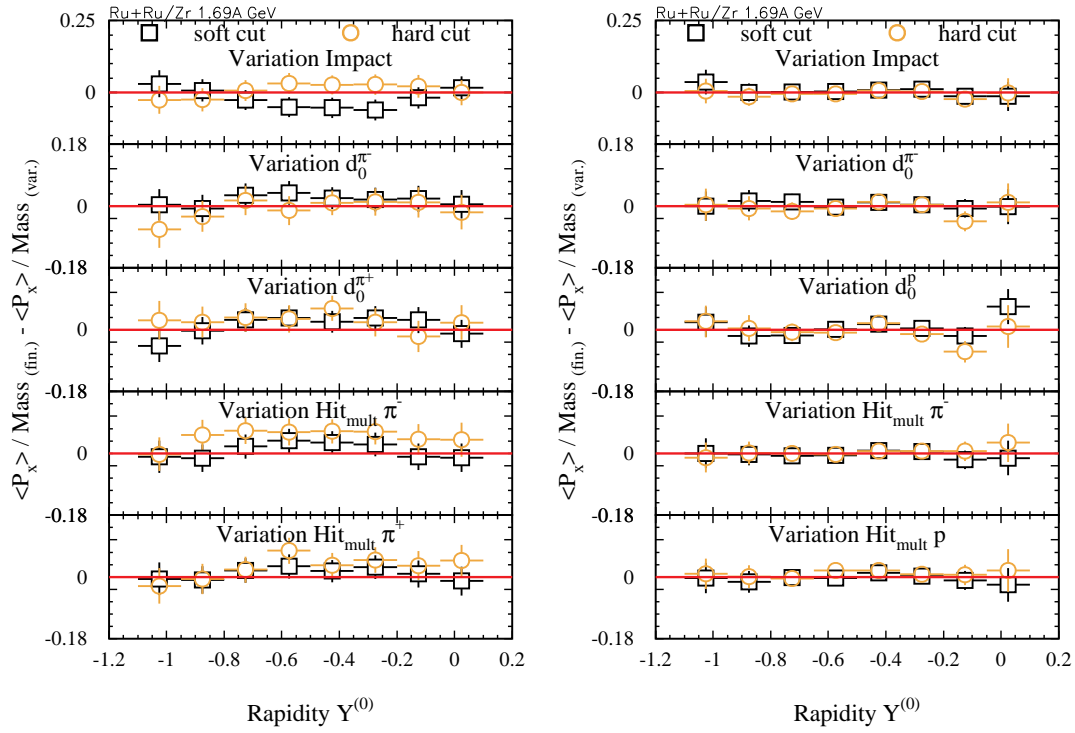


Abbildung 4.7: Dargestellt ist die Abschätzung des systematischen Fehlers auf den Seitwärtsfluß. Auf der linken Seite ist der Vergleich zwischen finalen und variierten K_S^0 -Flußprofilen dargestellt. Auf der rechten Seite sind die analogen Ergebnisse der Λ -Teilchen gezeigt. Bis auf die Anzahl der Spurkoordinaten von Pionkandidaten und dem Impakt für die Selektion der K_S^0 -Mesonen im Ru+Ru/Zr-System zeigen die untersuchten Auswahlbedingungen innerhalb der statistischen Unsicherheiten ein stabiles Ergebnis.

Nur eine Auswahl der untersuchten Variationen wird in dieser Arbeit diskutiert. So sind Schnittparameter, die zu einer drastischen Reduktion des kombi-

Variierter Parameter	K_S^0		Λ	
	schwach	stark	schwach	stark
Impakt(K_S^0 , Λ)	1 cm	0,45 cm	1 cm	0,35 cm
$d_0(\pi^-)$ -Helix	0,7 cm	1,5 cm	0,8 cm	2,5 cm
$d_0(\pi^+, p)$ -Helix	0,7 cm	1,5 cm	0,5 cm	0,8 cm
$\text{Hit}_{\text{mult}}^{\text{CDC}}(\pi^-)$	25	40	20	40
$\text{Hit}_{\text{mult}}^{\text{CDC}}(\pi^+, p)$	20	33	20	40

Tabelle 4.3: Der variierte Bereich der einzelnen Auswahlbedingungen.

torischen Untergrunds geführt haben, oder Observablen, die einen systematischen Fehler aufweisen, gezeigt. Zur Darstellung des systematischen Fehlers wird das sich durch den variierten Parameter ergebende Flußprofil von dem finalen Profil subtrahiert und in Abb. 4.7 vorgestellt. Bis auf die Anzahl der Spurkoordinaten von Pionkandidaten und dem Impact für die Selektion der K_s^0 -Mesonen im Ru+Ru/Zr-System zeigen die untersuchten Auswahlbedingungen innerhalb der statistischen Unsicherheiten keine signifikanten Abweichungen. Stellt man eine schwächere Bedingung an den Impact der K_s^0 -Mesonen, wird im Wesentlichen der Untergrund von Pionen in den Spektren erhöht (siehe Abb. 3.26). Das zeigt, daß der kombinatorische Untergrund ebenfalls ein Flußprofil besitzt und daher soweit wie möglich unterdrückt sein sollte.

Konsistenz zu anderen Resultaten

Durch die vorangegangene Analyse der neutralen seltsamen Teilchen im System Ni+Ni bei gleicher Strahlenergie im Jahre 1994/95 [R+95b] ist es möglich, die Ergebnisse auf Übereinstimmung zu untersuchen. Aus diesem Grund wurde das System nochmals unter den hier vorgestellten Methoden analysiert und charakteristische Parameter auf Übereinstimmung überprüft. Der gerichtete Seitwärtsfluß der seltsamen Teilchen ist eine Größe, die in Abb. 4.8 zum Vergleich herangezogen wird. Beide Resultate sind konform und zeigen auch für andere Vergleich-

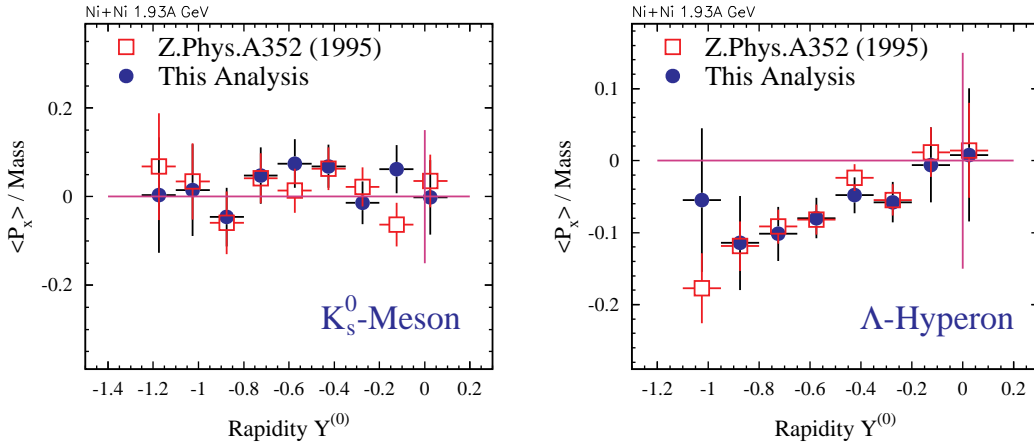


Abbildung 4.8: Konsistenzüberprüfung gegenüber den FOPI-Daten. Aufgetragen ist der gerichtete Seitwärtsfluß der neutralen seltsamen Teilchen der Ni+Ni-Daten 1994/95. Die Resultate zeigen unter gleichen Auswahlbedingungen keine signifikanten Abweichungen. Da die Signal-zu-Untergrundverhältnisse um einen Faktor zwei schlechter sind als in den vorgestellten Ergebnissen, wird auf diesen Datensatz verzichtet.

sparameter wie beispielsweise die Anzahl der seltsamen Teilchen keine signifikante Abweichung. Da beide Verfahren kleine Unterschiede in ihrer Vorgehensweise aufweisen, können Abweichungen nachvollzogen werden. Es sei bemerkt, daß der Unterschied der beiden Experimente sich in der besseren Auflösung der CDC und der 2fachen Statistik der Datenaufnahme im Jahre 1995 niederschlägt. Durch die schlechtere Auflösung sind die Signal-zu-Untergrundverhältnisse um einen Faktor zwei schlechter als in den vorgestellten Ergebnissen (siehe Tab. 3.3). Wie bereits erwähnt, kann ein großer Untergrundanteil die physikalischen Ergebnisse beeinflussen. Des weiteren befand sich das Barrel zu dieser Zeit in der Aufbauphase. Aus diesen Gründen wird auf den Datensatz 1994 in dieser Analyse verzichtet.

Eine weitere Bestätigung für ein repulsives KN -Potential findet man in den kürzlich publizierten experimentellen Ergebnissen der E895-Kollaboration [C⁺99]. Sie beobachteten in einer Au+Au-Kollision bei 6A GeV für die K_S^0 -Mesonen ein ähnliches Antiflußsignal. Hier ist zu beachten, daß dieses Experiment bei einer sehr viel höheren Einschußenergie und einem sehr viel schwererem System durchgeführt wurde. So kann es durchaus sein, daß die physikalischen Umstände wie die Erzeugung der seltsamen Teilchen oberhalb der Produktionsschwelle, andersartige kooperative Erzeugungsprozesse, verschiedene Kompressionen und unterschiedliche Dichtegradienten während der Expansionsphase nicht miteinander zu vergleichen sind.

Die Ergebnisse aus Analysen ähnlicher Systeme und Energien können ergänzend herangezogen werden. So bieten die Resultate der EOS-Kollaboration im nahezu symmetrischen Ni+^{nat}Cu System bei 1,97A GeV einen idealen Vergleich [J⁺98]. Die vorgestellten Ergebnisse werden in Abb. 4.9 einer Auswahl von 1800 nahezu untergrundfreien Λ -Kandidaten (S/B \approx 45) der EOS-Kollaboration gegenübergestellt. Auffällig ist, daß der Λ -Fluß der EOS-Analyse in einem nahe-

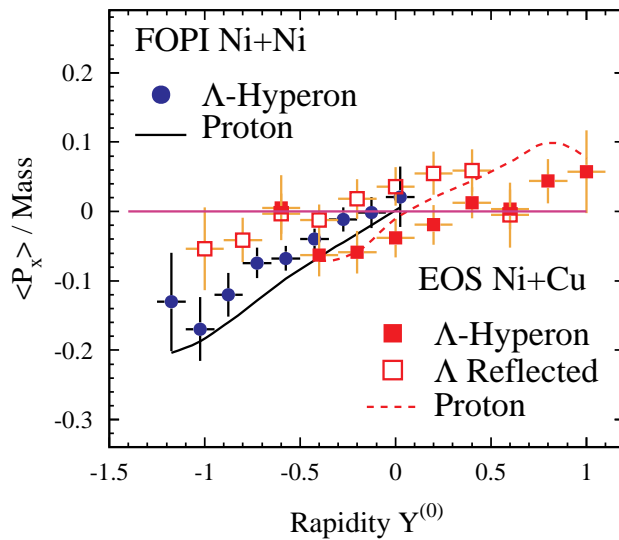


Abbildung 4.9:
Konsistenzüberprüfung
gegenüber den EOS-Daten
[J⁺98]. Der gerichtete
Seitwärtsfluß der
 Λ -Hyperonen des Ni+Ni-
Systems bei 1,93A GeV
ist den EOS-Daten des
Ni+Cu-Systems bei 1,97A
GeV gegenübergestellt.
Bei genauerer Betrachtung
sind Unstimmigkeiten
(siehe Text) festzustellen.

zu symmetrischen System bei der Schwerpunktrapidität nicht durch den Nullpunkt verläuft. Dieses Ergebnis ist um so erstaunlicher, da der Protonenfluß im gleichen Experiment bei der Schwerpunktrapidität die Nulllinie schneidet. Dafür gibt es zuerst einmal keinen physikalischen Grund. Nach den Aussagen der EOS-Kollaboration soll die Effizienz- und Akzeptanzkorrektur den Seitwärtsfluß zu höheren Werten verschieben. Somit sollte nur die Steigung dieser Verteilung von physikalischem Interesse sein. Um diese beiden Ergebnisse direkt miteinander zu vergleichen, müssen die Λ -Kandidaten aus einem vergleichbaren Phasenraum stammen und der gleichen Zentralitätsklassen angehören. Beide Bedingungen sind nicht erfüllt. So ist beispielsweise ein Schnitt auf den Transversalimpuls $p_{\perp}/m > 0,5$ in den EOS-Daten nicht angewendet worden. Eine vergleichbare Observable ist der relative Fluß der Λ -Hyperonen zum Fluß der Protonen. So entspricht der Λ -Fluß der EOS-Analyse etwa $2/3$ ihres Protonenflusses [J⁺98]. Die Ergebnisse dieser Analyse zeigen jedoch eine wesentlich steilere Verteilung. Der Λ -Fluß entspricht in den untersuchten Systemen $3/4$ des Flußprofils der Protonen. Aus den hier vorgestellten Daten folgt, daß das ΛN -Potential erheblich größer ist.

Kapitel 5

Diskussion und Interpretation

5.1 Theoretische Relevanz von experimentellen Observablen

Ob und wie die Eigenschaften von Hadronen, z.B. ihre Massen, Breiten oder ihre Dispersionsrelation in nuklearer Materie modifiziert werden, ist zur Zeit von größtem Interesse. Von spezieller Bedeutung sind die Mediummodifikationen der Eigenschaften von seltsamen Teilchen, da sie mit der expliziten Brechung der chiralen Symmetrie [LSW94, CB99], dem Studium der Kaonenkondensation sowie den Eigenschaften von Neutronensternen [BG97, PL98] in Verbindung stehen. Ein entscheidender Aspekt dieser Arbeit ist, daß in Schwerionenreaktionen bei SIS-Energien nach gegenwärtiger Vorstellung im Zustand maximaler Kompression eine Dichte von bis zum 3fachen Wert der Normaldichte $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$ von Kernmaterie und eine Temperatur von 60 bis 90 MeV [SKW⁺93, Dan94] erreicht wird.

Gegenwärtige Rechnungen deuten darauf hin, daß die $K^{0,+}$ -Mesonen unter diesen extremen Bedingungen ein schwach repulsives Potential verspüren, welches sich aus einem nahezu kompensierenden attraktiven Skalar- und repulsiven Vektorpotential ergibt. Die Antikaonen hingegen verspüren ein starkes attraktives Feld, da das Vektorfeld ebenfalls attraktiv ist [SGM⁺94, WRW97, Lee96, LB98]. Die Erscheinung eines attraktiven skalaren Potentials führt zu einer Reduzierung der hadronischen Masse in einem Medium (siehe Abb. 1.15), welches wiederum die Wahrscheinlichkeit der Produktion in Schwerionenreaktionen erhöht. Dieser Effekt müßte sich deutlich in der Nähe der Produktionsschwelle von seltsamen Teilchen niederschlagen. Es kommt hinzu, daß dieser Effekt sich aufgrund der unterschiedlichen Potentiale für Kaon und Antikaon erheblich unterscheidet. Daher ist es verständlich, daß die Produktion und Propagation der seltsamen Teilchen durch das nukleare Medium sensitiv auf Mediumeffekte sein sollte.

Während die Produktion der seltsamen Teilchen auf die anfängliche Kompressionsphase beschränkt ist [LKL95, DHA98], üben Potentiale und Streupro-

zesse ihre Wirkung in der Expansionsphase auf die Energiespektren der Kaonen aus. Wie bereits erwähnt, wirken sich die Potentiale unterschiedlich auf Kaonen und Antikaonen aus, so daß der relative Vergleich der kinetischen Verteilungen beispielsweise Rückschlüsse auf die nukleare Zustandsgleichung (EoS) zuläßt [Sen99]. Abb. 5.1 zeigt für zwei unterschiedliche Systeme [Man97, A⁺97] der

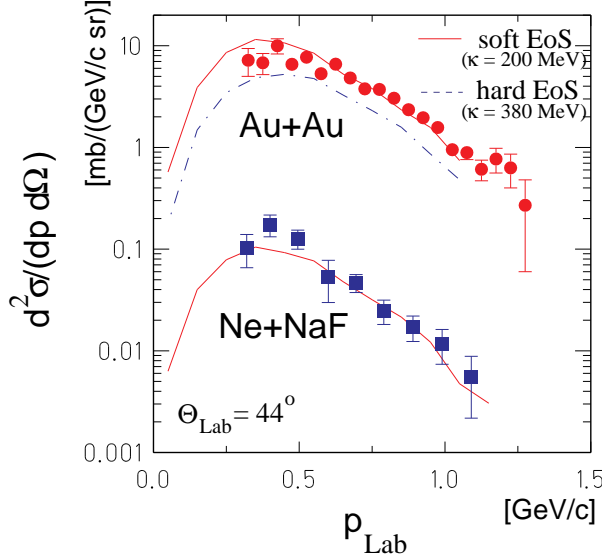


Abbildung 5.1:

Differentielle K^+ -Wirkungsquerschnitte in AA-Kollisionen (Au+Au, Ne+NaF [Sen99]) bei 1A GeV als Funktion des Laborimpulses. Die Linien präsentieren Rechnungen eines RBUU-Modells für eine weiche und harte EoS [FKLZ94]. Im Ne+NaF-System ist zwischen weicher und harter EoS nicht zu unterscheiden.

KaoS-Kollaboration die experimentellen Ergebnisse im Vergleich mit einem Relativistischen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (RBUU) Transportmodell [FKLZ94]. Um die experimentellen Daten zu beschreiben, ist in diesem Ansatz eine weiche Zustandsgleichung erforderlich. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Sensitivität auf die EoS im leichten Ne+NaF-System verloren geht [HSJ⁺94].

Im untersuchten Energiebereich sind die kollektiven Effekte im Wesentlichen auf den thermischen Druck zurückzuführen und sollten daher eine Sensitivität auf die Kompressibilität der nuklearen Materie zeigen. Da Nukleon-Nukleon-Reaktionen immer wichtiger werden, sollten sich die kollektiven Effekte unterschiedlich auf verschiedene Teilchenspezies auswirken und sich in der Impulsabhängigkeit verschiedener Teilchen manifestieren. Ein besseres Verständnis für solche Erscheinungen kann erzielt werden, wenn man repräsentative Observablen verschiedener Teilchenspezies in Schwerionenkollisionen miteinander vergleicht. Es wird vorhergesagt, daß der azimutale Fluß von produzierten Teilchen wichtige Informationen der In-Medium-Dynamik mit sich führt. Die bekanntesten Formen sind der gerichtete und der elliptische Fluß, die zur Illustration in Abb. 5.2 skizziert sind. So wurde beispielsweise festgestellt, daß der transversale Fluß der Pionen mit dem Fluß der Nukleonen antikorreliert ist [K⁺97]. Dieses Verhalten wird durch die Streuung und die Reabsorption der Pionen im nuklearen Medium erklärt. In den Arbeiten von G.Q. Li und C.M. Ko [LKL95] wurde der transversale Fluß der seltsamen Teilchen als sensitive Observable für die Untersuchung

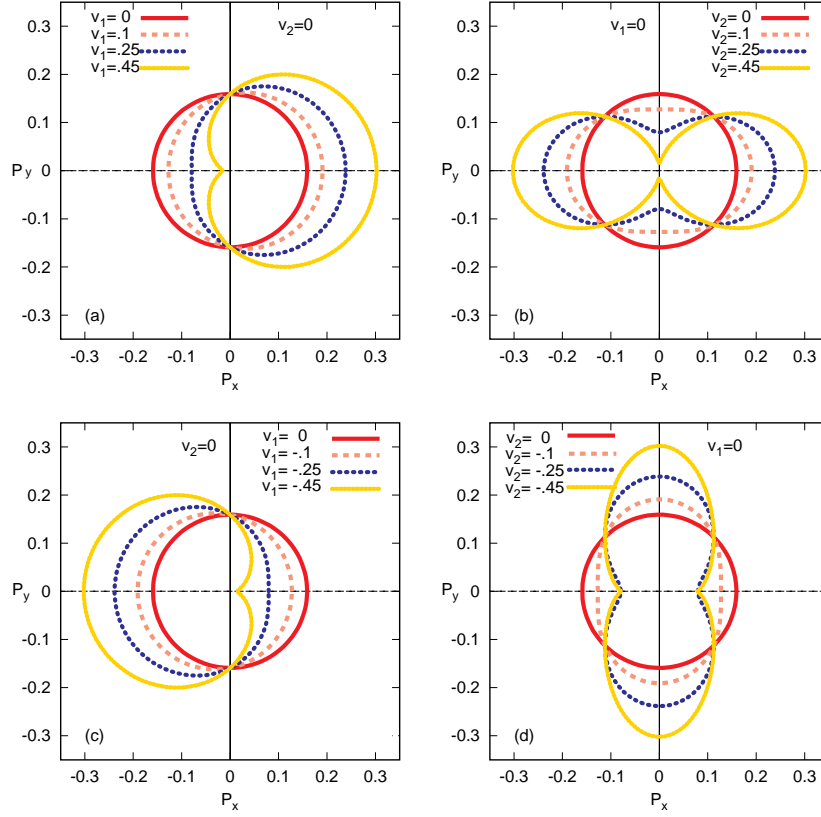


Abbildung 5.2: Die Skizze zeigt die vier Formen des azimuthal anisotropen Flusses in der transversalen Ebene. Der gerichtete ($v_2 = 0$) bzw. elliptische Fluß ($v_1 = 0$) ist in der Rapiditätsregion des Projektils gezeigt. Der positiv gerichtete Fluß ist links oben dargestellt und der negativ gerichtete Fluß links unten. Eine „in-plane“ Asymmetrie im elliptischen Flußverhalten ist rechts oben zu sehen und eine „out-of-plane“ Asymmetrie im Graph rechts unten.

der In-Medium-Potentiale vorgeschlagen. Ihre Rechnungen sagen - abhängig von dem im Ansatz verwendeten Mediumeffekten - einen meßbaren Unterschied im Flußverhalten der seltsamen Teilchen in nuklearer Materie vorher.

Der gerichtete Seitwärtsfluß verschiedener Teilchen wurde bereits in den bisherigen Experimenten der FOPI-Kollaboration intensiv untersucht [Rit95, H⁺96, HP96, B⁺97c, R⁺97, H⁺98, Cro98]. Mit Hilfe der dort gewonnenen Erkenntnisse kann die Entwicklung des kollektiven Flusses während einer Schwerionenkollision qualitativ verstanden werden. Gegenwärtige Untersuchungen sowie die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sollen dazu beitragen, daß man nun zu quantitativen Aussagen über die kollektiven Effekte und die Modifikationen elementarer Eigenschaften in einer nuklearen Umgebung kommt.

Die Vorhersagen der theoretischen Modellrechnungen deuteten auf die zen-

trale Rolle der seltsamen Teilchen in Bezug auf die Mediumeffekte hin [BCM97, FFWGB99, LB98, WFFW99]. In der Tat werden in diesen Modellen aufgrund ihrer unterschiedlichen In-Medium-Potentiale verschiedene Flußprofile für Kaonen und Λ -Hyperonen vorhergesagt. Von besonderem Interesse ist ein simultaner Vergleich der assoziiert produzierten Kaonen und Λ -Hyperonen. Unter der Annahme, daß die seltsamen neutralen Teilchen nicht mit der nuklearen Umgebung wechselwirken, wird erwartet, daß sich ihre Flußprofile ähneln (siehe Abb. 1.16). Jede Abweichung ihrer Flußprofile weist daher auf verschiedene Wechselwirkungen nach ihrer Produktion hin.

In den Transportrechnungen bildet sich der Seitwärtsfluß in der hochdichten Phase einer Reaktion, wobei die resultierenden Flußprofile der seltsamen Teilchen während der Expansionsphase bestimmt werden [JAO⁺92, LKL95, DHA98]. Das

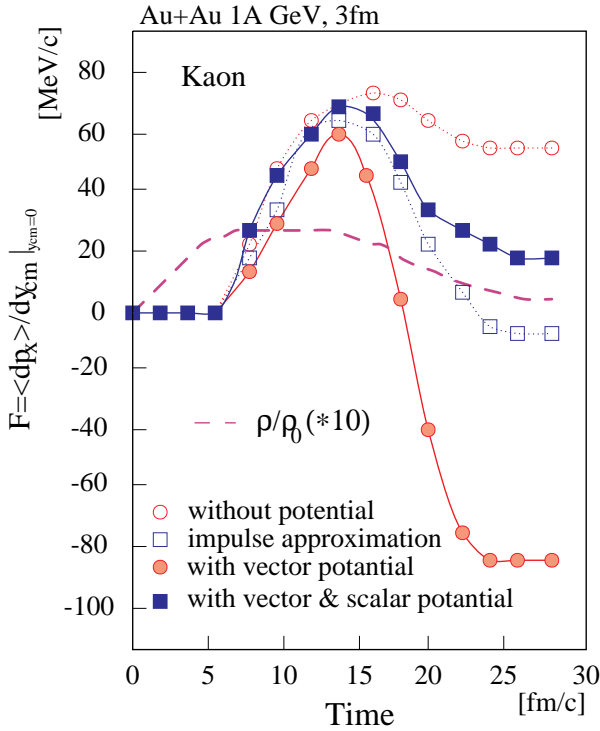


Abbildung 5.3:

Dargestellt ist die Zeitentwicklung des gerichteten Seitwärtsflusses von Kaonen in einer Au+Au-Kollision bei 1A GeV. Die Rechnungen sind im RBUU-Transportmodell [LKL95] für einen Stoßparameter von 3 fm und mit verschiedenen Ansätzen des Kaonenpotentials in Kernmaterie durchgeführt. Weiterhin ist die zentrale Baryondichte ρ/ρ_0 durch eine gestrichelte Linie in diesem Histogramm dargestellt.

ist durch die Transportrechnung eines RBUU-Modells [LKL95] in Abb. 5.3 für eine Au+Au-Reaktion bei 1A GeV belegt. Für die Darstellung ist der Flußparameter F , der als Steigung der Transversalimpulsverteilung bei Schwerpunktrapidität definiert ist (Glg. 5.1), als Funktion der Zeit aufgetragen.

$$F = \left. \frac{d\langle p_x \rangle}{dY_{CM}} \right|_{Y_{CM}=0} \quad (5.1)$$

Nach gegenwärtigen Vorstellungen werden Kaonen in der Kompressionsphase der Reaktion produziert, die in diesem System nach etwa 5 – 15 fm/c erreicht wird.

Abhängig von dem angenommenen Potential bildet sich der Seitwärtsfluß während der Expansionsphase aus. In dieser Modellrechnung wird die Sensibilität des gerichteten Flusses auf die In-Medium-Potentiale deutlich. Die explizite Impulsabhängigkeit der In-Medium-Effekte kann für die Interpretation wichtig werden [LK95a].

5.2 Theoretische Interpretation erzielter Ergebnisse

Um die experimentellen Ergebnisse der Kaonen zu interpretieren, werden die experimentellen Daten mit RBUU-Modellvorhersagen [LLB97a, CB99] verglichen. Hierzu werden die K^+ -Mesonen aus den Modellrechnungen mit verschiedenen Ansätzen - ohne und mit In-Medium-Effekten - den experimentellen Daten gegenübergestellt. Der erste Ansatz, ohne In-Medium-Effekte, berücksichtigt binäre Kollisionen sowie die konventionellen Potentiale, z.B. das Coulombpotential. Die In-Medium-Effekte werden mittels einer Dispersionsrelation (Energie-Impuls-Beziehung) berücksichtigt. Die Stärken der In-Medium-Potentiale werden bei normaler Kerndichte in den verschiedenen Systemen auf einen festen Wert fixiert. Weitere Einzelheiten der Rechnungen können in [LLB97a, BCM97, CB99] nachgeschlagen werden. Mit Hilfe eines geometrischen Modells kann die Multiplizität der geladenen Teilchen mit einem mittleren Stoßparameter verknüpft werden (siehe Kapitel 3.5: $\text{PMUL} \Rightarrow \sigma_{\text{geom}} \Rightarrow \langle b_{\text{geom}} \rangle$). Somit können für einen Vergleich von Daten- und RBUU-Ereignissen gleiche Zentralitätsklassen durch die Auswahl eines mittleren Stoßparameters - in den Modellrechnungen ist der Stoßparameter bekannt - selektiert werden.

In Abb. 5.4 sind theoretische Vorhersagen der Rapiditätsdichte den gemessenen Verteilungen der Kaonen aus zentralen Ni+Ni-Ereignissen gegenübergestellt. Die durchgezogenen Linien stellen in beiden Modellrechnungen die Verteilungen ohne In-Medium-Potentiale dar. Für die gestrichelten Linien ist das In-Medium-Potential der Kaonen in den Modellen auf einen unterschiedlichen Wert fixiert: 15 MeV in den Modellrechnungen [LLB97a] und 20 MeV in [CB99]. Auffallend ist, daß sich die beiden Modellrechnungen um einen Faktor 2 unterscheiden. Der Unterschied ist hauptsächlich auf die Realisation der Schwerionenreaktionen im numerischen Verfahren zurückzuführen [GK99]. In dieser Abbildung erkennt man, wie wichtig die quantitativen experimentellen Ergebnisse sind. Die Richtigkeit der theoretischen Modelle kann durch den systematischen Vergleich der produzierten seltsamen Teilchen - K^+ , K_S^0 , K^- , Λ , $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (Zerfall am Vertex und somit im inklusiven Λ -Spektrum erhalten), $\Sigma^\pm \rightarrow n\pi^\pm$ (im FOPI-Projekt nicht nachzuweisende „Knick-Analysen“) oder sehr selten produzierte Teilchen $\phi \rightarrow K^+K^-$, $K^* \rightarrow K\pi$ sowie $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ - aufgrund der Erhaltung der Seltsamkeit in der starken Wechselwirkung weiter eingeschränkt werden. Mit die-

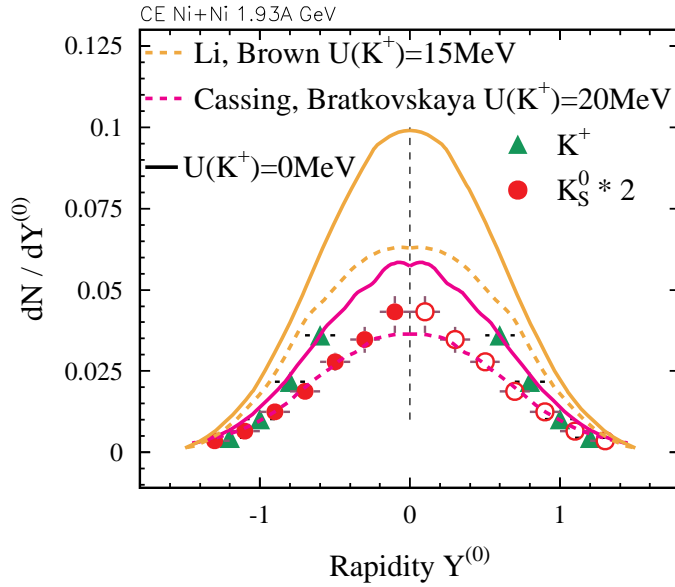


Abbildung 5.4: Aufgetragen ist die dN/dY -Verteilung der Kaonen zentraler Ni+Ni-Reaktionen als Ergebnis verschiedener Modellrechnungen [LLB97a, CB99]. Die gestrichelten Kurven repräsentieren die Vorhersagen bei verschiedenen Stärken der In-Medium-Potentiale. Ein systematischer Fehler von etwa 30% ist in den K_S^0 -Daten nicht eingetragen.

sem Wissen könnte man vielleicht herausfinden, in wie weit die $N\pi$ - oder $N\Delta$ -Wechselwirkung zur Produktion der seltsamen Teilchen beiträgt. Dieser Punkt - der Beitrag der unterschiedlichen Produktionskanäle - ist in den gegenwärtigen theoretischen Modellrechnungen sehr umstritten.

Die experimentellen Ergebnisse des gerichteten Kaonen-Seitwärtsflusses werden in Abb. 5.5 und 5.6 mit den Ergebnissen der theoretischen Modellrechnungen [BC99a, BCM97] verglichen. Die eingezeichneten Kurven stellen die verschiedenen Ansätze der In-Medium-Potentiale dar. Die Stärke der In-Medium-Potentiale ist auf 15 und 20 MeV bei normaler Kerndichte im Ru+Ru/Zr-System fixiert bzw. auf 15 MeV im Ni+Ni-System. Auch hier wird durch die Auswahl des mittleren Stoßparameters eine gemeinsame Zentralitätsklasse selektiert. Da in der gewählten Darstellung keine Verzerrung der Ergebnisse durch die Akzeptanz und Effizienz erwartet wird [Cro99], werden keine weiteren Auswahlkriterien auf die simulierten Ereignisse der positiv geladenen Kaonen angewendet. Es stellt sich heraus, daß die Version ohne In-Medium-Potentiale nicht in der Lage ist, die experimentell bestimmten Verteilungen zu beschreiben. Durch die Berücksichtigung der In-Medium-Effekte werden die experimentellen Ergebnisse beider Systeme gut beschrieben. Das repulsive Kaonenpotential führt zu einer Antikorrelation zwi-

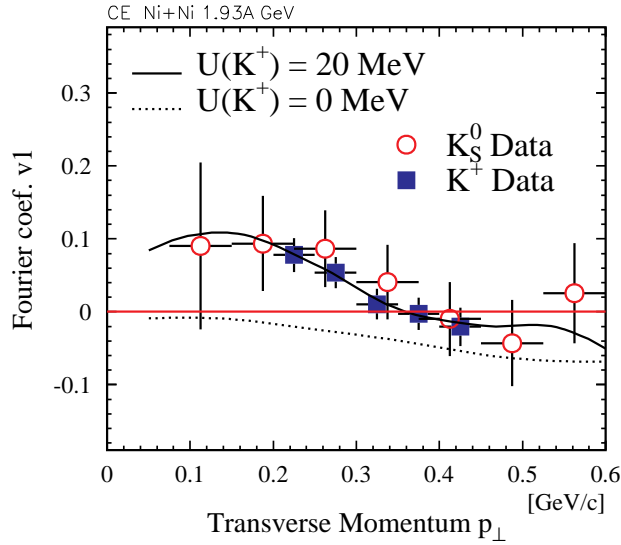


Abbildung 5.5:
Aufgetragen ist die v_1 -Verteilung der Kaonen als Funktion von p_\perp für Ergebnisse der zentralen Ni+Ni-Reaktionen. Die Kurven repräsentieren die Vorhersagen des RBUU-Modells [BC99a, BCM97] mit verschiedenen Stärken des In-Medium-Potentials.

schen den gerichteten Kaonen- und Protonenflüssen. Differenziert betrachtet führt die Streuung der Kaonen mit der nuklearen Umgebung zu einer Erhöhung des gerichteten Flusses in Richtung der Nukleonen [LB98, CB99]. Erst die Hinzunahme der repulsiven In-Medium-Potentiale führt zu einer Emission entgegen der Richtung der Nukleonen. In Anlehnung an die experimentellen Befunde [Cro99, C⁺99] ändert sich das Flußsignal der Kaonen von einem positiven Fluß zu einem Antifluß. Allerdings könnte die repulsive Coulombwechselwirkung zwischen K^+ und den Protonen zumindest teilweise das beobachtete K^+ -Flußprofil erklären. Es ist wichtig zu bemerken, daß die Coulombwechselwirkung, die im Szenario ohne In-Medium-Effekte berücksichtigt wurde, zu keinem befriedigenden Ergebnis führt. Durch die Untersuchung der neutralen Kaonen, die keiner Coulombwechselwirkung unterliegen, kann die Coulombwechselwirkung nun aus experimenteller und theoretischer Sicht als vernachlässigbarer Effekt betrachtet werden. Der Einfluß der Coulombwechselwirkung wirkt sich auf kleinere, in dieser Analyse nicht gemessene Impulse [AK97] aus.

Die Resultate in den Abb. 5.5 und 5.6 weisen darauf hin, daß die In-Medium-Effekte sehr viel stärker auf Teilchen mit kleinem Transversalimpuls wirken. Dieser Effekt kann dadurch verstanden werden, daß diese Teilchen länger im Medium verweilen als Teilchen mit einem hohem Transversalimpuls. Dieses Argument wird auch als Erklärung für die von der CERES-Kollaboration am CERN/SPS gemessenen Erhöhung der Dileptonenspektren bei kleinen Transversalimpulsen genutzt [BLR⁺98, RW99]. Es wird weiterhin beobachtet, daß die In-Medium-Effekte in den semizentralen Reaktionen der Ru+Ru/Zr-System stärker ausgeprägt sind als in den zentralen Reaktionen. Obwohl die Kompression in zentralen Reaktionen größer sein sollte, wird der Druckgradient aufgrund der Anwesenheit der Spektatoren in semizentralen Reaktionen größer sein [LKL96]. Unter dieser Annahme

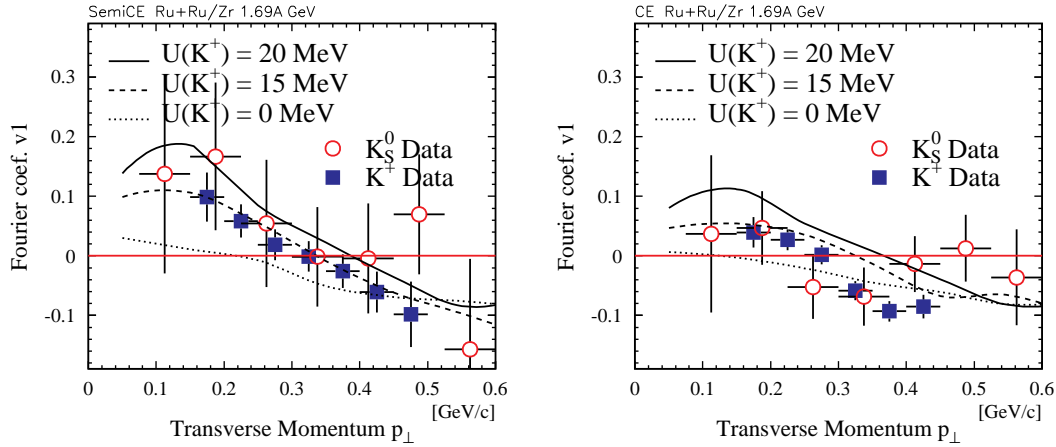


Abbildung 5.6: Aufgetragen sind die v_1 -Verteilung der Kaonen als Funktion von p_\perp . Im linken Histogramm sind die Ergebnisse der semizentralen Ru+Ru/Zr-Reaktionen zu sehen und im rechten die der zentralen Reaktionen. Die Kurven repräsentieren die Vorhersagen des RBUU-Modells [BCM97] mit verschiedenen Stärken des In-Medium-Potentials.

kann man erklären, warum die Kaonen in den semizentralen Reaktionen weiter von den Protonen verschoben sind als in den zentralen Reaktionen.

Das RBUU-Modell [CB99, BCM97] versagt in der Darstellung der Fourierkoeffizienten v_1 im Bereich kleiner Transversalimpulse, obgleich es den transversalen Seitwärtsfluß der Protonen als Funktion der Rapidität gut beschreibt. Dieser Effekt wird auf die approximative Behandlung der nuklearen Bindungsenergie im Spektator zurückgeführt [BC99b]. Ein ähnlicher Effekt wird beim Vergleich der experimentellen Ergebnissen einer Au+Au-Reaktion bei 11A GeV mit einer RQMD-Modellrechnung beobachtet [B⁺97a].

Bekanntlich wurde der gerichtete Kaonenfluß von mehreren theoretischen Gruppen untersucht. Die unterschiedlichen dynamischen Modelle, wie das Hadron-String-Dynamik Modell (HSD) [BCM97], das Quanten-Molekular-Dynamik Modell (QMD) [DHA98, WFF⁺98a] sowie das Relativistische-Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Modell (RBUU) [LKL96, LB98] können die Daten qualitativ beschreiben. Ohne In-Medium-Effekte zeigen alle Modelle einen positiven Fluß für Kaonen, welcher im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen steht. Werden die In-Medium-Effekte eingeschlossen, so können die erwähnten theoretischen Modelle die Daten gut beschreiben.

Die Vorhersagen der theoretischen Modellrechnungen machen auf den Stellenwert von Teilchen mit entgegengesetzter Seltsamkeit hinsichtlich der Mediumeffekte aufmerksam. Bei SIS-Energien werden diese Teilchen in der hochdichten, heißen Phase der Reaktion über sequentielle Prozesse (siehe Glg. 1.2) assoziiert

produziert. Ohne weitere Wechselwirkungen sollten sich ihre Flußprofile ähneln (siehe Abb. 1.16) und die kinematischen und kollektiven Effekte der Produktionsmechanismen reflektieren. Durch die Streuung mit der nuklearen Umgebung kann sich deren mittlerer Impuls sowie deren Flußstärke ändern. Für beide assoziiert produzierten seltsamen Teilchen führt die Streuung zu einer Erhöhung der Flußstärke in Richtung der Nukleonen [LB98, CB99]. Somit ist die Messung eines entgegengerichteten transversalen Flußprofils von diesen seltsamen Teilchen ein direkter Hinweis auf einen In-Medium-Effekt. Dieser Umstand bewirkt ein ganz besonderes Interesse an der Untersuchung von Kaonen und Λ -Hyperonen im gleichen Experiment. Auch die Resultate der unterschiedlichen theoretischen Modelle [BCM97, FFWGB99, LB98, WFFW99] unterstützen diese Aussagen.

Die ersten theoretischen Untersuchungen des transversalen Flußprofils der Λ -Hyperonen bei SIS-Energien wurden mit einem RBUU-Modell [LK96, LB98] und einem QMD-Modell [WFFW99] durchgeführt. Zur Interpretation der Daten werden die experimentellen Ergebnisse der Λ -Hyperonen mit den theoretischen Resultaten verglichen. Dazu werden beide Modelle mit den unterschiedlichen Ansätzen - ohne und mit In-Medium-Potentiale - den experimentellen Resultaten in Abb. 5.7 und 5.8 gegenübergestellt. Nach den Vorhersagen des Quarkmodells soll-

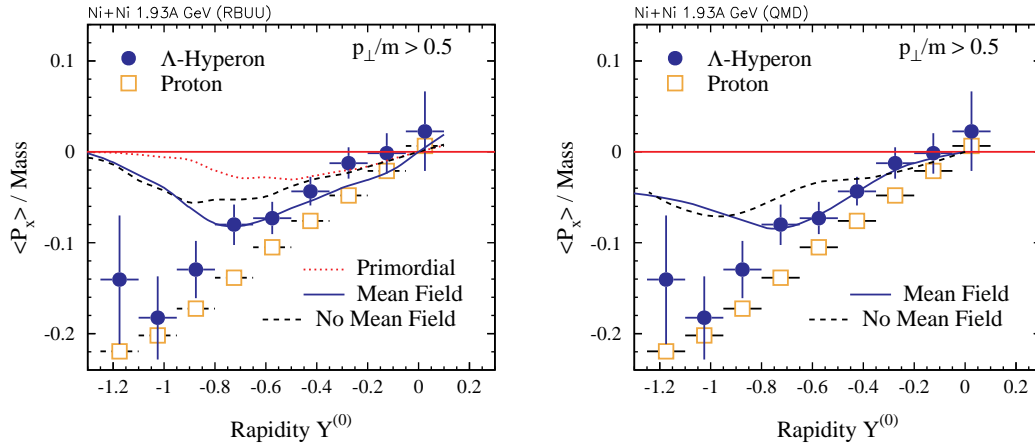


Abbildung 5.7: Aufgetragen ist der gerichtete Fluß der Λ -Hyperonen als Funktion der Rapidity. Im linken Histogramm sind die Ergebnisse der zentralen Ni+Ni-Reaktionen bei 1,93A GeV im Vergleich mit den Rechnungen eines RBUU-Modells [LB98] aufgetragen. Im rechten Histogramm ist das gleiche Ergebnis im Vergleich mit den Resultaten eines QMD-Modells [WFFW99] gezeigt. In beiden Modellen ist die Bedingung auf $p_{\perp}/m > 0,5$ berücksichtigt und der Stoßparameter ist im Bereich von $b < 4$ fm variiert. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Rechnungen mit den In-Medium-Potentiale und die gestrichelten ohne.

ten die Hyperonen hauptsächlich durch den nicht seltsamen Anteil wechselwirken

[Mos74]. Auf dieser Grundlage sind die In-Medium-Potentiale der Λ -Hyperonen in nuklearer Umgebung aufgebaut [LB98, WFFW99]. Das bedeutet, daß das vektorielle und skalare Potential der Λ -Hyperonen $2/3$ der Nukleonenpotentiale entsprechen. Aus diesen Überlegungen erhält man das in Abb. 1.15 dargestellte In-Medium-Potential der Λ -Hyperonen im Schwerpunktsystem als Funktion der Kerndichte. In diesem Histogramm erkennt man, daß das attraktive ΛN -Potential etwa -30 MeV bei $0,5\rho_0$ bis $3\rho_0$ beträgt. Weitere Einzelheiten können in den oben genannten Referenzen und in [CBM⁺97, KL96] nachgeschlagen werden.

Die dargestellten Ergebnisse sind unter dem zentralen Trigger aufgenommen und entsprechen einem Wirkungsquerschnitt von 340 mb im untersuchten Ni+Ni-System bzw. 440 mb im Ru+Ru/Zr-System. Die zum Vergleich herangezogenen Modellrechnungen stimmen im Ni+Ni-System in etwa mit der gleichen Zentralitätsklasse überein. Bei der Vorhersage des gerichteten Flußprofils der Λ -Hyperonen im Ru+Ru-System wurde der Stoßparameter auf $b = 5$ fm festgelegt. In beiden Modellrechnungen wurden die Bedingung $p_{\perp}/m > 0,5$ berücksichtigt. Somit ist der gerichtete Seitwärtsfluß der beiden Modellrechnungen ein annehmbares Resultat für den Vergleich der experimentellen Ergebnisse.

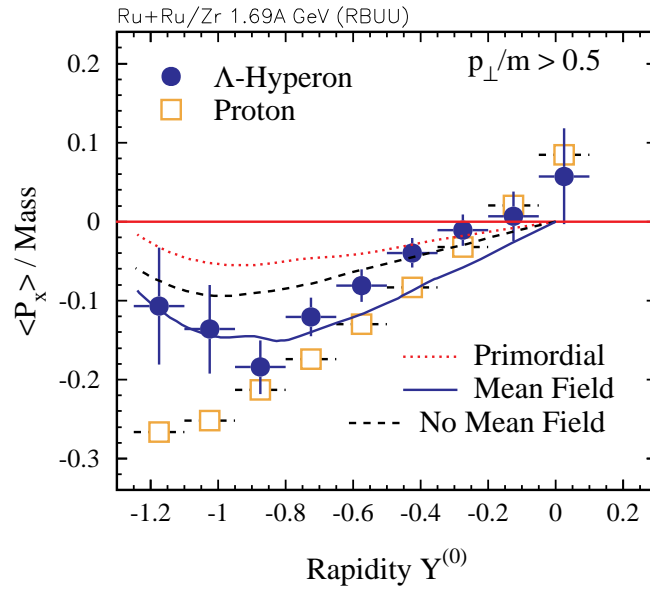


Abbildung 5.8: Hier ist der gerichtete Fluß der Λ -Hyperonen des zentralen Ru+Ru-Systems bei $1,69A$ GeV im Vergleich mit den Vorhersagen eines RBUU-Modells [LB98] als Funktion der Rapidität aufgetragen. Im Modell ist die Bedingung $p_{\perp}/m > 0,5$ berücksichtigt und der Stoßparameter ist auf $b = 5$ fm festgelegt. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Vorhersage mit In-Medium-Potential und die gestrichelte ohne In-Medium-Potential.

Wie in Abb. 5.8 zu sehen, besteht im nahezu symmetrischen Ru+Ru/Zr-

System eine Unstimmigkeit in den experimentellen Ergebnissen des gerichteten Seitwärtsflusses bei Schwerpunktrapidität. Der gerichtete Fluß eines symmetrischen Systems müßte an dieser Stelle die Nulllinie schneiden. Dieser Effekt ist noch nicht verstanden und steht weiterhin zur Diskussion. In den gegenwärtigen Untersuchungen, dem Vergleich mit Pionen-, Deuteronen-, Tritonen- oder α -Spektren, der Variation von Schnittparametern, Simulationsrechnungen usw. konnten keine Rapiditätsabhängigkeiten festgestellt werden. Unter der Annahme einer konstanten Verschiebung wird die Hypothese der In-Medium-Potentiale erhärtet. Bis dahin kann dieser Effekt als Referenz für die systematische Unsicherheit genutzt werden.

Auch diese experimentellen Ergebnisse werden in beiden theoretischen Rechnungen erst durch die Hinzunahme der In-Medium-Potentiale beschrieben. Die Auswirkungen der Potentiale an dem gerichteten Fluß der Λ -Hyperonen kann man in gleicher Weise verstehen wie man sie für den Fluß der Kaonen interpretiert. Unter der Annahme, daß die Target- und Projektilspektatoren in entgegengesetzter Richtung abgelenkt werden, wird die transversale Bewegung durch die ΛN -Streuung auf den Fluß der Λ -Hyperonen übertragen. Folglich wird der gerichtete Fluß durch diese Streuung erhöht sein. Da das Λ -Potential attraktiv ist, wird es zu einer weiteren Erhöhung des Λ -Flusses in Richtung der Nukleonen führen [LB98, WFFW99]. Damit unterscheiden sich die Λ -Flußprofile signifikant von den im gleichen Experiment untersuchten K_S^0 - und K^+ -Flußprofilen. Dieser experimentell beobachtete Unterschied wird hauptsächlich den unterschiedlichen In-Medium-Potentialen dieser Teilchen in dichter Kernmaterie zugeschrieben [LB98, WFFW99].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Schwerionenreaktionen bei relativistischen Energien bieten die einzigartige Möglichkeit, hoch komprimierte und stark erhitzte Kernmaterie im Labor zu erzeugen und ihre Eigenschaften zu untersuchen. Hier zeigt sich, daß die Produktion seltener Teilchen und deren Eigenschaften in nuklearer Materie einen bedeutenden Beitrag zum Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen leisten können.

Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit die Produktion neutraler seltener Teilchen nahe der Produktionsschwelle und ihr Verhalten in einer nuklearen Umgebung untersucht. Dazu wurden neue Daten (Ni+Ni bei 1,93A GeV bzw. Ru+Ru bei 1,69A GeV) mit dem FOPI-Detektor aufgenommen und analysiert. Dank einer guten Statistik konnten differentielle Analysen durchgeführt werden. Für die Identifikation der neutralen seltener Teilchen wurden ausschließlich die Informationen der Zentralen Driftkammer (CDC) verwendet. Hierzu wurden π^+ , π^- - und p , π^- -Paare kombiniert und das invariante Massenspektrum dieser Teilchenkombinationen dargestellt. Aus dieser Darstellung erkennt man deutlich die Signale der K_S^0 -Mesonen und Λ -Hyperonen. Durch die „*Event-Mixing*“-Technik konnte man nicht nur den kombinatorischen Untergrund abschätzen, sondern auch das Signal-zu-Untergrundverhältnis um einen Faktor 2 gegenüber früheren publizierten Daten [R⁺95b] verbessern. Mit Hilfe von GEANT-Simulationen wurden die Spektren auf Akzeptanz und Effizienz korrigiert.

Mit den Ergebnissen der KaoS-Kollaboration zeigt sich, daß die Ausbeute der Kaonen überproportional mit den an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen ansteigt. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Kaonen liegt etwa eine Größenordnung über den Werten, die man aufgrund der direkten Nukleon-Nukleon-Stöße ($NN \rightarrow K^{+,0}YN$) erwarten würde. Somit weisen die experimentellen Ergebnisse darauf hin, daß Pionen, baryonische Resonanzen, Mehrstufenprozesse und kooperative Effekte einen wichtigen Beitrag zur Erzeugung von seltener Teilchen in der Nähe der Produktionsschwelle leisten. Darüberhinaus werden diese Resultate als direkter Hinweis auf Mediumeffekte - attraktive und repulsive KN -Potentiale - bei SIS-Energien gewertet.

Die kinetischen Energiespektren der Kaonen und Λ -Hyperonen lassen sich mit

einer Boltzmannverteilung beschreiben. Die inversen Steigungsparameter schließen sich für Pionen, Protonen und Deuteronen - in Anbetracht einer radialen Expansion - der Massensystematik $T_B(\pi) < T_B(p) < T_B(D)$ an. Dies ist mit einer Überlagerung eines thermischen Anteils und einer kollektiven Expansion verträglich. Möglicherweise gibt es bei den seltsamen Teilchen Abweichungen, wobei eine definitive Aussage erst durch eine genauere und vollständige Messung erzielt werden kann.

Die dN/dY -Verteilungen der seltsamen Teilchen werden durch weitere Effekte beeinflusst. Die im Vergleich zu den Protonen schlankere dN/dY -Verteilung der Λ -Hyperonen kann in diesem Zusammenhang durch das erzeugte seltsame Quark verstanden werden. Durch die Erzeugung eines neuen Teilchens ist die Erinnerung an die anfänglich longitudinale Bewegung schwächer als beispielsweise bei den schon im Eingangskanal existierenden Teilchen. Die relativen Anteile von Zwei- ($\pi B \rightarrow KY$) und Dreikörperreaktionen ($BB \rightarrow KYB$) in den Produktionsprozessen führen ebenfalls zu einer verbreiterten bzw. einer schlankeren dN/dY -Verteilung. Auch die erhöhte Produktionswahrscheinlichkeit in zentralen Ereignissen kann zu einer Anreicherung zentraler Ereignisse und einer dementsprechenden schlankeren dN/dY -Verteilung führen. Nicht zuletzt beeinflussen auch die In-Medium-Potentiale die Rapiditätsdichten, wie im Fall der Kaonen gezeigt. Die experimentellen Ergebnisse sind qualitativ mit den Rechnungen verschiedener Transportmodelle in Übereinstimmung und zeigen eine Evidenz für In-Medium-Effekte. Die Auswirkungen haben eine Modifikation der hadronischen Eigenschaften wie z.B. ihrer Masse und Wechselwirkungen in nuklearer Materie zur Folge.

Die Vergleiche von theoretischen Rechnungen mit den Resultaten experimenteller Daten liefern Hinweise auf eine attraktive bzw. repulsive KN -Wechselwirkung in einem nuklearen Medium. Für Antikaonen wurde aufgrund des attraktiven KN -Potentials eine signifikante Abnahme der effektiven Masse mit steigender Baryonendichte vorhergesagt, die sogar zur Kondensation von K^- -Mesonen im Inneren der Neutronensterne führen könnte. Ähnliches trifft für das attraktive ΛN -Potential zu. Aufgrund eines schwachen repulsiven KN -Potentials der K^+ - und K^0 -Mesonen ergibt sich eine leichte Erhöhung ihrer effektiven Massen. Die Auswirkungen lassen sich in der Nähe der Produktionsschwelle besonders gut beobachten.

Die Streuung mit der nuklearen Umgebung und die unterschiedlichen KN - bzw. ΛN -Potentiale beeinflussen in der Expansionsphase die Emissionsrichtung der seltsamen Teilchen. Diese Aussage wird von verschiedenen theoretischen Rechnungen unterstützt. Einen experimentellen Zugang zur Bestimmung der Modifikation von hadronischen Eigenschaften in einem nuklearen Medium bietet die Messung der azimuthalen Verteilung der seltsamen Teilchen in Bezug auf die Reaktionsebene. Für diese Untersuchungen zeichnet sich das 4π -Detektorsystem FOPI aus. So stehen nahezu vollständige Informationen über eine Schwerionenreaktion zur Verfügung, die ein detailliertes Studium der Emissionscharakteristik verschie-

dener Teilchen zulassen. Die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Beobachtungen bestätigen die theoretischen Vorhersagen. Während die Λ -Hyperonen unabhängig vom Transversalimpuls einen positiven Fluß zeigen, ändert sich der gerichtete Kaonenfluß von Antifluß bei kleinem p_{\perp} zu einem positiven Fluß bei höherem Transversalimpuls. Die experimentellen Ergebnisse der Kaon- sowie der Λ -Flußprofile werden in beiden Kollisionssystemen erst durch die Hinzunahme der In-Medium-Potentiale in den unterschiedlichen theoretischen Rechnungen gut beschrieben. Die Untersuchungen weisen darauf hin, daß die In-Medium-Effekte sehr viel stärker auf Teilchen mit kleinem Transversalimpuls wirken, da sie vermutlich länger im Medium verweilen. In der gewöhnlichen Repräsentation des gerichteten Seitwärtsflusses als Funktion der Rapidität wird dieser Effekt vollkommen verdeckt. Erst in der differenzierten Fourierdarstellung von v_1 als Funktion von p_{\perp} ist eine Wechselwirkung mit dem Medium experimentell eindeutig festzustellen. Für die positiven Kaonen war dieses Ergebnis lange Zeit umstritten, da die repulsive Coulombwechselwirkung mit den Protonen zumindest teilweise zum beobachteten Effekt beitragen kann. Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse bestätigen nun durch den Vergleich von positiven und neutralen Kaonen, daß die repulsive Coulombwechselwirkung nicht maßgeblich an dem resultierenden Flußprofil der Kaonen beteiligt ist. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen neue differenzierte Hinweise auf die Modifikation hadronischer Eigenschaften in einem Medium und rechtfertigen somit die Fortsetzung dieser Experimente.

Die in den letzten Jahren durchgeführten experimentellen und theoretischen Arbeiten haben unser Wissen über die Dynamik hadronischer Systeme bei hohen Dichten und Temperaturen erweitert. Die reichhaltigen Informationen über hadronische Eigenschaften haben zu einem qualitativen Verständnis der Kernmaterie unter extremen Bedingungen geführt. Die Daten beinhalten neue Informationen über das Verhalten von seltsamen Teilchen in dichten Medien und stellen damit einen Prüfstein für Theorien der starken Wechselwirkung dar. Die vorliegenden Hinweise auf In-Medium-Modifikationen seltsamer Teilchen bedürfen weiterer Bestätigung durch neue experimentelle Resultate und theoretische Studien. Vergleichende Messungen von Kaonen und Antikaonen werden unter anderem einen entscheidenden Beitrag für ein besseres Verständnis hadronischer Materie liefern.

Für die Untersuchungen der seltsamen Teilchen in den schwersten Systemen ist eine Verbesserung des experimentellen Aufbaus insbesondere der Zeitauflösung zwingend notwendig. Um z.B. die obere Grenze der Kaonenidentifikation von derzeit 400 MeV zu verdoppeln, ist eine Zeitauflösung besser als 100 ps erforderlich. Aus diesem Grund wird die FOPI-Kollaboration einen neuartigen ToF-Detektor (Pestov-Zähler) einsetzen, dessen Funktionalität mittlerweile unter experimentellen Bedingungen erprobt ist. Dieser Detektor verspricht eine Zeitauflösung von bis zu 55 ps und soll im Jahre 2001 erstmalig unter experimentellen Bedingungen im FOPI-Projekt eingesetzt werden. Bis zu diesem Zeitpunkt sollte ebenfalls ein neues Datenaufnahmesystem installiert sein, das die Datenrate von derzeit 60 Hz

auf 500 Hz erhöht. An die 90 cm langen Pestov-Zähler wird ein neues ToF-Barrel mit einer Zeitauflösung von 150 ps anschließen. Die CDC wird gegenwärtig überholt und mit neuen Signal- und Potentialdrähten bestückt, so daß auch hier mit einer verbesserten Ortsauflösung zu rechnen ist. Diese Arbeiten versprechen die Aufnahme einer höheren Datenrate, eine bessere Orts- und Zeitauflösung, eine Erweiterung des Akzeptanzbereichs für seltsame Teilchen und somit eine 10fache Erhöhung der Statistik. Damit sollte es möglich sein, quantitative Aussagen über die Modifikation hadronischer Eigenschaften in Kernmaterie zu treffen. Dann werden vielleicht Fragen beantwortet, die z.B lauten: wieviele Λ -Hyperonen befinden sich bei SIS-Energien in einem Cluster - in Schwerionenreaktionen sind bei 1A GeV etwa 40% der Protonen in einem Cluster gebunden [Rei98] -, wie hoch ist bei SIS-Energien der Anteil von $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $K^* \rightarrow K \pi$ oder $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$. Es deutet sich an, daß diese Erkenntnisse weitreichende Konsequenzen - auch für das Verständnis astrophysikalischer Phänomene - haben können. Die Ergebnisse dieser Arbeit sowie die aufgeworfenen Fragen zeigen, daß das Feld der relativistischen Schwerionenphysik weiterhin lebendig und hochaktuell ist. Somit wird die FOPI-Kollaboration auch in Zukunft einen wichtigen Beitrag zur Weiterentwicklung dieses Feldes leisten.

Anhang A

Bestimmung der Spektatoren

Die Anzahl der teilnehmenden Nukleonen eines sphärischen Kerns mit dem Atomgewicht A_1 und einem Radius R_1 , welches wiederum an einem sphärischen Kern mit dem Atomgewicht A_2 und einem Radius R_2 mit dem Stoßparameter b stößt, ergibt sich zu:

$$N_1 = A_1 F(\nu, \beta) \quad (\text{A.1})$$

Die Funktion F mit den dimensionslosen Größen ν , welche die relative Größe der beiden Nukleonen angibt, und β , welche den Stoßparameter spezifiziert, hängt von den im folgenden dargestellten Situationen ab. Im Weiteren wurde zur kürzeren Schreibweise das Verhältnis der Kernradien R_2/R_1 in den Funktionen F durch das Symbol μ ersetzt.

$$\nu = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (\text{A.2})$$

$$\beta = \frac{b}{R_1 + R_2} \quad (\text{A.3})$$

- Im ersten Fall wurde aus dem sphärischen Kern A_1 ein zylindrisches Loch herausgeschossen.

$$F_1 = \left(1 - \sqrt{(1 - \mu^2)^3}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{\nu}\right)^2} \quad (\text{A.4})$$

- Im zweiten Fall wurde ein zylindrischer Kanal aus dem Kern A_1 herausgestoßen, wobei der Radius des Zylinders kleiner als der von A_1 ist.

$$F_2 = \frac{3}{4} \sqrt{1 - \nu} \left(\frac{1 - \beta}{\nu}\right)^2 - \frac{3}{8} \frac{\sqrt{1 - \nu} (1 - \beta)^3}{\mu \nu^3} - \frac{\left(1 - \sqrt{(1 - \mu^2)^3}\right) \sqrt{1 - (1 - \mu)^2} (1 - \beta)^3}{8 (\mu \nu)^3} \quad (\text{A.5})$$

- Im dritten Fall wurde ebenso ein zylindrischer Kanal aus dem Kern A_1 herausgestoßen, wobei der Radius des Zylinders größer als der von A_1 ist.

$$F_3 = \frac{3}{4}\sqrt{1-\nu}\left(\frac{1-\beta}{\nu}\right)^2 - \frac{1}{8}\left(\frac{3\sqrt{1-\nu}}{\mu} - 1\right)\left(\frac{1-\beta}{\nu}\right)^3 \quad (\text{A.6})$$

- Im letzten Fall wurde der gesamte Kern von A_1 durch die Größe des Kerns A_2 abgedeckt.

$$F_4 = 1 \quad (\text{A.7})$$

Die oben angegebenen angenäherten Ausdrücke der Funktion F basieren auf Lösungen einer Anzahl von limitierten Situationen, in denen eine analytische Berechnung erfolgen kann. Wie man sich vorstellen kann, können die hier geschilderten Situationen kontinuierlich ineinander überführt werden. Das wiederum hat eine gewisse Variation des Ergebnisses zur Folge. Die analytischen Funktionen sind in [G⁺77] mit den „*exakten*“ Ergebnissen einer numerischen Integration verglichen worden. Hier stellte sich heraus, daß die größten Ungenauigkeiten in den Funktionen von etwa 6% durch ein $\beta = 0,4$ und $\nu = 0,4$ hervorgingen. Die Ergebnisse der oben geschilderten Fälle sind in Abb. A dargestellt. Dort wo die Kurven keinen glatten Verlauf zeigen, durchlaufen die Funktionen die Grenzbe-
reiche der geschilderten Situationen.

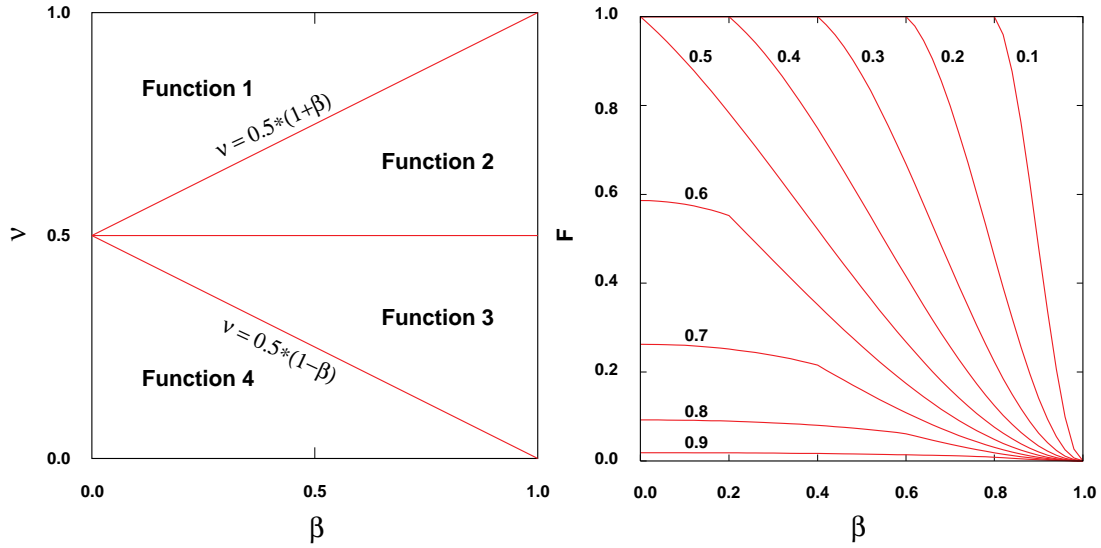


Abbildung A.1: Dargestellt sind die Abhängigkeiten für die Berechnung der Anzahl an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen. In der ersten Abbildung sind die Bereiche der geschilderten Situationen aufgezeigt, in denen die Funktion $F(\beta, \nu)$ definiert ist. Die zweite Abbildung zeigt das Verhalten von $F(\beta, \nu)$ als Funktion von β für verschiedene ν . Nicht immer zeigen die Kurven einen glatten Verlauf, was auf das Durchlaufen der Grenzbereiche zurückzuführen ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Skizze des Feuerballmodells	7
1.2	Skizze der Zustandsgleichung	8
1.3	Mittlere kinetische Energie als Funktion der Masse	9
1.4	Illustration einer Schwerionenreaktion	10
1.5	Schematisches Bild einer Kernkollision	10
1.6	Modellrechnung des Quark-Antiquark-Kondensats	12
1.7	Masse der beobachteten Neutronensterne	13
1.8	Phasendiagramm von Kernmaterie zum Quark-Gluon-Plasma	14
1.9	$SU(3)$ -Oktett der pseudoskalaren Mesonen	16
1.10	$SU(3)$ -Oktett der Baryonen	16
1.11	$K^{-,0}B \rightarrow Y\pi$ -Wirkungsquerschnitte	17
1.12	KN -Wirkungsquerschnitte	17
1.13	ΛN -Wirkungsquerschnitte	18
1.14	Multiplizitätsverteilung der K^{\pm} -Produktion	19
1.15	Effektive Masse der Kaonen	21
1.16	Primordialer Fluß	22
1.17	Kaonenfluß, Theorie und Experiment	23
2.1	Das Detektorsystem FOPI	27
2.2	Mechanischer Aufbau der CDC	29
2.3	Versatz der Signaldrähte	30
3.1	Auswirkungen von Abweichungen der Kalibrationsparameter	35
3.2	Auflösung der xy - und z -Koordinate	37
3.3	Auflösung des Energieverlustes	38
3.4	Zeit- und Energieverlustverteilung im Startzähler	39
3.5	Vertexspektrum der z -Koordinate	40
3.6	Spezifischer Energieverlust in der CDC	41
3.7	Massenspektrum der CDC	42
3.8	CDC- in Korrelation mit Barrelinformationen	43
3.9	Auflösung verschiedener Ladungszustände	43
3.10	Detektorakzeptanz im FOPI-Experiment	45
3.11	Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen	47
3.12	Stoßparameter als Funktion der Multiplizität	48

3.13	Korrelation zwischen <i>Erat</i> und der Teilchenmultiplizität	49
3.14	Güte der Reaktionsebene I	51
3.15	Güte der Reaktionsebene II	52
3.16	Auflösung im Vergleich zu IQMD/HM	53
3.17	Überprüfung der Symmetrie senkrecht zur Reaktionsebene	54
3.18	Definition der Helixparameter	55
3.19	Λ -Ereignis	56
3.20	Multiplizität von geladenen Teilchen in der CDC	57
3.21	Mögliche Signaturen der V^0 -Vertices	59
3.22	Cowboy und Sailor Vertices	60
3.23	dE/dx -Verteilung der K_S^0 -Kandidaten	61
3.24	Hitmultiplizität der Kaonenkandidaten	61
3.25	d_0 -Verteilung der Kaonen	62
3.26	Illustration von Observablen der K_S^0 -Selektion	63
3.27	Charakteristische Verteilungen der Kaonenselektion	63
3.28	dE/dx -Verteilung der Λ -Kandidaten	64
3.29	d_0 -Verteilung der Λ -Hyperonen	65
3.30	Charakteristische Verteilungen der Λ -Selektion	66
3.31	Invariante Massenspektren in einem Vorstadium	67
3.32	Invariante Massenspektren	68
3.33	Invariante Massenspektren (Ni+Ni)	69
3.34	Invariante Massenspektren (Ru+Ru/Zr)	70
3.35	Untergrundkorrigiertes p_\perp -Spektrum	71
3.36	Variation von d_0^π	72
3.37	Siemens-Rasmussen-Verteilung	74
3.38	Effizienzverteilung I	75
3.39	Effizienzverteilung II	76
3.40	Effizienzverteilung III	77
4.1	m_\perp -Spektren der neutralen seltsamen Teilchen	80
4.2	Steigungsparameter der neutralen seltsamen Teilchen	83
4.3	Rapiditätsdichte der neutralen seltsamen Teilchen	84
4.4	v_1 -Verteilung als Funktion des Transversalimpulses	88
4.5	Ergebnis des gerichteten Seitwärtsflusses	90
4.6	Einfluß der Effizienz auf den Seitwärtsfluß	91
4.7	Systematische Fehler der Flußprofile	94
4.8	Konsistenzüberprüfung gegenüber den FOPI-Daten	95
4.9	Konsistenz gegenüber den EOS-Daten	96
5.1	Differentielle K^+ -Wirkungsquerschnitte in AA-Ereignissen	99
5.2	Formen des azimuthal, anisotropen Flusses	100
5.3	Zeitentwicklung des gerichteten Flusses von Kaonen	101
5.4	dN/dY -Verteilung im Vergleich mit theoretischen Rechnungen	103

5.5	v_1 -Verteilung als Funktion von p_\perp (Ni+Ni)	104
5.6	v_1 -Verteilung als Funktion von p_\perp (Ru+Ru/Zr)	105
5.7	Gerichteter Λ -Fluß als Funktion der Rapidität (Ni+Ni)	106
5.8	Gerichteter Λ -Fluß als Funktion der Rapidität (Ru+Ru/Zr) . . .	107
A.1	Abhängigkeiten für die Berechnung der Anzahl an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen	115

Tabellenverzeichnis

2.1	Daten der verwendeten Targets	32
2.2	Definition der verwendeten Trigger	33
3.1	Selektierte Ereignisse	40
3.2	Stoßparameter in Abhängigkeit der Zentralitätsklassen	49
3.3	Signal-zu-Untergrundverhältnis	71
4.1	Anzahl der neutralen seltsamen Teilchen	78
4.2	Auswahl von zentralitätsabhängigen Ereignisklassen	88
4.3	Systematische Fehler	94

Literaturverzeichnis

- [A⁺95] S. Ajimura et al., *The Lambda Hypernuclear Spectroscopy with the SKS Spectrometer at KEK 12-GeV PS*, Nucl. Phys. **A585** (1995), 173c–182c.
- [A⁺97] W. Ahner et al., *Pion and Kaon Emission from the Fireball formed in Ne+NaF Collisions at 1A GeV to 2A GeV*, Phys. Lett. **B393** (1997), 31.
- [A⁺99] H. Appelshäuser et al., *Baryon Stopping and Charged Particle Distribution in Central Pb+Pb Collisions at 158A GeV*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2471–2475.
- [ABHN75] A. A. Amsden, G. F. Bertsch, F. H. Harlow, and J. R. Nix, *Relativistic Hydrodynamic Theory of Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 905.
- [AK85] J. Aichelin and C. M. Ko, *Subthreshold Kaon Production as a Probe of the Nuclear Equation of State*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 2661.
- [AK97] Alejandro Ayala and Joseph Kapusta, *Coulomb Effects on Charged Kaon Distributions from Vlasov Dynamics*, Phys. Rev. **C56** (1997), 407.
- [And98] A. Andronic, *New Aspects on Collective Phenomena in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Ph.D. thesis, National Institute for Physics and Nuclear Engineering, 1998, Dissertation.
- [AS86] J. Aichelin and H. Stöcker, *Quantum Molecular Dynamics. A Novel Approach to N Body Correlations in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Lett. **B176** (1986), 14–19.
- [B⁺94a] J. Barrette et al., *Centrality Dependence of Longitudinal and Transverse Baryon Distribution in Ultrarelativistic Nuclear Collisions*, Phys. Rev. **C50** (1994), 3047.

- [B⁺94b] J. Barrette et al., *Observation of Anisotropic Event Shapes and Transverse Flow in Au+Au Collisions at AGS Energy*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994), 2532–2535.
- [B⁺97a] J. Barrette et al., *Proton and Pion Production relative to the Reaction Plane in Au+Au Collisions at AGS Energies*, Phys. Rev. **C56** (1997), 3254.
- [B⁺97b] R. Barth et al., *Subthreshold Production of Kaons and Antikaons in Nuclear-Nuclear Collisions at Equivalent Beam Energies*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 4007.
- [B⁺97c] D. Best et al., *K⁺ Production in the Reaction Ni+Ni at Incident Energies from 1A GeV to 2A GeV*, Nucl. Phys. **A625** (1997), 307.
- [B⁺98] S. A. Bass et al., *Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998), 225–370.
- [Bas97] S. A. Bass, *Eigenschaften heißer dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*, Ph.D. thesis, Universität Frankfurt am Main, 1997.
- [BB94] G. E. Brown and H. A. Bethe, *A Scenario for a Large Number of Low Mass Black Holes in the Galaxy*, Astrophys. J. **423** (1994), 659.
- [BC99a] E. L. Bratkovskaya and W. Cassing, *RBUU-Modell: Seitwärtsfluß der Kaonen*, 1999, Private Mitteilung.
- [BC99b] E. L. Bratkovskaya and W. Cassing, *RBUU-Modell: Seitwärtsfluß der Proton bei kleinem p_{\perp}* , 1999, Private Mitteilung.
- [BCM97] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel, *Analysis of Kaon Production at SIS Energies*, Nucl. Phys. **A622** (1997), 593.
- [BCM98] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel, *Meson mt-Scaling in Heavy-Ion Collisions at SIS Energies*, Phys. Lett. **B424** (1998), 244–252.
- [Bes93] D. Best, *Tracking with the Hough Transformation for Central Drift Chamber of the GSI 4 π Experiment*, Master's thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1993, GSI-93-11A.
- [Bes96] D. Best, *Produktion positiver geladener Kaonen für Ni+Ni bei 1,45 und 1,93A GeV*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.

- [Bet30] H. A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgang schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. d. Phys. **5** (1930), 363.
- [BFMM88a] A. Baldini, V. Flamino, W. G. Moorhead, and D. R. O. Morrison, *New Series, Group I: Nuclear and Particle Physics*, vol. 12: Total Cross Sections for Reactions of High-Energy Particles, H. Schopper, Springer-Verlag, 1988.
- [BFMM88b] A. Baldini, V. Flamino, W. G. Moorhead, and D. R. O. Morrison, *New Series, Group I: Nuclear and Particle Physics*, vol. 12: Total Cross Sections for Reactions of High-Energy Particles, H. Schopper, Springer-Verlag, 1988.
- [BG97] S. Balberg and A. Gal, *An Effective Equation of State for Dense Matter with Strangeness*, Nucl. Phys. **A625** (1997), 435.
- [BL55] Belenkij and L. D. Landau, *Thermodynamic Modell*, Usp. Fiz. Nauk (USSA) **56** (1955), 309.
- [Blo33] F. Bloch, *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*, Z. Phys. **81** (1933), 363.
- [BLR⁺98] G. E. Brown, G. Q. Li, R. Rapp, Mangué Rho, and J. Wambach, *Medium Dependence of the Vector-Meson Mass: Dynamical and/or Brown-Rho Scaling?*, Acta Phys. Polon. **B29** (1998), 2309.
- [BM99] P. Braun-Munzinger, *Towards the Quark-Gluon Plasma*, nucl-ex/9909014 **eprint** (1999), 8P.
- [BMSWX96] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu, *Thermal and Hadrochemical Equilibration in Nucleus-Nucleus Collisions at the SPS*, Phys. Lett. **B365** (1996), 1–6.
- [BP81] A. R. Bodmer and C. N. Panos, *Classical Equations of Motion Calculations of Multiplicities for High-Energy Collisions of $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$* , Nucl. Phys. **A356** (1981), 517.
- [BSW91] G. E. Brown, J. Stachel, and G. M. Welke, *Pions from Resonance Decay in Brookhaven Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Phys. Lett. **B253** (1991), 19.
- [C⁺97] P. Crochet et al., *Onset of Nuclear Matter Expansion in Au+Au Collisions*, Nucl. Phys. **A624** (1997), 755.
- [C⁺99] P. Chung et al., *Neutral Strange Particle Production and Flow at AGS Energies*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25** (1999), 255–261.

- [CB99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, *Hadronic and Electromagnetic Probes of Hot and Dense Nuclear Matter*, Phys. Rept. **308** (1999), 65.
- [CBM+97] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, U. Mosel, S. Teis, and A. Sibirtsev, *Kaon versus Anti-Kaon Production at SIS Energies*, Nucl. Phys. **A614** (1997), 415.
- [CD93] App. Software Group Computing and Networks Division, *Geant-Detector Description and Simulation Tool*, Tech. report, CERN Program Library W5013, 1993.
- [CR99] L. P. Csernai and D. Röhrich, *Third Flow Component as QGP Signal*, Phys. Lett. **B458** (1999), 454.
- [Cro98] P. Crochet, *K^+ Flow in Heavy-Ion Collisions at SIS Energies*, Acta Phys. Polon. **B29** (1998), 3185.
- [Cro99] P. Crochet, *Sideward Flow of K^+ in Ru+Ru and Ni+Ni Reactions at SIS Energies*, note **prepared to submit** (1999), 4P.
- [CWY79] D. J. E. Callaway, L. Wilets, and Y. Yariv, *Classical Many Body Model for Heavy-Ion Collisions. III. NeNe and CaCa Calculations*, Nucl. Phys. **A327** (1979), 250.
- [D⁺96] M. Debowski et al., *Subthreshold K^+ Production in Proton Nucleus Collisions*, Z. Phys. **A356** (1996), 313.
- [D⁺98] P. Danielewicz et al., *Disappearance of Elliptic Flow: A New Probe for the Nuclear Equation of State*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 2438–2441.
- [Dan79] P. Danielewicz, *Shock Waves in a Hydrodynamic Model of Central Heavy-Ion Collisions*, Nucl. Phys. **A314** (1979), 465.
- [Dan94] P. Danielewicz, *Effects of Compression and Collective Expansion on Particle Emission from Central Heavy-Ion Reactions*, Phys. Rev. **C51** (1994), 716.
- [DHA98] C. David, C. Hartnack, and J. Aichelin, *On the Flow of Kaons Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, nucl-th/9805017 (1998), 11P.
- [DO85] P. Danielewicz and G. Odyniec, *Transverse Momentum Analysis of Collective Motion in Relativistic Nuclear Collisions*, Lawrence Berkeley Lab. - LBL-18600 (1985), 19p.

- [DR87] P. Danielewicz and P. V. Ruuskanen, *Shock Phenomena in Baryonless Strongly Interacting Matter*, Phys. Rev. **D35** (1987), 344.
- [ELP96] P. J. Ellis, J. M. Lattimer, and M. Prakash, *Strangeness and Metastable Neutron Stars: What might have happened to SN1987A*, Comments Nucl. Part. Phys. **22** (1996), 63–76.
- [Fae99] A. Faessler, *Heavy-Ion Collisions from Nuclear to Quark Matter. Proceedings, International School of Nuclear Physics, Erice, Italy, September 17-25, 1998*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999), 371P.
- [FFWGB99] C. Fuchs, A. Faessler, Z. S. Wang, and T. Groß-Bölting, *Chiral Kaon Dynamics in Heavy-Ion Collisions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999), 197.
- [FKLZ94] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li, and Y. M. Zheng, *The Relativistic Transport Model Description of Subthreshold Kaon Production in Heavy-Ion Collisions*, Nucl. Phys. **A575** (1994), 766–790.
- [FKNW99] H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg, and J. Wambach, *Multifragmentation: Proceedings, 27th International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, Gesellschaft für Schwerionenforschung ISSN 0720-8715* (1999), 380P.
- [G⁺77] J. Gosset et al., *Central Collisions of Relativistic Heavy-Ions*, Phys. Rev. **C16** (1977), 629.
- [G⁺84] H. A. Gustafsson et al., *Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984), 1590.
- [G⁺93] A. Gobbi et al., *A Highly Segmented Delta E Time-of-Flight Wall as Forward Detector of the 4 π System for Charged Particles at the SIS/ESR Accelerator*, Nucl. Instrum. Meth. **A324** (1993), 156–176.
- [GK99] E. Grosse and B. Kämpfer, *2nd Workshop on Kaon Production, Forschungszentrum Rossendorf, Dec. 10-11, 1998*, Preprint FZR-249, 1999.
- [GM91] N. K. Glendenning and S. A. Moszkowski, *Reconciliation of Neutron Star Masses and Binding of the Lambda in Hypernuclei*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 2414–2417.
- [GPR89] H. H. Gutbrod, A. M. Poskanzer, and H. G. Ritter, *Plastic Ball Experiments*, Rept. Prog. Phys. **52** (1989), 1267.
- [Gru96] C. Grupen, *Particle Detectors*, Cambridge Univ. P., 1996, 455p.

- [H⁺96] N. Herrmann et al., *Particle Production and Flow at SIS Energies*, Nucl. Phys. **A610** (1996), 49c–62c.
- [H⁺97] B. Hong et al., *Abundance of Delta Resonances in Ni+Ni Collisions between 1A GeV and 2A GeV*, Phys. Lett. **B407** (1997), 115–120.
- [H⁺98] B. Hong et al., *Stopping and Radial Flow in Central Ni+Ni Collisions between 1A GeV and 2A GeV*, Phys. Rev. **C57** (1998), 244.
- [H⁺99] B. Hong et al., *Stopping in Nucleus-Nucleus using Isomer Nuclei at 400A MeV*, Nucl. Phys. **A** (1999), Submitted.
- [HMYN98] T. Hatsuda, Y. Miake, K. Yagi, and S. Nagamiya, *Ultra-Relativistic Nucleus Nucleus Collisions. Proceedings, 48th Yamada Conference, 13th International Conference, Quark Matter '97, Tsukuba, Japan, December 1-5, 1997*, Nucl. Phys. **A638** (1998), 1.
- [Hou62] P. V. C. Hough, *Method and Means for Pattern Recognizing Complex Pattern*, 1962, U.S. Patent 3069654.
- [HP96] K. D. Hildenbrand and C. H. Pinkenburg, *Directed Sideward Flow of Fragments and Secondary Particles in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Acta Phys. Polon. **B27** (1996), 243.
- [HSJ⁺94] C. Hartnack, L. Sehn, J. Jänicke, H. Stöcker, and J. Aichelin, *Kaon Production at Subthreshold Energies*, Nucl. Phys. **A580** (1994), 643–678.
- [J⁺98] M. Justice et al., *Lambda Hyperons in 2A GeV Ni+Cu Collisions*, Phys. Lett. **B440** (1998), 12–19.
- [JAO⁺92] J. Jänicke, J. Aichelin, N. Ohtsuka, R. Linden, and A. Faessler, *Intermediate-Energy Heavy-Ion Collisions with G-Matrix Potentials and Cross-Sections*, Nucl. Phys. **A536** (1992), 201.
- [K⁺89] D. Krofcheck et al., *Disappearance of Flow in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989), 2028.
- [K⁺97] J. C. Kintner et al., *Pion Flow and Antiflow in 1.15A GeV Au+Au*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 4165.
- [K⁺99] Y. T. Kiselev et al., *Evidence for Antikaons Mass Modification in Proton Nucleus Collisions*, J. Phys. **G25** (1999), 381–388.
- [KL96] C. M. Ko and G. Q. Li, *Medium Effects in High-Energy Heavy Ion Collisions*, J. Phys. **G22** (1996), 1673–1726.

- [KN86] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, *Strange goings on in Dense Nucleonic Matter*, Phys. Lett. **B175** (1986), 57.
- [Kol97] E. E. Kolomeitsev, *Kaonen in Kernmaterie*, Ph.D. thesis, Forschungszentrum Rossendorf e. V., 1997.
- [KVK95] E. E. Kolomeitsev, D. N. Voskresensky, and B. Kämpfer, *Kaon Polarization in Nuclear Matter*, Nucl. Phys. **A588** (1995), 889.
- [L⁺99] F. Laue et al., *Medium Effects in Kaon and Anti-Kaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 1640–1643.
- [LB98] G. Q. Li and G. E. Brown, *K⁺ versus Lambda Flow in Relativistic Heavy Ion Collisions*, Nucl. Phys. **A636** (1998), 487.
- [Lee96] C. H. Lee, *Kaon Condensation in Dense Stellar Matter*, Phys. Rept. **275** (1996), 255.
- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2nd edition ed., Springer-Verlag, 1994.
- [LK95a] G. Q. Li and C. M. Ko, *Kaon Flow in Heavy-Ion Collisions*, Nucl. Phys. **A594** (1995), 460–482.
- [LK95b] G. Q. Li and C. M. Ko, *Subthreshold Kaon Production and the Nuclear Equation of State*, Phys. Lett. **B349** (1995), 405–410.
- [LK96] G. Q. Li and C. M. Ko, *Lambda Flow in Heavy-Ion Collisions: The Role of Final State Interactions*, Phys. Rev. **C54** (1996), 1897.
- [LKL95] G. Q. Li, C. M. Ko, and Bao-An Li, *Kaon Flow as a Probe of the Kaon Potential in Nuclear Medium*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 235–238.
- [LKL96] B. A. Li, C. M. Ko, and G. Q. Li, *p(t) Dependence of Transverse Flow in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. **C54** (1996), 844–847.
- [LKW92] M. Lutz, S. Klimt, and W. Weise, *Meson Properties at Finite Temperature and Baryon Density*, Nucl. Phys. **A542** (1992), 521.
- [LLB97a] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown, *Kaons in Dense Matter, Kaon Production in Heavy-Ion Collisions, and Kaon Condensation in Neutron Stars*, Nucl. Phys. **A625** (1997), 372.

- [LLB97b] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown, *Kaon Production in Heavy-Ion Collisions and Kaon Condensation in Neutron Stars*, nucl-th/9709024 (1997), 6P.
- [LSW92] M. Lutz, A. Steiner, and W. Weise, *Kaons and Strange Quarks in Dense Matter*, Phys. Lett. **B278** (1992), 29.
- [LSW94] M. Lutz, A. Steiner, and W. Weise, *Kaons in Baryonic Matter*, Nucl. Phys. **A574** (1994), 755.
- [Man97] M. Mang, *Produktion von K^+ -Mesonen in Au+Au Stößen bei 1A GeV*, Ph.D. thesis, Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1997.
- [MCM⁺93] T. Maruyama, W. Cassing, U. Mosel, S. Teis, and K. Weber, *Study of High-Energy Heavy-Ion Collisions in a Relativistic BUU-Approach with Momentum-Dependent Mean-Fields*, Nucl. Phys. **A573** (1993), 653.
- [MDG88] D. J. Millener, C. B. Dover, and A. Gal, *Lambda Nucleus Single Particle Potentials*, Phys. Rev. **C38** (1988), 2700.
- [Moh96] S. Mohren, *Ein FOPI-Experiment: Ar auf Ca bei einer Strahlenergie von 400A MeV*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- [Mos74] S. A. Moszkowski, *Energy of Neutron-Star Matter*, Phys. Rev. **D9** (1974), 1613.
- [MSK⁺96] Z. Y. Ma, J. Speth, S. Krewald, B. Q. Chen, and A. Reuber, *Hyper-nuclei with Meson-Exchange Hyperon Nucleon Interactions*, Nucl. Phys. **A608** (1996), 305.
- [Mül99] B. Müller, *Quark Matter '99 - Theoretical Summary: What Next?*, nucl-th/9906029 **eprint** (1999), 10.
- [New84] I. Newton, *Übersetzung: Isaac Newton: Optik*, unbekannt, Braunschweig, 1984.
- [NJL61] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. i*, Phys. Rev. **122** (1961), 345.
- [Oll98] J. Y. Ollitrault, *Flow Systematics from SIS to SPS Energies*, Nucl. Phys. **A638** (1998), 195C.

- [P⁺94] R. Popescu et al., *From In-Plane to Out-of-Plane Enhancement of the Direct Flow in Zn on Ni Collisions between 35 and 79 MeV/u*, Phys. Lett. **B331** (1994), 285.
- [P⁺95] G. Poggi et al., *Evidence for Collective Expansion in Light-Particle Emission Following Au+Au Collisions at 150, 150 and 250A MeV*, Nucl. Phys. **A586** (1995), 755–776.
- [P⁺97a] D. Pelte et al., *Charged Pions from Ni on Ni Collisions between 1A GeV and 2A GeV*, Z. Phys. **A359** (1997), 55.
- [P⁺97b] D. Pelte et al., *Charged Pion Production in Au on Au Collisions at 1A GeV*, Z. Phys. **A357** (1997), 215–234.
- [Pin95] C. H. Pinkenburg, *Flußeffekte geladener Pionen im System Au+Au bei $E(p) = 1A$ GeV*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995.
- [PL98] M. Prakash and J. M. Lattimer, *Strangeness in Stellar Matter*, Nucl. Phys. **A639** (1998), 433.
- [PSP⁺97] M. Petrovici, A. Sandulescu, D. Pelte, H. Stöcker, and J. Randrup, *Heavy-Ion Physics at Low, Intermediate and Relativistic Energies Using 4π Detectors. Proceedings of International Research Workshop, Poiana Brasov, Romania*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1997.
- [R⁺95a] J. L. Ritman et al., *The FOPI Detector at SIS/GSI*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **44** (1995), 708–715.
- [R⁺95b] J. L. Ritman et al., *On the Transverse Momentum Distribution of Strange Hadrons Produced in Relativistic Heavy Ion Collisions*, Z. Phys. **A352** (1995), 355.
- [R⁺97] W. Reisdorf et al., *Central Collisions of Au on Au at 150A MeV, 250A MeV and 400A MeV*, Nucl. Phys. **A612** (1997), 493–556.
- [R⁺99a] F. Rami et al., *Flow Angle from Intermediate Mass Fragment Measurements*, Nucl. Phys. **A646** (1999), 367.
- [R⁺99b] F. Rami et al., *Isospin-Tracing: A Probe of Non-Equilibrium in Central Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. **??** (1999), Submitted.
- [Rei92] W. Reisdorf, *Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Exitations*, Proc. of the XX int. Workshop in Hirschegg, Austria, 1992.

- [Rei98] W. Reisdorf, *Flow, Particle Yields, Equilibration in Heavy-Ion Reactions between 0.1A GeV and 2A GeV*, Nucl. Phys. **A630** (1998), 15P.
- [Rit95] J. L. Ritman, *Flow of Strange Particles Measured with FOPI*, GSI-Nachr. **GSI-95-06** (1995), 3–7.
- [RR97] W. Reisdorf and H. G. Ritter, *Collective Flow in Heavy-Ion Collisions*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **47** (1997), 663–707.
- [RW99] R. Rapp and J. Wambach, *Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Adv. Nucl. Phys (1999), 164P.
- [S⁺97] J. Sollfrank et al., *Hydrodynamical Description of 200A GeV S+Au Collisions: Hadron and Electromagnetic Spectra*, Phys. Rev. **C55** (1997), 392–410.
- [SC98] A. Sibirtsev and W. Cassing, *Anti-Kaon Production in Proton Nucleus Reactions and the K^- Properties in Nuclear Matter*, Nucl. Phys. **A641** (1998), 476.
- [SCK97] A. Sibirtsev, W. Cassing, and C. M. Ko, *Anti-Kaon Production in Nucleon-Nucleon Reactions Near Threshold*, Z. Phys. **A358** (1997), 101.
- [Sen99] P. Senger, *Strange Mesons as a Probe for Dense Nuclear Matter*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999), 209.
- [SG86] H. Stöcker and W. Greiner, *High-Energy Heavy-Ion Collisions: Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter*, Phys. Rept. **137** (1986), 277.
- [SGM⁺94] J. Schaffner, A. Gal, I. N. Mishustin, H. Stöcker, and W. Greiner, *Kaon Effective Mass and Energy in Dense Nuclear Matter*, Phys. Lett. **B334** (1994), 268.
- [SHG74] W. Scheid, J. Hofmann, and W. Greiner, *Nuclear Shock Waves in Relativistic Heavy Ion Collisions*, Proceedings (1974), 1–50, Lawrence Berkeley Lab LBL-3675*.
- [SHSG77] H. Stöcker, J. F. Hofmann, W. Scheid, and W. Greiner, *High Density Nuclear Mach Shock Waves in Central High-Energy Heavy-Ion Collisions*, Fizika **9** (1977), 671.
- [Sib95] A. Sibirtsev, *Internal Nuclear Momentum and Subthreshold Kaon Production*, Phys. Lett. **B359** (1995), 29.

- [SKH91] J. Sollfrank, P. Koch, and U. Heinz, *Is there a Low $p(t)$ 'Anomaly' in the Pion Momentum Spectra from Relativistic Nuclear Collisions?*, Z. Phys. **C52** (1991), 593–610.
- [SKW⁺93] W. Schmidt, U. Katscher, B. Waldhauser, J. A. Maruhn, H. Stöcker, and W. Greiner, *Viscosity and the Equation of State in High-Energy Heavy-Ion Reactions*, Phys. Rev. **C47** (1993), 2782–2793.
- [SLG74] W. Scheid, R. Ligensa, and W. Greiner, *Ion-Ion Potentials and the Compressibility of Nuclear Matter*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974), 741.
- [Soc98] The European Physical Society, *Review of Particle Physics*, Euro. Phys. J. C **3** (1998), 794P.
- [SR79] P. J. Siemens and J. O. Rasmussen, *Evidence for a Blast Wave from Compressed Nuclear Matter*, Phys. Rev. Lett. **32** (1979), 880.
- [SSG89] H. Sorge, H. Stöcker, and W. Greiner, *Poincare Invariant Hamiltonian Dynamics: Modeling Multi-Hadronic Interactions in a Phase Space Approach*, Annals Phys. **192** (1989), 266.
- [Sta99] J. Stachel, *Towards the Quark-Gluon Plasma*, Nucl. Phys. **A654** (1999), 119.
- [Vol94] S. Voloshin, *Fluctuations in the mixed event technique*, eprint **hep-ph/9407280** (1994), 4p.
- [VZ96] S. Voloshin and Y. Zhang, *Flow Study in Relativistic-Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions*, Z. Phys. **C70** (1996), 665–672.
- [W⁺98] A. Wagner et al., *Evidence for Different Freeze-Out Radii of High- and Low-Energy Pions Emitted in Au+Au Collisions at 1A GeV*, Phys. Lett. **B420** (1998), 20–24.
- [Wal81] A. H. Walenta, *Performance and Development of dE/dx Counters*, Phys. Scripta **23** (1981), 354–370.
- [Wan97] G. S. Wang, *Systemabhängigkeit der zentralen Kollisionen in Au+Au, Xe+CsI und Ni+Ni Reaktionen bei einer einschußenergie von 250A MeV*, Ph.D. thesis, Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1997.
- [WFF⁺98a] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari, and D. S. Kosov, *Role of the Coulomb Interaction in the Flow and the Azimuthal Distribution of Kaons from Heavy-Ion Reactions*, Nucl. Phys. **A628** (1998), 151.

- [WFF⁺98b] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, V. S. Uma Maheswari, and T. Waizdloch, *Radial Flow of Kaon Mesons in Heavy-Ion Reactions*, Phys. Rev. **C57** (1998), 3284.
- [WFFW99] Z. S. Wang, A. Faessler, C. Fuchs, and T. Waizdloch, *Lambda Collective Flow in Heavy-Ion Reactions*, Nucl. Phys. **A645** (1999), 177–188.
- [WRW97] T. Waas, M. Rho, and W. Weise, *Effective Kaon Mass in Dense Baryonic Matter: Role of Correlations*, Nucl. Phys. **A617** (1997), 449–463.
- [YF81] Y. Yariv and Z. Fränkel, *Intranuclear Cascade Calculation of High-Energy Heavy-Ion Collisions: Effect of Interactions between Cascade Particles*, Phys. Rev. **C24** (1981), 488.
- [Z⁺84] W. A. Zajc et al., *Two Pion Correlations in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. **C29** (1984), 2173–2187.

Danksagung

Der Aufbau und die Durchführung dieser Experimente sowie die Datenaufbereitung, Auswertung und Interpretation der Ergebnisse sind das gemeinsame Werk vieler Beteiligten. So möchte ich mich an dieser Stelle recht herzlich bei all denen Bedanken, die zum Erfolg dieser Messungen und zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben. Nicht zu vergessen ist die materielle und moralische Unterstützung meiner Familie und meiner Freunde.

Mein Dank geht an erster Stelle an meine Lebensgefährtin Claudia Zirfas und an meine Tochter Fabiënne-Jacqueline für ihr Verständnis und ihre Unterstützung während meiner Promotion.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, unter den hervorragenden Arbeitsbedingungen an der GSI in Darmstadt promovieren zu können, sowie seinem Interesse am Voranschreiten dieser Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Norbert Hermann für die vorbildliche Betreuung dieser Arbeit sowie für viele engagierte und motivierende Diskussionen, wie man sich das in der Wissenschaft vorstellt. Gleiches gilt für Dr. Yvonne Leifels, Dr. Adriano Gobbi, Dr. Klaus D. Hildenbrand, Dr. Willibrord Reisdorf, Dr. James L. Ritmann, Dr. Byungsik Hong und Dr. Dieter Schüll.

Mein Dank gilt meinen (ehemaligen) Mitstreitern Dr. Philippe Crochet, Krzysztof Wisniewski, Dr. Ralf Averbeck, Dr. Anton Andronic, Tarek Kress, Anne Devismes, Young-Jin Kim, Marc Stockmeier, Dr. Christian Finck, Olaf N. Hartmann, Alessio Mangiarotti, Dr. Holger Merlitz, Dr. Stephan Mohren, Dr. Mohammed Eskef, Marek Kirejczyk, Gabriel Stoicea, Igor Yushmanov, Dr. Christoph Plettner, Dr. Christopher H. Pinkenburg und Dr. Dieter Best, die mir gezeigt haben, daß man im Team erfolgreich sein kann ohne den Spaß an der Physik zu verlieren. Sehr gerne werde ich mich an die geselligen Abende im Irish Pub, den FOPI-Erlebnistouren sowie den gemeinsam zubereiteten kulinarischen Ereignissen erinnern.

Ich bedanke mich bei unseren Kollaborateuren Prof. Dr. Mihai Petrovici, Prof. Dr. Dietrich Pelte, Dr. Roland Kotte, Dr. Jozef Kecskemeti, Dr. Fouad Rami, Dr. Brunon Sikora, Prof. Dr. Kyystyna Siwek-Wilczynska, Dr. Alexander Zhilin, Dr. Waldemar Neubert, Dr. Dietrich Wohlfarth, Dr. Milorad Korolija und Dr. Nicole Bastid für viele gemeinsame konstruktive Diskussionen, ihrem Interesse an dem Gelingen dieser Arbeit, sowie den vielen gemeinsamen Aktivitäten auch außerhalb der Physik.

Ich danke auch allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe sowie den Technikern Michael Marquardt, Claus Schröder und Gert Augustinski, die immer Zeit fanden technische Details zu Diskutieren und zum Erfolg der Experimente beigetragen haben.

Ich möchte nicht vergessen mich ganz herzlich bei der GSI-Theoriegruppe, der Kernphysik I/III und angelehnten Instituten zu bedanken, speziell bei Dr. Evgueni E. Kolomeitsev, Dr. Matthias Lutz, Dr. Peter Senger, Dr. Helmut Oeschler, Prof. Dr. Uli Lynen, Dr. Carsten Schwarz, Dr. Wolfgang Trautmann, Dr. Christof Hartnack, Dr. Christian Fuchs und Dr. Marco Tomaselli, die sich sehr freundschaftlich um den Erfolg, sowie den Fortgang dieser Arbeit interessierten und versuchten, mir ein besseres Verständnis für das hoch interessante Gebiet der Kernphysik zu vermitteln.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Sekretärinnen Frau Gertraude Eisold und Frau Aloisia Busch, die im Stillen nicht nur für das gute Klima im 4. Stock, sondern auch für Kaffee & Kuchen sorgten.

Nicht zuletzt sei all denen gedankt, die unter meinen sportlichen Aktivitäten (Fußball ... nicht wirklich, wir nannten es so!) leiden mußten ins besondere Dr. Andreas Wörner, Dr. Andreas Schüttauf, Dr. Sebastian Fritz, Dr. Claudius Groß, Dr. Burkhard Ocker, Dr. Tariq Odeh, Dr. Volker Serfling, Dr. Wolf-Diedrich Kunze, Abdelkrim Adar, Alexander Somov, Jost Lühning, Dr. Wolfgang Trautmann und Prof. Dr. Dmitri Voskressenski.

Zu guter letzt möchte ich mich bei der GSI für das vorbildliche Umfeld bedanken. Hier ist es mir nicht nur möglich gewesen an einem interessanten Thema zu arbeiten, sondern auch noch Freude und Lust an dieser Arbeit zu haben, was aus eigener Erfahrung nicht selbstverständlich ist.