Systemabhängigkeit der zentralen Kollisionen in Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen bei einer Einschußenergie von 250 AMeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Gao-Sheng Wang
aus Shaanxi/VR China

Frankfurt am Main
1997

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. K. Bethge
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. K. Bethge
Datum der Disputation:	17. Februar 1997

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung angeregter und verdichteter Kernmaterie ist für Kern - und Astrophysik von fundamentaler Bedeutung. Schwerionenkollisionen bei Einschußenergien größer als 100 AMeV stellen die einzige Möglichkeit dar, angeregte und verdichtete Kernmaterie im Laborexperiment zu erzeugen. Diese Experimente haben den Vorteil, daß man die Bedingungen wie Einschußenergie, Systemmasse und Stoßparameter variieren kann. Der grundlegende Mechanismus ist die Schockkompression, wie sie aus hydrodynamischen Ansätzen [CHA73, SCH74] folgt: Wenn die Projektilgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit in Kernmaterie $(0.15 - 0.2\ c)$ ist, kann die Materie nicht ausweichen und wird verdichtet und dabei erhitzt. Der Grad der Verdichtung und die erreichten Temperaturen hängen von den Details der Kernzustandsgleichung ab und führen zu charakteristischen kollektiven Flußeffekten [STÖ86]. Die Stärke dieser kollektiven Flußeffekte spiegelt die Eigenschaft der Zustandsgleichung wider.

Die Möglichkeit, hochangeregte und komprimierte Kernmaterie experimentell zu untersuchen, ergab sich mit der Fertigstellung moderner Beschleuniger. 1973 wurde der BEVALAC in Berkeley aufgerüstet, was es erstmals erlaubte, schwere Kerne auf relativistische Energien zu beschleunigen. Erste inklusive Spektren von Reaktionsprodukten wie p, d, t, He, π wurden mit den damals verfügbaren Einzeldetektoren mit kleinem Raumwinkel gemessen [CHA73, GOS77, NAG81]. Es zeigte sich, daß Theorien mit verschiedenen Ansätzen in der Lage waren, die Spektren zu reproduzieren. Die Lösung dieser Vieldeutigkeit erforderte eine vollständige Messung der Reaktionsprodukte. Meilensteine auf diesem Weg waren die $Streamer - Kammer$ [SAN85], der Plastikball [BAD82], die von LBL/GSI – Kollaborationen betrieben wurden, und der Diogéne - Detektor [ALA87] am SATURNE Beschleuniger in Saclay. Mit Hilfe dieser Detektoren wurden folgende wichtige Beobachtungen etabliert: Der Ablauf einer Schwerionenreaktion bei relativistischen Energien hängt entscheidend vom Stoßparameter ab. Wie es in einem geometrischen $participant\ -\ spectator$ Bild anschaulich ist, bilden die überlappenden Bereiche einen heißen $Feuerball$, während die anderen Bereiche in einfachster Näherung nicht an der Reaktion teilnehmen. Im Überlappbereich und insbesondere in zentralen Stößen von schweren Systemen wie Nb + Nb oder Au + Au [GUS84], aber auch in asymmetrischen Reaktionen eines leichten mit einem schweren Target [REN84] wurde eine vollständigen Abbremsung der Kernmaterie erreicht, während für ein leichteres System wie Ca + Ca Transparenz vermutet wurde [GUS84, SCH95]. Die Systemabhängigkeit des Abbremsvermögens der Kernmaterie war nicht im Detail verstanden und bleibt bislang offen [GUT89, GUT90]. In semizentralen Kollisionen wurden kollektive Flußeffekte wie der $bounce-off$ und der $squeeze-out$ entdeckt und quantifiziert. Es wurde auch festgestellt, daß mittelschwere Fragmente eine besondere sensitive Sonde kollektiven Verhaltens darstellen [DOS87].

Zur Interpretation der obigen experimentellen Effekte wurden viele theoretische Modelle entwickelt. Statistische Modelle, wie die hydrodynamischen Vorstellungen [CHA73, SCH74] wurden verwendet, um die experimentellen Daten zu beschreiben. So konnten sowohl der gerichtete Seitwärtsfluß [STÖ86] als auch der $squeeze-out$ [STÖ82] von derartigen Rechnungen vorhergesagt werden. Die Annahme des hydrodynamischen Modells ist die Erreichung eines instantanen globalen Gleichgewichtes über eine verschwindende freie Weglänge. Ob und zu welchem Zeitpunkt sich ein globales Gleichgwicht im Laufe der Reaktionen einstellt, kann man allerdings nur mit Transporttheorien untersuchen.

Zu den Transportmodellen gehören sowohl BUU (Boltzmann, Uehling, Uhlenbeck), VUU (Vlasov, Uehling, Uhlenbeck) [BLÄ93], in denen der Kollisionsprozeß durch die zeitliche Propagation einer Einteilchenverteilungsfunktion dargestellt wird, sowie das $Quantum\ Molecular\ Dynamics$ (QMD) Modell [AIC86] und seiner Variante (IQMD) [HAR93], die auf der klassischen Molekulardynamik basieren. Hierbei werden die Nukleonen als Gaußsche Wellenpakete im Orts - und Impulsraum propagiert. Die Transporttheorien zeigten eine deutliche Abhängigkeit der Flußeffekte von der Kompressibilität nuklearer Materie und vom effektiven Nukleon – Nukleon Streuquerschnitt σ_{NN}^{eff}. Zur Zeit ist es unklar, ob sich die beiden Beiträge separieren lassen, um schließlich die reinen Kompressionseffekte zu erhalten. Die Streuquerschnitte beeinflussen sehr direkt das globale Abbremsverhalten, so daß man bei gleichzeitiger Beobachtung der gesamten Impulsverteilungen hoffen kann, dieser Betrag zu isolieren. Dazu sind allerdings systematische Untersuchungen des Stopping notwendig. Eine experimentelle Grundvoraussetzung ist der vollständige Nachweis aller Reaktionsprodukte, insbesondere der mittelschweren Fragmente, da sie eine sensitive Sonde für den kollektiven Fluß und das Abbremsverhalten der Kernmaterie sind [PEI89].

Aufgrund dieser in Experimenten und Theorien nachgewiesenen Sensitivität der mittelschweren Fragmente auf kollektive Effekte war die Messung dieser Fragmente in zentralen Stößen eines der Motive zum Bau des hochgranularen FOPI

– Detektors [GOB93]. Eine der wichtigsten Eigenschaften dieses Detektors ist die effiziente Messung und Auflösung mittelschwerer Fragmente in der Vorwärtshemisphäre der Reaktionen. Mit den sogenannten Phase 1 – Detektoren wurden alle geladenen Fragmente im Bereich $2^\circ < \theta_{lab} < 30^\circ$ für die Reaktion Au + Au bei Einschußenergien von 100 – 800 AMeV gemessen. Aus diesen Daten wurde erstmals die Existenz einer $zentralen\ Quelle$ (Midrapiditätsquelle) mittelschwerer Fragmente (IMFs) in sehr zentralen Stößen aufgezeigt [ALA92]. Die Analyse der Midrapiditätsquelle ergab große mittlere IMF – Multiplizitäten und damit eine niedrige Entropie [KUH93]. Die Geschwindigkeitsverteilungen zeigten eine starke kollektive radiale Expansionsbewegung der Fragmente, die $\sim 50\%$ der verfügbaren Schwerpunktsenergie aufbraucht [JEO94, POG95, REI96]. Wegen des begrenzten Raumwinkels, insbesondere im Midrapiditätsbereich, bleiben jedoch viele Fragen über die Midrapiditätsquelle zu beantworten. So konnte bislang die treibende Kraft der kollektive Expansion nicht eindeutig identifiziert werden, d.h, in welchem Ausmaß die im mittleren Feld steckende Kompressionsenergie oder die thermische Energie für die radiale kollektive Energie verantwortlich ist. Dies sollte sich durch die systematische Messungen z. B. der Impulsverteilungen, der Einschußenergie – und Systemabhängigkeit der kollektiven Expansionsenergien, der Einschußenergie – und Systemabhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente sowie des Abbremsvermögens der Kernmaterie insbesondere für kleinere Reaktionssysteme klären lassen. Dies erforderte weitere Experimente mit möglichst vollständiger Abdeckung des Raumwinkels für mittelschwere Fragmente.

1994 wurden eine Reihe von Experimenten von der FOPI – Kollaboration durchgeführt, um die obigen Fragen zu untersuchen. Die mittelschweren Fragmente und leichten geladenen Teilchen wurden für die Systeme Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni bei den Einschußenergien 90, 150, 250 und 400 AMeV gemessen. Insbesondere wurde die Zentrale Driftkammer (CDC) zur Messung der Fragmente eingesetzt [WAN94] und damit eine vollständige Abdeckung (fast 4π) erreicht. Mit den gemessenen Daten hofft man, die oben erwähnten offenen Fragen zu beantworten und neuere Resultate zu erhalten.

Die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit ist die Analyse aller drei gemessenen Systeme bei der Einschußenergie $E_{lab} = 250 AMeV$ und damit die Untersuchung der Systemabhängigkeit der zentralen Kollisionen bzw. die Systemabhängigkeit der Rapiditätsverteilungen, der Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente und der kollektiven Expansionsenergien. Anhand der Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$ wird die Systemabhängigkeit des Abbremsensvermögens der Kermaterie diskutiert. Ferner werden die Impulsverteilungen (die Form der Midrapiditätsquelle) für Au + Au Reaktionen diskutiert. Die Arbeit ist im weiteren wie folgt aufgeteilt:

Zunächst wird in Kapitel 2 der experimentelle Aufbau beschrieben, mit dem die Messung durchgeführt wurde. Es werden insbesondere das Nachweiskonzept der IMFs und leichter geladener Teilchen mit der CDC und die Methoden zur

Kalibration der Kammer vorgestellt, welche den experimentellen Teil dieser Arbeit bilden. Vorgestellt wird auch die CDC – Barrel Spurzuordnung, die notwendig ist, um die leichten geladenen Fragmente besser zu identifizieren (das Barrel ist ein Szintillatordetektor zur Flugzeitmessung der Fragmente, der die CDC in Form eines Zylinders umgibt).

Im dritten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zuerst werden die globalen Observablen, die Teilchenmultiplizität, das Verhältnis von tranversaler – zu longitudinaler kinetischer Energie und eine Größe $Directivity$ D diskutiert, die zur Charakterisierung der Ereignisse und zur Selektion der zentralen Ereignisse verwendet werden. Danach werden diese globalen Observablen in IQMD – Modellrechnungen simuliert mit dem Ziel, die Güte der Selektion zentraler Ereignisse zu prüfen. Im Anschluß an diese Diskussion werden die Impulsverteilungen der Fragmente anhand dreifach differentieller (invarianter) Wirkungsquerschnitte $d\sigma^3/p_t dp_t dy dZ$ und $dN/dy^{(0)}$ untersucht. Die Form der Midrapiditätsquelle für Au + Au Reaktionen und das Abbremsvermögen der Kermaterie werden hierbei diskutiert. Es folgt ein systematischer Vergleich der kinetischen Energiespektren leichter geladenen Fragmente aus den drei Systemen, die Spektren schwerer Fragmente für Au + Au Reaktionen und die Parameterisierung der Spektren. Dadurch werden die Expansionsenergien extrahiert. Der letzten Abschnitt beschreibt schließlich die Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente.

In Kapitel 4 wird mit Hilfe der Modellrechnung versucht, aus den im vorherigen Kapitel dargestellten Ergebnissen eine Schlußfolgerung über das Abbremsvermögen der Kernmaterie zu erhalten. Das Ziel ist, die Selektionskriterien sehr zentraler Ereignisse zu bestätigen, um die Richtigkeit der dargestellten Ergebnisse zu sichern.

In Kapitel 5 werden schließlich die wesentlichen Resultate dieser Arbeit zusammengefaßt.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden mit den symmetrischen Reaktionen $^{197}Au+\ ^{197}Au$, $^{58}Ni+\ ^{58}Ni$ und $^{129}Xe+CsI$ an der GSI in Darmstadt mit Hilfe des UNILAC/SIS Beschleunigersystems bei folgenden Strahlenergien durchgeführt:

- Au + Au: 90-, 150-, 250- und 400 AMeV
- Xe + CsI: 150-, 250- und 400 AMeV
- Ni + Ni: 90-, 150-, 250- und 400 AMeV

Als Targets dienten eine 100 μm dicke Goldfolie, eine 263 μm dicke CsI – Folie und eine 403 μm dicke Nickelfolie für die Strahlenergie 250 AMeV. Die Targets waren in einem mit He gefüllten Schlauch untergebracht, um Reaktionen von Strahlteilchen mit dem umgebenden Gas zu minimieren. Vor dem Target war eine dünner Plastikszintillatordetektor angebracht, der als Strahlteilchenzähler und Zeitreferenz für die Experimente diente.

Die emittierten Fragmente wurden erstmals mit dem fast vollständig aufgebauten 4π - Detektor (FOPI Detektor) gemessen. Die Gesamtzahl der aufgezeichneten Ereignisse von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni bei 250 AMeV betrugen $1.6 \cdot 10^6$, $1.9 \cdot 10^6$ und $1.3 \cdot 10^6$ (Medium Bias Trigger).

2.1 Aufbau des 4π Detektors

Um ein vollständiges Bild der Reaktion zu bekommen, ist neben der Teilchenidentifikation, der Energiemessung und der Impulsbestimmung auch eine möglichst vollständige Überdeckung des gesamtes Raumwinkels von 4π sehr wichtig. Der 4π - Detektor an der GSI wurde für diesen Zweck aufgebaut [PRO87, PRO88, GOB87]. Im folgenden soll zunächst der FOPI - Detektor kurz vorgestellt werden. Eine genaue Beschreibung des experimentellen Aufbaus findet sich bereits in [GOB93, RIT95], in zahlreichen Diplomarbeiten [GOE92, HÄF92, BES92] sowie Dissertationen [WIE93, PIN95, GOE95, HÄF95, BES96]. Der Detektor ist ein hochmodulares Detektorsystem mit mehreren Detektormodulen. Abbildung 2.1 zeigt eine dreidimensionale Ansicht des Detektors.

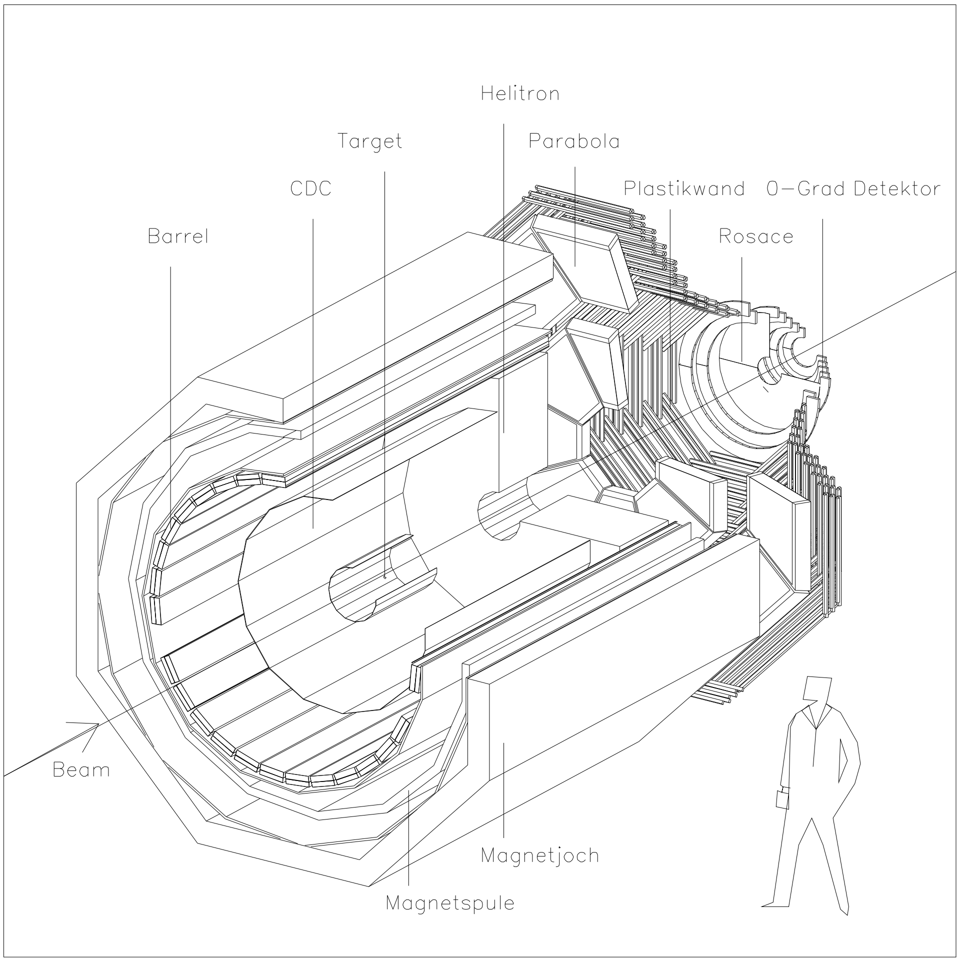

Abbildung 2.1: Dreidimensionale Ansicht vom Aufbau des 4π - Detektors.

Der Detektor besteht aus folgenden Elementen:

Subsystem	Laborwinkelbereich	Nachweismethode
innere Plastikwand	1.2° - 7°	Szintillatorpaddel
äußere Plastikwand	7° - 30°	Szintillatorstreifen
Rosace	1° - 6°	Szintillatorpaddel
Parabola	7° - 30°	Gas-Ionisationskammer
TOF Barrel	45° - 145°	Szintillatorstreifen
Cherenkov Barrel	45° - 90°	Wasser Cherenkov Zähler
Helitron	10° - 28°	Driftkammer
CDC	30° - 140°	Driftkammer

2.2 Kurzbeschreibung der FOPI - Subsysteme

Helitron und Cherenkov Barrel werden hier nicht beschrieben, da sie für die hier beschriebene Arbeit 1994 nicht zur Verfügung standen. Die Detektoren, mit denen die vorliegenden Ergebnisse erzielt wurden, werden im folgenden kurz beschrieben.

2.2.1 Innere Plastikwand (Null – Grad Detektor)

Die innere Plastikwand besteht aus 252 trapezförmigen, 2 cm dicken Plastikszintillatoren (BICRON BC 404), die auf einer Seite durch Photoröhren (Typ PHILIPS XP2262) ausgelesen werden. Die Photoröhren liefern ein Zeit- und ein Energiesignal. Die Szintillatoren sind in sieben konzentrischen Ringen um die Strahlachse herum angeordnet. Die Zeitauflösung beträgt 230 ps - 310 ps für die inneren fünf Ringe und steigt auf 270 ps - 340 ps für die beiden äußeren Ringe an [GOB93]. Die Ortauflösung ist wegen der einseitigen Auslese durch die aktive Fläche des jeweiligen Szintillators gegeben. Sie beträgt zwischen $\Delta\theta = 0.78°$ $(\Delta\phi = 20.0°)$ für die Module des inneren und $\Delta\theta = 1.15°$ $(\Delta\phi = 6.67°)$ für die Module des äußeren Ringes.

Mit Hilfe der ΔE - TOF - Methode kann die Ladung aller Fragmente bestimmt werden, die nicht im Szintillatormaterial gestoppt werden. Bei einer Szintillatordicke von 2 cm ergibt sich dadurch eine Schwelle für die Teilchenidentifizierung von $45 MeV$ (Protonen). Um die hohe Nachweisschwelle zu vermeiden, ist vor der inneren Plastikwand ein zusätzlicher ΔE - Zähler, die sogenannte Rosace, angeordnet.

2.2.2 Rosace

Dieser Detektor besteht aus 60 schwertartigen Modulen, die in Form einer Rosette zusammengesetzt sind. Die einzelnen Szintillatoren (NE 102A) sind 34 cm lang und 2 mm stark. Das Licht wird über Lichtleiter, die in einen zylindrischen Querschnitt übergehen, zu Photoröhren vom Typ HAMAMATSU R2076 weitergeleitet.

Durch die Messung des Energieverlustes in der Rosace und der Flugzeit in der inneren Plastikwand können so Cluster besser identifiziert werden. Allerdings müssen die Signale der Rosace in der Datenanalyse den Signalen der dahinterliegenden innernen Plastikwand mittels spezieller Algorithmen zugeordnet werden. Die erreichbaren Energieschwellen hängen zu einem gewissen Maß von dem umgebenden Aufbau (Strahlrohr, Material zwischen Target und Detektor) ab und betragen etwa 25 AMeV für Z $=$ 1 und 46 AMeV für Kohlenstoff Fragmente [GOB93].

2.2.3 Äußere Plastikwand

Die äußere Plastikwand stellt einen wesentlichen Teil des Aufbaus von FOPI dar. Ihre Aufgabe ist es, die Flugzeiten geladener Teilchen mit hoher Genauigkeit zu messen und die Kernladung leichter Fragmente zu bestimmen. Die äußere Plastikwand besteht aus 512 Plastikszintillatorstreifen (BICRON BC 408), die in acht Sektoren mit je 64 Streifen angeordnet sind. Die Streifen selbst sind 1.8 cm dick, 2.4 cm hoch und zwischen 45 cm und 165 cm lang. Sie werden auf beiden Seiten von Photoröhren(Typ PHILIPS XP2972/01) ausgelesen, die ein Zeit - und Energiesignal liefern. Aus der gemessenen Zeitdifferenz wird die Position des Treffers im Streifen rekonstruiert. Die Zeitauflösung beträgt je nach Streifenlänge zwischen 80 ps und 120 ps, was einer Ortauflösung von 1.2 cm - 2 cm entspricht. Die Auflösung in θ ist durch die Streifenhöhe gegeben und beträgt $\Delta\theta = 0.36°$. Aus den gemessenen Flugzeiten und Energieverlusten wird die Kernladung bestimmt. Teilchenidentifizierung ist bis Z $=$ 7 möglich. Als Beispiel der resultierenden Auflösung ist in Abbildung 2.2 ein ΔE - v Spektrum der Reaktion Au $+$ Au bei 250 AMeV gezeigt, in dem die Signale aller Detektoren der äußeren Plastikwand ohne Zusatzbedingung überlagert sind. Die Schwelle für Teilchenidentifizierung ist geringfügig kleiner als die der inneren Plastikwand [WIE93, GOB93]. Die in der äußeren Plastikwand gestoppten Teilchen können jedoch mit Hilfe der Parabola identifiziert werden.

2.2.4 Parabola

Die Ionisationskammer vor der äußeren Plastikwand erfüllt den gleichen Zweck wie die Rosace vor der inneren Plastikwand unter kleinen Winkeln. Sie liefert den Energieverlust ΔE der Reaktionsprodukte speziell von langsamen und schweren Fragmenten(bis ca. Z $=$ 15). Nach einer erfolgreichen Zuordnung der Δ E - Signale zu der TOF - Information der äußeren Plastikwand kann die Kernladung dieser Fragmente bestimmt werden.

Die Parabola besteht aus 16 einzelnen Modulen, die in zwei Ringen angeordnet sind. Sie bilden eine oktogonale Struktur und umfassen den Winkelbereich $\theta_{lab} = 6° \sim 19°$ und $\theta_{lab} = 20° \sim 30°$. Die einzelnen Module sind auf den Targetpunkt

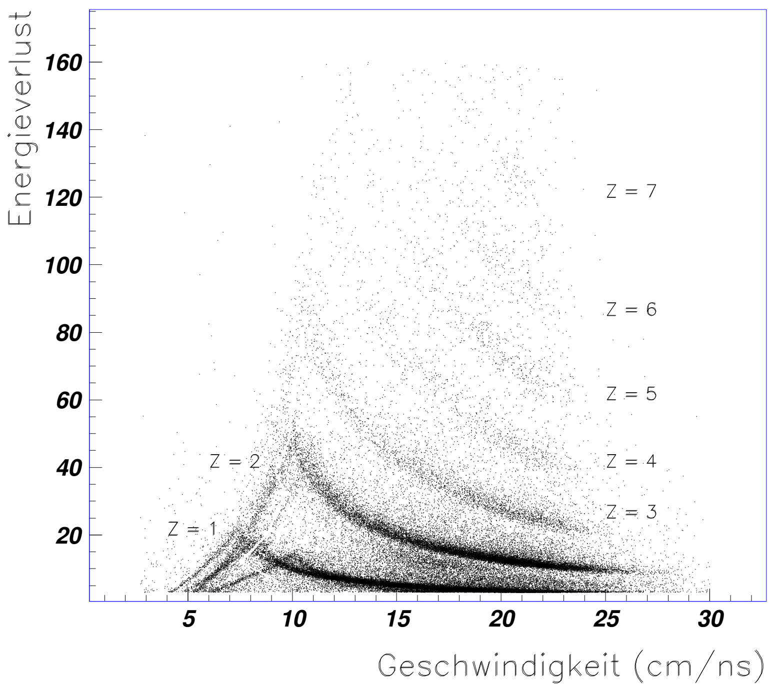

Abbildung 2.2: Auflösung der äußeren Plastikwand anhand eines ΔE - v - Spektrums für die Reaktion Au + Au bei 250 AMeV. Es wurden die geeichten Signale aller 512 Detektoren überlagert. Der Untergrund (Punkte zwischen den Teilchenästen) liegt im Prozentbereich und stammt von Doppeltreffern und Treffern nahe der Szintillatorkanten.

ausgerichtet und besitzen eine aktive Fläche von $0.5\ m^2$ bzw. $0.9\ m^2$. Die Module bestehen aus einer doppelten Ionisationskammer mit einer Tiefe von 12 cm. Als Kathoden und Anoden dienen 13 μm starke aluminisierte Mylarfolien. Die Kammern arbeiten bei leichtem Überdruck im Durchflußbetrieb. Als Gas wird ein Argon/Methan(90/10)- Gemisch verwendet, dem gegebenenfalls CF_4 zugesetzt wird. Die typischen Potentialspannungen liegen bei - 4.8 kV für die Kathoden und bei -1 kV für die Frisch-Gitter. Die Anodenfolie eines Moduls ist mittels isolierender Streifen aus Al_2O_3 in 8 einzelne Anoden unterteilt. Hierdurch ergeben sich insgesamt 128 radiale Sektoren mit einer ϕ - Auflösung von $5.6°$. Diese Granularität ist ausreichend, um die erwartete Multiplizität mittelschwerer Fragmente in zentralen Stößen schwerer Kerne ohne Probleme verarbeiten zu können. Nach Zuordnung zu den Signalen der äußeren Plastikwand erlauben sie eine Elementauflösung bis Z = 15 bei Ansprechschwellen von etwa 25 AMeV [WIE93, GOB93].

2.2.5 Solenoid

Der Rest des Detektorsystems befindet sich in einem Magnetfeld, das von einer supraleitenden Spule mit einem Innendurchmesser von 2.4 m und einer Länge von 3.3 m erzeugt wird. Diese befindet sich in einem 100t schweren Eisenjoch und erzeugt bei einem Maximalstrom von 720 A ein Magnetfeld von 0.6 T mit einer gespeicherten Energie von 3.4 MJ.

2.2.6 TOF - Barrel

Das Plastik–Barrel ist ein Flugzeitdetektor aus 180 Plastik–Szintillator–Streifen. Sie sind 240 cm lang, 3.2 cm breit, 4 cm tief und werden an beiden Enden ausgelesen, was ein Zeit - und Energiesignal liefert. Die TOF–Information kann in Verbindung mit dem differentiellen Energieverlust der CDC genutzt werden, um zusätzlich über ΔE – v die Ladungen der Teilchen zu messen. Die Zeitauflösung beträgt etwa 600 ps (FWHM). Dies entspricht einer Positionsauflösung von etwa 9 cm. Die Detektoren sind zu 30 Modulen gruppiert, wovon jedes 6 TOF - Barrel - Streifen enthält. Im Experiment, in dem die Ergebnisse dieser Arbeit erzielt wurden, war der Barrel - Detektor zu einem Drittel fertiggestellt, vier Module in der oberen Hälfte, fünf Module in der unteren. Der entsprechende azimutale Winkelbereich betrug $\phi = 23^\circ \sim 67^\circ$ und $\phi = 203^\circ \sim 258^\circ$.

2.3 Die CDC

Die CDC ist eine Proportional-Driftkammer vom Jet-Typ. Die Drähte befinden sich parallel zur Strahlachse. Sie hat die Form eines Hohlzylinders. Durch die innere Öffnung geht der Strahl und trifft auf das Target. Beide Stirnflächen sind konisch geformt.

Der Vorwärtskonus hat einen Öffnungswinkel von 30°. Er zeigt genau auf die Targetposition und gibt damit den Teilchen, die mit kleineren polaren Winkeln emittiert werden, den Weg frei. Sie werden dann von den Detektoren in der Vorwärtsrichtung registriert. Der Rückwärtskonus hat einen Öffnungswinkel von 60°. Der Querschnitt senkrecht zur Strahlachse des Detektorsystems in Abbidung 2.3 zeigt die Segmentierung der Driftkammer.

Sie besteht aus 16 Segmenten mit jeweils 60 Zähldrähten. Die Segmente sind um 8° gegenüber der Radialrichtung geneigt, um die Eindeutigkeit der Spurerkennung zu garantieren. Der äußere Radius der Driftkammer beträgt 80 cm und innere 20 cm. Die Dicke der um ± 200 μm abwechselnd gegen eine mittlere Ebene versetzten Zähldrähte beträgt 50 μm, ihre Länge liegt zwischen 86 cm und 190 cm. Sie besitzen einen spezifischen Widerstand von 0.5 $k\Omega/m$. Die Signaldrähte werden an beiden Enden von 100 MHz Flash ADC(FADC) ausgelesen [GOE92, HÄF92]. Die

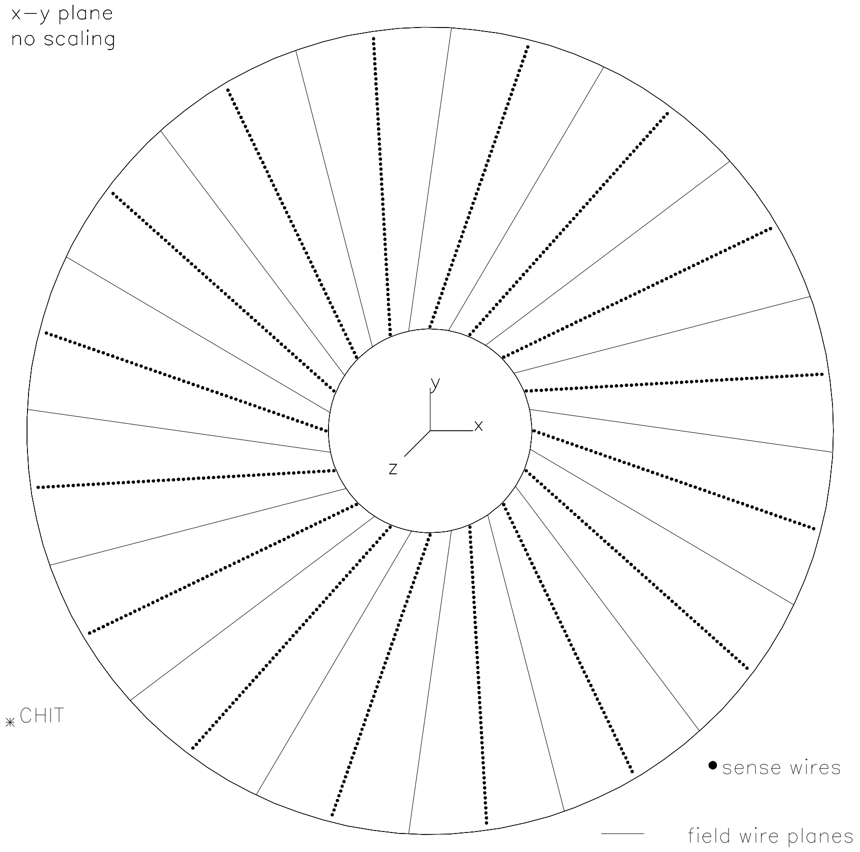

Abbildung 2.3: Ein Querschnitt der zylindrischen Driftkammer senkrecht zur Strahlachse. Die Kammer besteht aus 16 radialen Sektoren mit jeweils 60 Signaldrähten. Die Signaldrähte laufen parallel zur Strahlrichtung und sind in einer Ebene mit leichtem paarweisen Versatz angeordnet. Die Sektoren sind nicht auf die Strahlachse ausgerichtet, sondern mit einem Winkel (tilt) von 8° verdreht.

CDC enthält ein Gasgemisch von 88% Argon, 2% Methan und 10% Isobutan und arbeitet unter Atmosphärendruck. Das elektrische Feld, das die Drift der im Gas erzeugten Elektronen bewirkt, wird durch Felddrähte zwischen den einzelnen Sektoren, an den inneren und äußeren Radien und durch Potentialdrähte zwischen den Zähldrähten erzeugt. Das elektrische Feld in der CDC steht orthogonal auf der Ebene der Signaldrähte. Die vom supraleitenden Magneten erzeugten Magnetfeldlinien verlaufen parallel zur Strahlachse und senkrecht zu den elektrischen Feldlinien.

2.3.1 Funktionsweise der CDC

Nachweis geladener Teilchen

Der Nachweis geladener Teilchen in der Driftkammer erfolgt durch ihre elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Zählgas. Die Teilchen, die ein Medium durchqueren, verlieren einen Teil ihrer Energie, indem sie die Atome ionisieren oder anregen. Der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke dx eines Teilchens, der durch Ionisation des Mediums hervorgerufen wird, wird von der Bethe - Bloch Formel beschrieben [KLE86]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2}\left[ln\left\{\frac{2m_e c^2\beta^2}{(1-\beta^2)I}\right\} - \beta^2\right]$$

$N_0 = Avogadro'sche\ Zahl,$
$Z, A = Kernladungs - bzw.\ Nukleonenzahl\ des\ Mediums,$
$z \cdot e = Ladung\ des\ ionisierenden\ Teilchens,$
$\beta =\ v/c\ Geschwindigkeit\ des\ Teilchens,$
$m_e = Masse\ des\ Elektrons,$
$r_e = 2.8\ fm,\ klassischer\ Elektronenradius,$
$I = effektives\ Ionisationspotential\ (I = I_0 \cdot Z\ mit\ I_0 \sim 12\ ev).$

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen der Driftkammer, so werden entlang seiner Flugbahn die Moleküle des Zählgases ionisiert, d.h. es entstehen freie Elektronen und positive Ionen. Unter dem Einfluß des vom Feldkäfig erzeugten Feldes driften die freien Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit $\vec{V}_d$ auf die Zähldrähte zu. Der Betrag der Driftgeschwindigkeit $\vec{V}_d$ hängt sowohl von der Stärke des elektrischen als auch von der Stärke des magnetischen Feldes ab. Aufgrund des Einflusses des Magnetfelds, dessen Homogenität besser als 1% ist, verläuft die Drift der Elektronen nicht parallel zur Richtung des elektrischen Felds. Der Winkel zwischen der Driftrichtung und dem elektrischen Feld wird als Lorentzwinkel α_L bezeichnet. Der Bereich, in dem alle Elektronen zu demselben Zähtdraht driften, wird als Driftzelle bezeichnet. Die bei einer Ionisation in einer Driftzelle entstehende Ladung ist zu gering, um sie direkt nachweisen zu können. Daher ist zwischen zwei Zähldrähten jeweils ein Potentialdraht mit einer Spannung U_p angebracht. In der Nähe der Zähldrähte führt dies zu einem großen Feldgradienten: In der unmittelbaren Umgebung der Zähldrähte (etwa $40\ \mu m$) tritt eine lawinenartige Multiplikation der driftenden Elektronen ein. Dieses Signal kann nach der Verstärkung in den Vorverstärkern nachgewiesen werden.

Anhand der gemessenen Driftzeit kann mit der Zähldrahtposition $\vec{x}_{Draht}$ der

Ort $\vec{x}$ der Ionisation in der x - y - Ebene rekonstruiert werden:

$$\vec{x} = \vec{x}_{Draht} \pm \int_{t_0}^{t_0+t_d} \vec{V}_d(t)dt$$

t_0 *ist der Zeitpunkt der Ionisation,*
t_D *die Driftzeit zum Zähldraht.*
Im Falle einer konstanten Driftgeschwingigkeit vereinfacht sich das Integral zu

$$\vec{x} = \vec{x}_{Draht} \pm \vec{V}_d \cdot t_D$$

Die x - y - Koordinaten des Ionisationspunktes werden durch

$$\vec{x}_{x,y} = \vec{x}_{Draht} \pm \begin{pmatrix} cos\alpha_L \\ sin\alpha_L \end{pmatrix} v_D t_D$$

bestimmt. Da man nicht weiß, von welcher Seite der Driftzelle die Elektronen auf den Draht gekommen sind, gibt es zu jedem Punkt noch einen sogenannten Spiegelpunkt und daher zu jeder Spur noch eine Spiegelspur. Ob das Teilchen links oder rechts an der Zählebene vorbeilief, kann danach bei der Spurrekonstruktion entschieden werden. Die z - Koordinate wird durch die Ladungsteilung auf die rechte und linke Ausleseseite bestimmt.

Die Spurerkennung – Track Following

Die Methode der lokalen Spurrekonstruktion wird verwendet, um die Teilchenspuren zu rekonstruieren. Die Methode arbeitet in der transversalen Ebene der CDC. Sie benutzt nur die x - y - Koordinaten. Begonnen wird mit den Drähten der CDC, die am weitesten vom Target entfernt sind. Dort sucht sich der Algorithmus drei Punkte heraus, die auf einem Kreis liegen. Dieser Kreis muß sehr nahe am Vertex bei x = y = 0 verlaufen, um akzeptiert zu werden. Ist solch ein Kreis gefunden, testet das Programm, ob weiter innen liegende Punkte ebenfalls zu dem Kreis gehören. Werden weitere dem Kreis zugehörige Punkte gefunden, wird der Kreisfit wiederholt, wobei jetzt auch diese neu gefundenen Punkte berücksichtigt werden. Dieser Vorgang setzt sich solange fort, bis die innersten Drähte der CDC erreicht sind. Die Punkte, die einem Kreis zugeordnet werden, werden dann als Punkte einer Teilchenspur angesehen.

Die die CDC durchquerenden Teilchen beschreiben in ihr eine Helix. Das Magnetfeld zwingt die Teilchen in der x - y - Ebene auf eine Kreisbahn, die durch die Überlagerung mit der longitudinalen Bewegung zur Schraubenlinie wird. Abbildung 2.4 zeigt eine zentrales Ereignis in der CDC in der Projektion auf die x - y - Ebene.

Zur Bestimmung des Krümmungsradius R und des Polarwinkels θ wird eine Helix an die von den Spurerkennungsprogrammen gefundene Punktkette und die

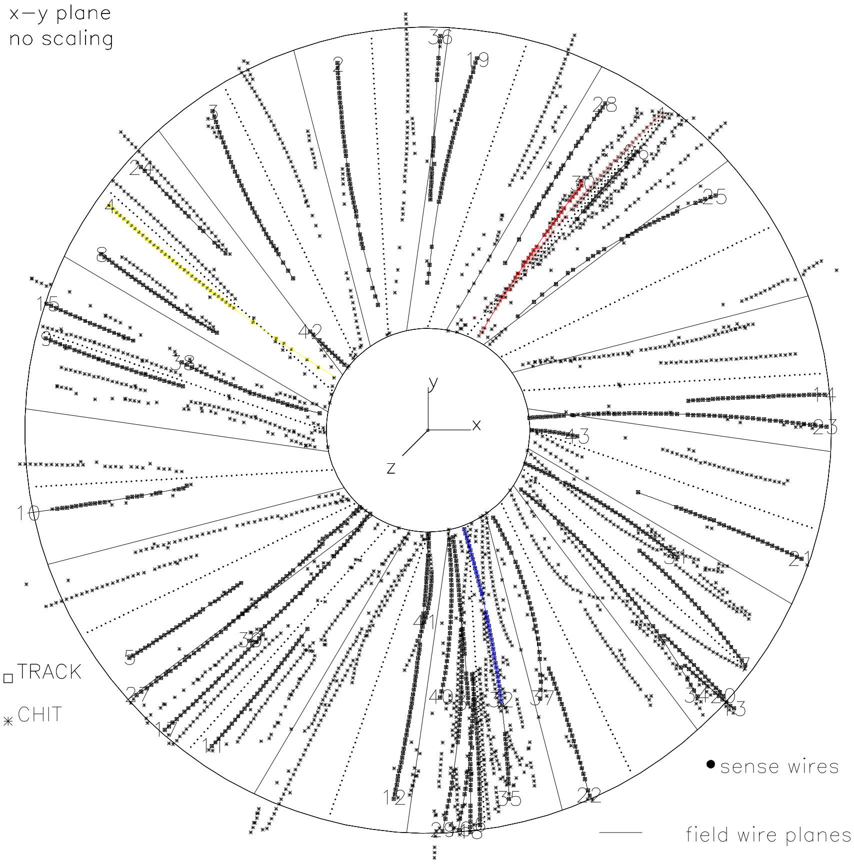

Abbildung 2.4: xy – Projektion eines Ereignisses in der CDC (Reaktion Au + Au bei 250 AMeV). Die vom Target stammenden Spuren sind Teilchenspuren und werden mit den durchgezogenen Linien gekennzeichnet. Hier wurden 43 Teilchenspuren nachgewiesen. Aufgrund einer Reduktion der Verstärkungsspannug (Up) der inneren 30 Drähte befinden sich viele Kurzspuren, die meistens zu leichten Teilchen gehören(siehe 2.2). Die übrigen Punkte sind Spiegelpunkte.

Targetposition (0,0,0) angepaßt. Der Transversalimpuls einer Spur ergibt sich aus ihrem Krümmungsradius R und dem angelegten Magnetfeld (0.6 T):

$$\frac{p_t}{q} = \frac{BR}{3.33}$$

$p_t = Transversalimpuls\ des\ Teilchens\ in\ GeV/c$,
$q = Ladung\ des\ Teilchens$,
$R = Radius\ in\ Meter$,
$B = in\ der\ CDC\ herrschendes\ Magnetfeld\ in\ Tesla$.

Anhand der Parameter der Schraubenlinie läßt sich der Polarwinkel θ_{lab} bestimmen. Damit ergibt sich für den totalen Impuls im Laborsystem

$$p = \frac{p_t}{sin(\theta_{lab})}$$

Indem man dE/dx gegen den Impuls aufträgt, ist eine Teilchenidentifizierung möglich.

2.3.2 Nachweis der IMFs und der leichten Teilchen mit der CDC

Um gleichzeitig die IMFs und die leichten Teilchen mit der CDC nachzuweisen, wurde die Verstärkungspannung (Potentialspannung) der inneren 30 Zähldrähte (U_p^i) reduziert, um diese Zähldrähte für den Nachweis der IMFs und die äußeren 30 Zähldrähte für den Nachweis leichter Teilchen benutzen zu können. Nach zahlreichen Testmessungen wurden folgende Kombinationen der Potentialspannung (U_p^i und U_p^o) für die Clusterexperimente 1994 gewählt:

Reaktionen	$E_{lab}(MeV/A)$	$U_p^i(KV)$	$U_p^o(KV)$	$U_d(KV)$
Ni+Ni,Xe+CsI,Au+Au	90, 150, 250	1.1	1.55	15
Ni+Ni,Xe+CsI,Au+Au	400	1.15	1.6	15

Um die möglichen Nachteile dieses Betriebsart zu untersuchen, wurde eine Simulation mit dem GARFIELD – Code durchgeführt [SCH96]. Simulierte Spannungsverleilung und das Driftfeld ist in Abbildung 2.5 und Abbildung 2.6 dargestellt.

Wie in Abbildung Abbildung 2.6 gezeigt, sind die Driftlinien im Bereich der inneren 30 Zähldrähte und äußeren 30 Zähldrähte nicht parallel. Außerdem sind folgende direkten Konsequenzen dieser Betriebsart der CDC zu sehen: Der Gasverstärkungsfaktor der innersten 26 Zähldrähte unterscheidet sich vom dem der äußersten 26 Zähldrähte (Abbildung 2.5) und es wird schwierig, den Gasverstärkungsfaktor der in dem sogenannten Übergangsbereich liegenden Zähldrähte (von 25 bis 35, insbesondere Zähldrähte 30 , 31) zu berechnen. Dies muß bei der Berechnung des mittleren Energieverlustes pro Wegstrecke der Spur($< dE/dx >$) beachtet werden (siehe 2.3.1). Weiterhin wird bei dieser Betriebsart das elektrische Feld beeinflußt, von dem die Driftgeschwindigkeit $\vec{V_d}$ und der Lorentz-Winkel abhängen [KLE86]. Deshalb soll die Driftgeschwindigkeit und der Lorentz-Winkel für diese Betriebsart kalibriert werden. Im folgenden wird das verwendete Eichverfahren beschrieben.

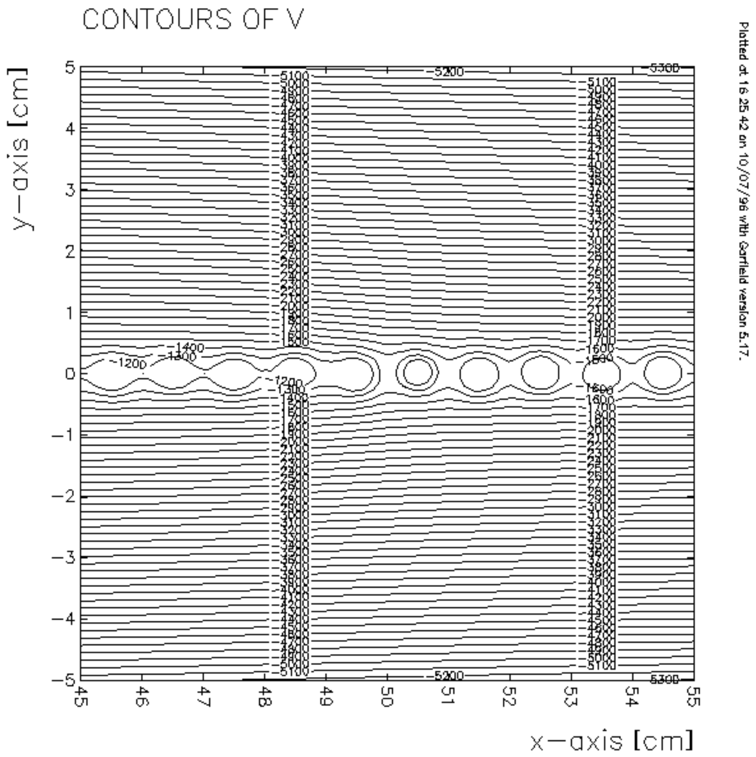

Abbildung 2.5: Spannungsfeld simuliert mit GARFIELD. Ausschnitt eines Sektors der CDC. Die Werte an der x– und y–Achse geben die Dimensionen in cm an. Ein Sektor ist etwa 60 cm lang, etwa 2 x 4 cm breit am inneren Rand, etwa 2 x 15 cm breit am äußeren Rand. Die Abbildung zeigt ein 10 cm langes und jeweils 5 cm breites Stück links und rechts von der Anodendrahtebene breites Stück in der Mitte eines Sektors (Signal drähte 25 bis 35).

2.3.3 Die Kalibration der CDC

Die Kalibration der CDC ist eine sehr komplexe und zeitaufwendige Aufgabe, da es viele Kalibrationskonstanten [BES96] zu bestimmen gibt. Das gilt insbesonders für dem Betrieb der CDC in der oben beschriebenen Betriebsart. In diesem Kapitel werden nur die wichtigsten Kalibrationskonstanten beschrieben.

Bestimmung des globalen Zeitnullpunkts, der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels

Eine der bekannten Methoden zur Bestimmung von Kalibrationskonstanten ist das Verfahren , die Eigenschaft des Meßvorgangs zu nutzen. Diese Methode wird verwendet, so daß alle drei Parameter, ohne weitere Daten von anderen Detektoren, nur mit denen der CDC geeicht werden.

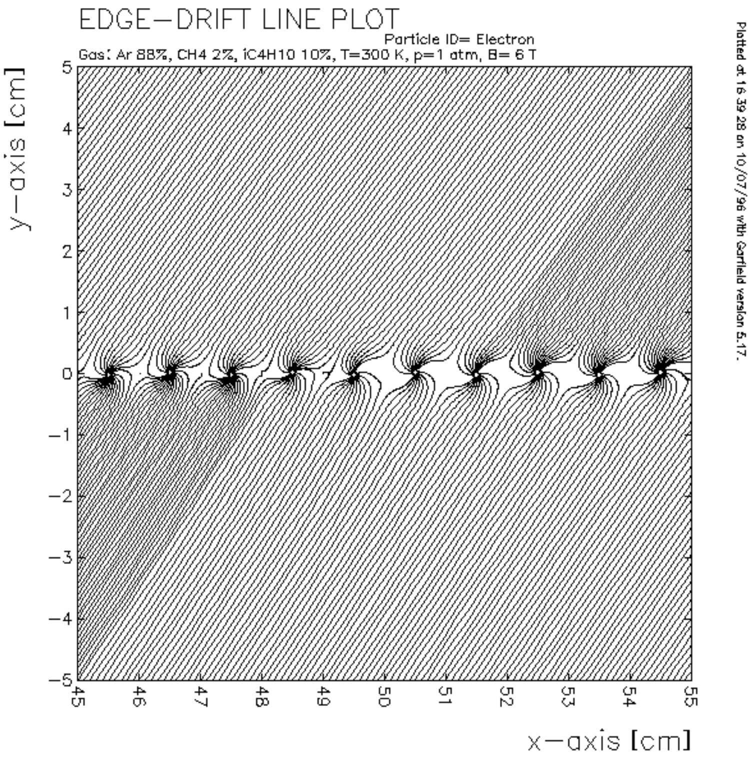

Abbildung 2.6: Driftfeld simuliert mit GARFIELD. Die Linien stellen mögliche Driftwege für die beim Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen dar. Die Positionen von 10 Anodendrähten (Signaldrähten) sind an den verdichteten Driftwegen zu erkennen.

Die Berechnung der Koordinaten des Spurpunkts anhand der gemessenen Driftzeit ist von drei Parametern abhängig: dem Zeitnullpunkt, der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentz-Winkel. Der globale Zeitnullpunkt ist der Parameter, auf den die gemessene Driftzeit korrigiert werden muß ($T_0 = t_{trig} - t_0$). Die Koordinaten der Spurpunkte werden anhand der im letzten Kapitel gegebenen Formeln berechnet und die Spuren werden mit der Track Following Routine rekonstruiert.

Die Auswirkung eines falschen Zeitnullpunkts ist besonders deutlich an Spuren zu erkennen, die eine Zähldrahtebene durchqueren (Abbildung 2.7 (A)). Da die Driftstrecken auf der linken und auf der rechten Seite der Ebene systematisch falsch berechnet werden, weist die Spur in der Ebene einen Versatz auf. Mit einem falsch kalibrierten Lorentz-Winkel bzw. einer falsch kalibrierten Driftgeschwindigkeit werden die Spuren, die zwei CDC – Sektoren schneiden, an der Sektorgrenze unstetig (Abbildung 2.7 (B)).

Die Parameter werden in einem iterativen Verfahren bestimmt: Es werden Spuren ausgewählt, die auf den entsprechenden Parameter besonders sensitiv sind. Die

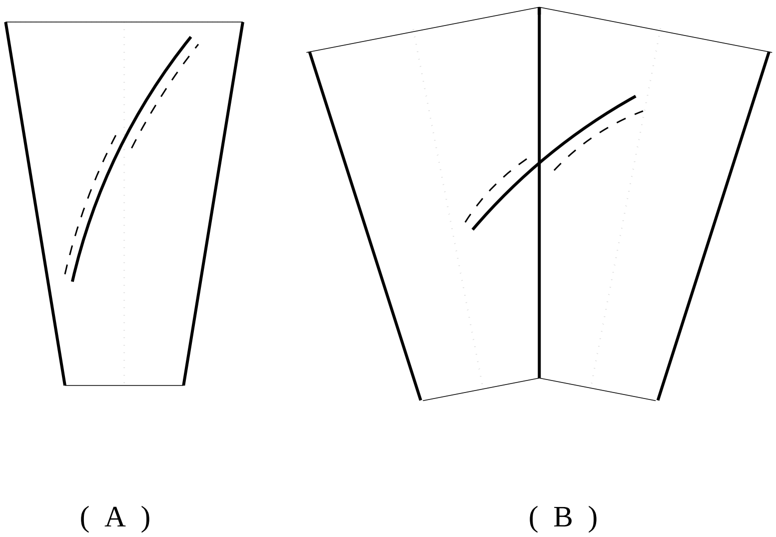

Abbildung 2.7: Auswirkung eines falsch kalibrierten Zeitnullpunkts (A), einer falsch gewählten Driftgeschwindigkeit und eines falsch gewählten Lorentz-Winkel (B): Die Spuren werden verzerrt (gestrichelte Linien). Mit der korrekten Kalibrationskonstanten laufen die Spuren kontinuierlich durch Zähldrahtebene (A) und Sektorgrenze (B) (die massive Linien).

Spurpunkte dieser Spuren werden herausgegriffen. Der Parameter wird variiert und für jeden Parametersatz werden die Koordinaten der Spurpunkte neu berechnet und ein Kreisfit durchgeführt. Der Parametersatz, für den die geringste Abweichung der Punkte vom Kreisfit erzielt wurde, wird festgehalten.

Da Driftgeschwindigkeit und der Lorentz-Winkel mit diesem Verfahren nur korreliert bestimmt werden können, werden sie gemeinsam bestimmt. Für den Lorentz-Winkel wird von einem berechneten Wert ausgegangen und danach die Driftgeschwindigkeit mit dem ausgewählten Lorentz-Winkel und dem bestimmten Zeitnullpunkt durch das gleiche Verfahren wie zur Bestimmung des Zeitnullpunkts bestimmt. Danach wird der Lorentz-Winkel von $31.0°$ bis $34.0°$ in Schritten von $0.5°$ variiert. Für jeden Wert wird die entsprechende Driftgeschwindigkeit bestimmt. Das Wertepaar, für das die geringste Abweichung gefunden wurde, wird festgehalten. Diese Optimierung wird für viele Spuren durchgeführt, dann wird der Mittelwert der entsprechenden Parameter ermittelt.

Um den möglichen Einfluß der verschiedenen Verstärkungspannungen im inneren- und äußeren Bereich der CDC zu untersuchen, wurden die Driftgeschwindigkeit und der Lorentz-Winkel für die inneren 30 Zähldrähte, die äußeren 30 Zähldrähte und die ganzen 60 Zähldrähte separat bestimmt. Tabelle 2.1 zeigt die bestimmten Werte. Die Unterschiede zwischen den so bestimmten Werten (V_d,)

α_L	60 Drähte	30 Drähte(äußere)	30 Drähte(innere)
31.0	43.56± 0.22	43.74± 0.16	43.57± 0.23
31.5	43.72± 0.22	43.65± 0.14	43.73± 0.13
32.0	43.90± 0.23	43.85± 0.16	43.91± 0.23
32.5	44.08± 0.23	44.05± 0.17	44.09± 0.24
33.0	44.26± 0.23	44.25± 0.14	44.27± 0.24
33.5	44.44± 0.23	44.46± 0.15	44.46± 0.24
34.0	44.62± 0.23	44.68± 0.12	44.64± 0.24

Tabelle 2.1: Die kalibrierten Driftgeschwindigkeiten (Einheit:um/ns) für die Kombination der Verstärkungsspannug $U_p^i = 1.1\ KV \quad /U_p^o = 1.55\ KV$.

	$T_0(\mu s)$	$V_d(\mu m/ns)$	α_L
$U_p^i = 1.1, U_p^o = 1.55$	177 ± 16	44.1 ± 0.3	$32.5°$

Tabelle 2.2: Die Kalibrationskonstanten, die in der Datenanalyse verwendet wurden.

sind sehr gering, so daß sie als gleich betrachtet werden können. Anhand des Minimums der Standardabweichung (χ^2) wird der Lorentz-Winkel zu $32.5°$ bestimmt. Anhand der Kalibrationen wurden die in Tabelle 2.2 genannten Kalibrationskonstanten in der Datenanalyse verwendet.

Überprüfung des globalen Zeitnullpunkts, der Driftgeschwindigkeit und des Lorentz-Winkels

Es is wichtig, die bestimmten Konstanten (Zeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit, Lorentz-Winkel) zu überprüfen. Analog zur anfänglichen Bestimmung der Konstanten, können die Werte mit gemessenen Teilchenspuren überprüft werden. Dafür wird die Residuenverteilung (D_{xy}, Verteilung des mittleren Abstands zwischen Treffer und angepaßter Spur) in Abhängigkeit von der Driftstrecke untersucht.

Abweichungen bei sehr kleinen oder großen Driftstrecken lassen darauf schließen, daß die Kalibration, die vorgenommen wurde, nicht korrekt war. Als Beispiele werden die Residuenverteilung gegen Driftstrecke für kleine (Draht - Nr. 5) und große Driftstrecken (Draht - Nr. 55) in Abbildung 2.8 und Abbildung 2.9 dar-

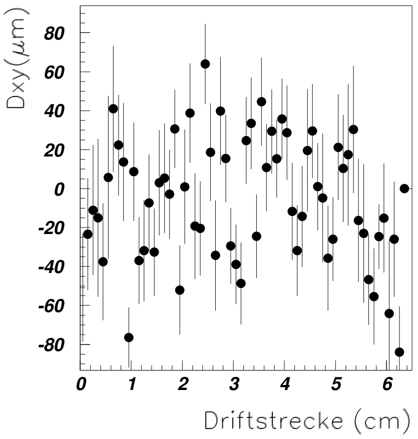

Abbildung 2.8: Residuenverteilung der 5. Drähte gegen Driftstrecke (Kalibrationskonstanten aus Tabelle 2.2). Die Daten entstammen Ni + Ni Reaktionen bei 250 AMeV.

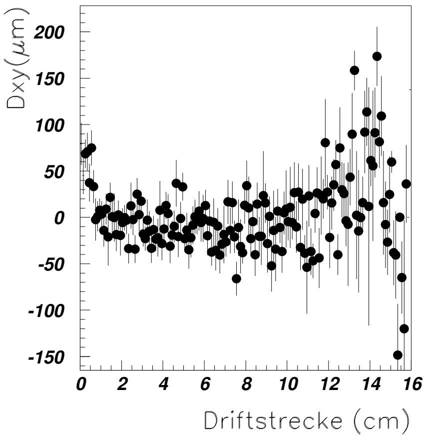

Abbildung 2.9: Residuenverteilung der 55-sten Drähte gegen Driftstrecke (Kalibrationskonstanten aus Tabelle 2.2). Die Daten entstammen Ni + Ni Reaktionen bei 250 AMeV.

gestellt. Die Verschiebungen ($\pm 20 \mu m$) sind so gering, daß die vorgenommenen Kalibrationskonstanten als korrekt angesehen werden können. Die Residuenverteilung, mit der man die Ortsauflösung der CDC in Driftrichtung definieren kann, ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Sie beträgt $\sigma = 790\ \mu m$.

Kalibration der Z – Koordinate

Die z - Koordinate der Spurpunkte wird durch die Aufteilung der auf dem Zähldraht deponierten Ladung auf die linke (Q_L) und die rechte Ausleseseite (Q_R) bestimmt [HÄF95]:

$$z = \frac{l_{eff}}{2} \cdot \frac{f_R \cdot Q_R - f_L \cdot Q_L}{f_R \cdot Q_R + f_L \cdot Q_L}$$

$f_L = Korrekturfaktor\ des\ Ladungswertes\ Q_L,$
$f_R = Korrekturfaktor\ des\ Ladungswertes\ Q_R,$

Bei der Bestimmung der Ladungen Q_L und Q_R muß der eventuell unterschiedliche, individuelle Verstärkungsfaktor der beiden Vorverstärker berücksichtigt werden (siehe Kalibration von dE/dx). Die erreichte Auflösung der z – Koordinaten ist 7.7 cm (RMS), wie in Abbildung 2.11 dargestellt.

Um die z – Koordinate besser zu bestimmen, wird die Informationen von externen Detektorkomponenten (Plastik – Barrel Detektoren) verwendet (siehe CDC -

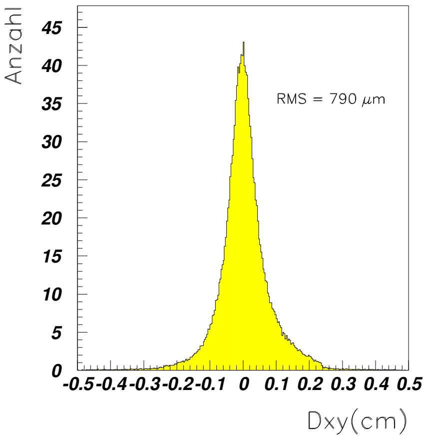

Abbildung 2.10: Ortsauflösung der CDC in Driftrichtung.

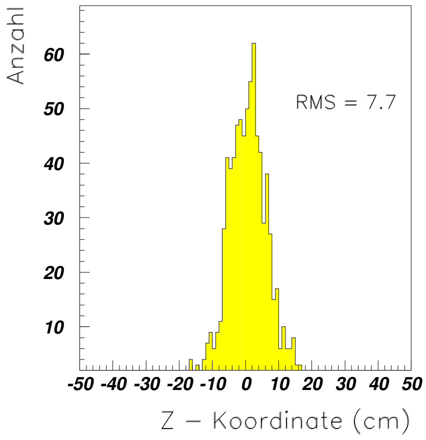

Abbildung 2.11: Auflösung der z - Koordinate der CDC: Dargestellt ist die Überlagung aller 960 Zähldrähte in Au + Au 250 AMeV

Barrel Spurzuordnung). Die Übereinstimmung der z – Koordinate, die von beiden Detektoren $separat$ bestimmt werden, wird als ein wichtiges Kriterium verwendet. Abbildung 2.12 zeigt die Projektion der CDC zusammen mit dem Barrel - Detektor auf eine Ebene parallel zur Strahlachse.

Die von der CDC – Spur zu den Barrel - Streifen extrapolierte z - Koordinate wird mit Z_h bezeichnet. Die z - Koordinate, die durch die $separate$ Kalibration des Barrel - Detektors direkt bestimmt wird, wird Z_s genannt. Im folgenden werden die kalibrierten Ladungswerte (Q_L und Q_R) korrigiert, um die von Barrel - Detektoren bestimmte z - Koordinate in Übereinstimmung zu bringen (siehe 2.4). Bei einer guten Übereinstimmung der beiden Kalibrationen soll die Differenz zwischen Z_h und Z_s sehr gering sein d.h. $Z_s - Z_h \sim 0$. Außerdem müssen die Symmetrie der endgültigen Rapiditätsverteilung der Teilchen und die Targetposition bei der Bestimmung der beiden Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Für die symmetrischen Reaktionssysteme Ni + Ni und Au + Au soll die Rapiditätsverteilung im Schwerpunktsystem über $\theta_{cm} = 90°$ symmetrisch sein (Aufgrund der Absorption des Targets wird ein Minimum um $\theta_{lab} = 90°$ in der Winkelverteilung im Laborsystem auftreten). Unter diesen Anfordungen wurden die Korrekturfaktoren für Ni + Ni, Xe + CsI und Au + Au Reaktionen bestimmt. Als Beispiel sind die Verteilung der Differenz zwischen Z_h und Z_s und die Winkelverteilung im Laborsystem für Au + Au Reaktionen bei 250 AMeV in Abbildung 2.13 und 2.14 dargestellt. Der mittlere Wert der Differenz $Z_s - Z_h$ ist $\sim 2\ cm$ und die Targetposition, erkennbar am $Schatten$ in der Verteilung, befindet sich bei $\sim 90°$. Die Korrekturfaktoren,

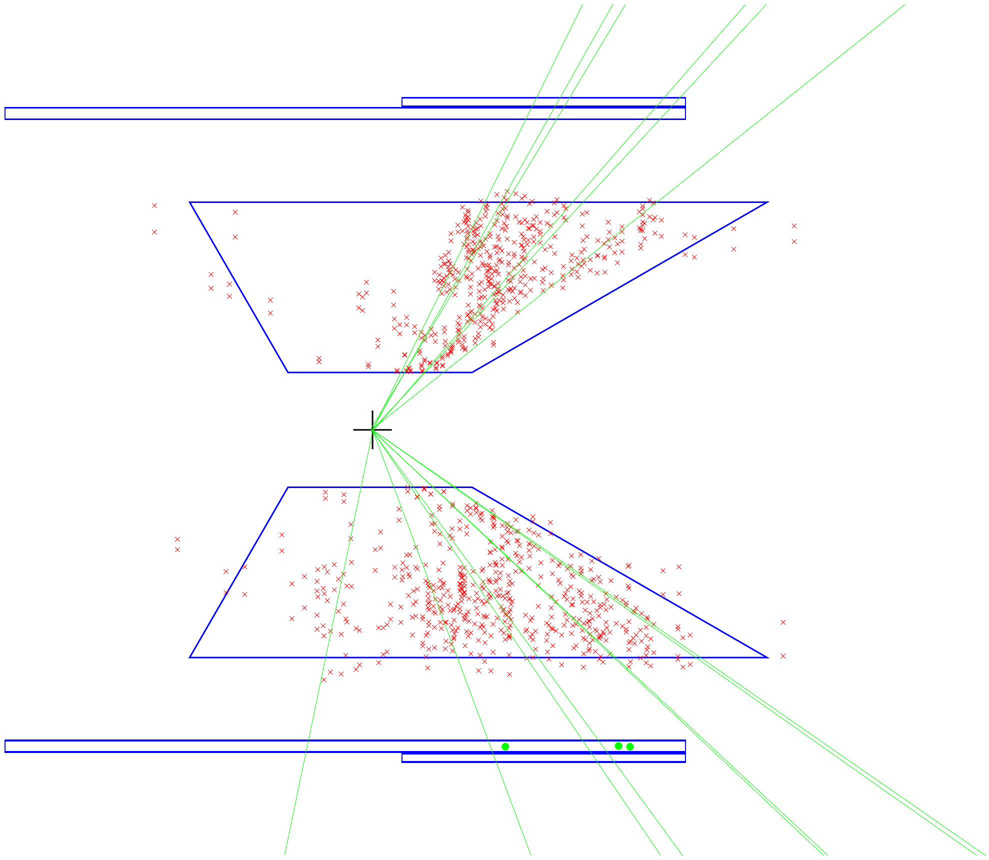

Abbildung 2.12: rz - Ansicht der CDC zusammen mit dem Plastikbarrel. Die Treffer in der CDC (Kreuze) sind zusammen mit der Spuren ausgebildet. Drei Teilchenspuren haben einen Barrel – Szintillator – Streifen getroffen (drei Punkte), der auch gefeuert hat.

die durch dieses Verfahren bestimmt wurden, sind

$$f_L = 1.03 \quad und \quad f_R = 0.97$$

Wie bei der Überprüfung des globalen Zeitnullpunkts, der Driftgeschwindigkeit und des Lorentz-Winkels lassen sich die Kalibration der z – Koordinate mit z – Residuenverteilung (D_{rz} Verteilung des mittleren Abstands zwischen Treffer und angepaßter Spur in der r - z Ebene) in Abhängigkeit von der z – Position überprüfen. Eine solcher Test für die oben beschriebene z – Kalibration wird in Abbildung 2.15 gezeigt. Die Orstauflösung in z - Richtung ist mit der Ortsauflösung der CDC, die mit normaler Betriebsart (U_p = 1.6 KV für alle 60 Zähldrähte) beträgt, fast identisch [BES96].

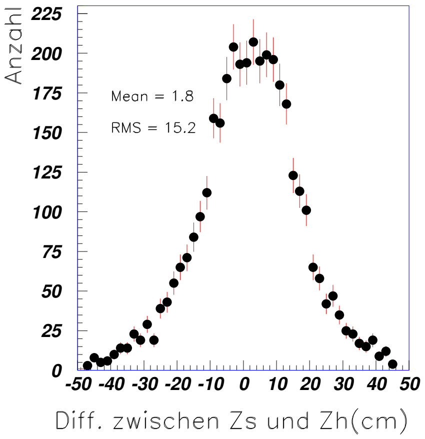

Abbildung 2.13: Die Verteilung der Differenz zwischen Z_h und Z_s mit $f_L = 1.03$ und $f_R = 0.97$ (Au + Au Reaktion bei 250 AMeV).

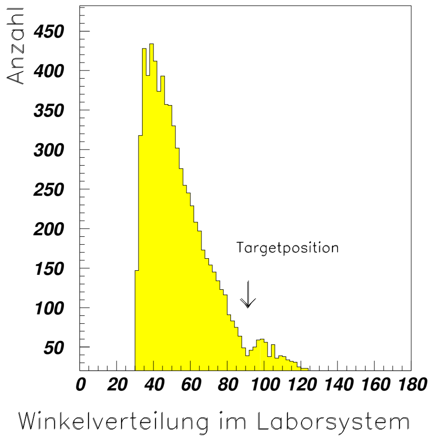

Abbildung 2.14: Die Winkelverteilung aller Fragmente im Laborsystem mit $f_L = 1.03$ und $f_R = 0.97$ (Au + Au Reaktion bei 250 AMeV).

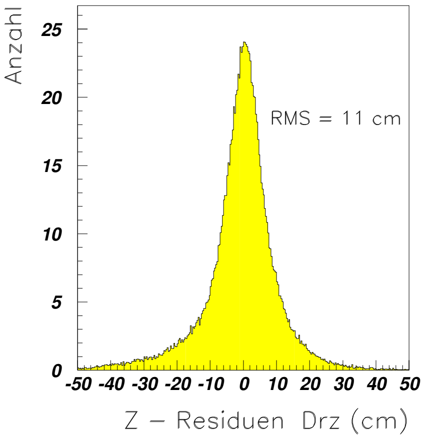

Abbildung 2.15: Ortsauflösung der CDC in z - Richtung.

Kalibration von dE/dx

Zur Identifikation der Teilchen ist die Kenntnis des Energieverlustes pro zurückgelegter Wegstrecke dE/dx der Spur notwendig. Dieser Abschnitt beschreibt die Berechnung des mittleren Energieverlustes einer Teilchenspur, die Bestimmung der dafür notwendigen Kalibrationskonstanten (individueller Verstärkungsfaktor der Vorverstärker) und die Ergebnisse der Kalibration.

Der Energieverlust eines Ionisationspunktes wird durch die Ladungsdeposition auf dem entsprechenden Zähldraht bestimmt. Es gilt

$$E_{punkt} = c_r \cdot c_{r1} \cdot Q_r + c_l \cdot c_{l1} \cdot Q_l = Q_R + Q_L$$

$Q_r \; und \; Q_l = Ladung \; des \; linken \; und \; rechten \; Auslesekanals,$
$c_r \; und \; c_l = Proportionalit\ddot{a}tsfaktoren \; des \; rechten \; und$
$linken \; Vorverst\ddot{a}rkers,$
$c_{r1} \; und \; c_{l1} = Die \; Korrekturfaktoren \; f\ddot{u}r \; den \; Overflow, der$
$durch \; zu \; hohe \; Verst\ddot{a}rkungsspannungen \; verursacht \; wurde$
[AND96].

Die auf den Signaldrähten deponierten Ladungen dE/dx sind nicht gaußförmig um den Mittelwert verteilt, sondern folgen einer asymmetrischen Landau-Verteilung [GOG95]. Zur Verbessung der Energieauflösung wird folgendes iterative Verfahren verwendet, um eine stabile Größe für den mittleren Energieverlust eines Teilchens zu erhalten. Aufgrund der diskutierten Schwierigkeit, die Verstärkungsfaktoren im sogenanten Übergangsbereich zu bestimmen, werden die Energieverluste von in diesem Bereich liegenden Zähldrähten zur Berechnung des Energieverlustes pro Wegstrecke nicht verwendet. Zuerst wird nach folgender einfacher Annahme

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{f_{in} \cdot \sum_{i=1}^{n1} E_{punkt}(i) + \sum_{j=1}^{n2} E_{punkt}(j)}{n1 + n2} = \bar{E}$$

$n1 \; = Anzahl \; der \; Punkte \; im \; inneren \; Bereich \; (von \; Z\ddot{a}hldraht \; 1 \; bis \; 25)$
$der \; Spur,$
$n2 \; = Anzahl \; der \; Punkte \; im \; \ddot{a}u\ss eren \; Bereich \; (von \; Z\ddot{a}hldraht \; 35 \; bis \; 60 \;)$
$der \; Spur,$
$E_{punkt}(i) \; = Energieverlust \; des \; i-ten \; Punktes \; der \; Spur$
$im \; inneren \; Bereich,$
$E_{punkt}(j) \; = Energieverlust \; des \; j-ten \; Punktes \; der \; Spur$
$im \; \ddot{a}u\ss eren \; Bereich,$
$f_{in} \; = Der \; Korrekturfaktor \; des \; Energieverlustes \; f\ddot{u}r \; die$
$inneren \; Z\ddot{a}hldr\ddot{a}hte, die \; durch \; niediger \; Verst\ddot{a}rkungsspannung$
$in \; diesem \; Bereich \; verursacht \; wurden.$

der mittlere Energieverlust ermittelt. Gleichzeitig wird die Standardabweichung $\sigma(\bar{E})$ von $\bar{E}$ berechnet. Im zweiten Schritt werden nur die Punkte betrachtet, deren Energieverlust E_{punkt} weniger als $\sigma(\bar{E})$ vom mittleren Energieverlust $\bar{E}$ abweicht, d.h. für die gilt:

$$|E_{punkt} - \bar{E}| \leq \sigma(\bar{E})$$

Das Verfahren wird wiederholt, bis das Verhältnis $E_{punkt}/\bar{E}$ für alle 960 Zähldrähte praktisch konstant ist. Dadurch werden gleichzeitig die individuellen Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker bestimmt. Das ermittelte $\bar{E}$ wird als Energieverlust pro

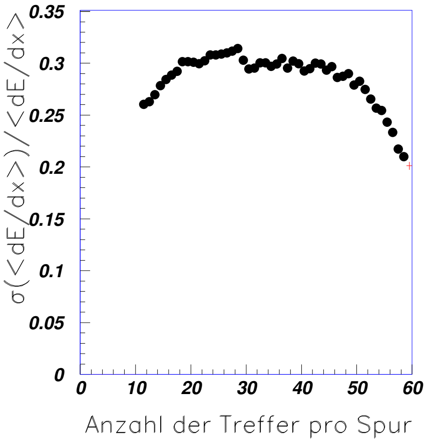

Abbildung 2.16: Energieauflösung als Funktion der Trefferzahl pro Teilchenspur.

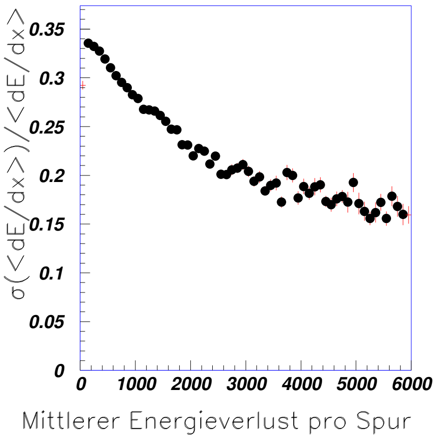

Abbildung 2.17: Energieauflösung als Funktion der mittleren Pulshöhe pro Teilchenspur.

Wegstrecke $< dE/dx >$ der Spur angesehen. Die Energieauflösung als Funktion der Hits pro Teilchenspur und als Funktion der mittleren Pulshöhe pro Teilchenspur sind in Abbildung 2.16 und Abbildung 2.17 dargestellt. Die Energieauflösung beträgt $\sim 30\%$, was dem Designwert von etwa 10% nicht entspricht.

Abbildung 2.18 zeigt die Abhängigkeit des gemessenen mittleren Energieverlusts pro Wegstrecke $< dE/dx >$ vom Impuls p. Im Bild sind deutlich die einzelnen Äste verschiedener Teilchen (M = 1, 2, 3, 4) zu erkennen. Der Nachweis einzelner Isotope schwerer als α – Teilchen ist nicht möglich, wie der Vergleich mit den Erwartungen gemäß der Bethe – Bloch'schen Energieverlustkurve zeigt. Trotzdem können die Teilchen mit M = 6, 7 von α Teilchen und anderen schweren Teilchen ($M > 7$) separiert werden.

Durch Interpolation zwischen den verschiedenen Bethe – Bloch – Kurven wird die Masse (M_{cdc}) bestimmt. Die so bestimmte Massenverteilung der geladenen Teilchen wird in Abbildung 2.19 gezeigt. In der Darstellung sind Teilchen mit M = 1 (Protonen), M = 2 (Deuteronen), M = 3 (Tritonen und ^3He), M = 4 (α) deutlich zu erkennen. Die Teilchen mit M = 6, 7 lassen sich auch erkennen, obwohl die Auflösung nicht so gut wie für leichte Teilchen ist. Um Tritonen und ^3He zu separieren, wird die CDC – Barrel Spurzuordnung verwendet (zusätzliche Flugzeitmessung).

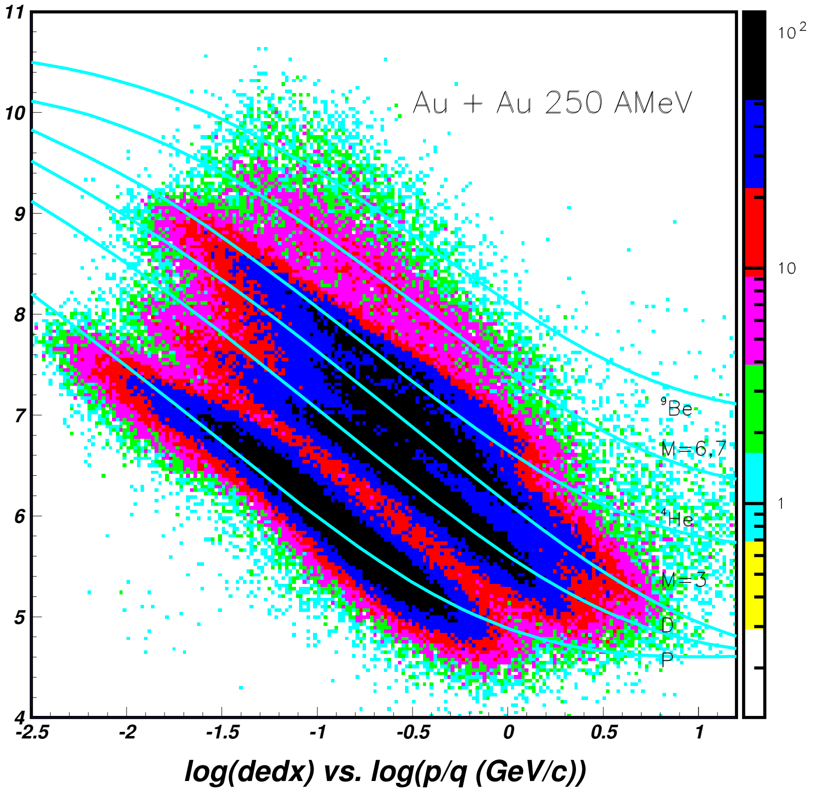

Abbildung 2.18: Energieverlust der Teilchen in der CDC aufgetragen über dem durch die Ladung dividierten Impuls. Die durchgezogenen Linien zeigen die Bethe – Bloch – Kurven. Die Daten entstammen der Reaktion Au + Au bei 250 AMeV.

2.3.4 CDC - Barrel Spurzuordnung – Matching

Das Plastikbarrel alleine liefert nicht genug Information, um Teilchenspuren zu definieren. Statt dessen müssen die vom Track Following rekonstruierten CDC Spuren zu den Barrel - Streifen extrapoliert werden. Die so bestimmten *theoretischen* Barrel – Einschläge werden dann unter bestimmten Kriterien gemessenen Treffern im Barrel – Detektor zugeordnet. Damit ist eine sogenannte gute Anpassung definiert. Die Prozedur wird im folgenden auch als *matching* bezeichnet. Eine genaue Beschreibung der Spurzuordnung findet sich in [BES96]. Hier werden nur das Prinzip der Teilchenidentifizierung und das Ergebnis für Au + Au Reaktionen bei 250 AMeV beschrieben.

Abbildung 2.20 zeigt die Projektion der CDC zusammen mit dem Barrel –

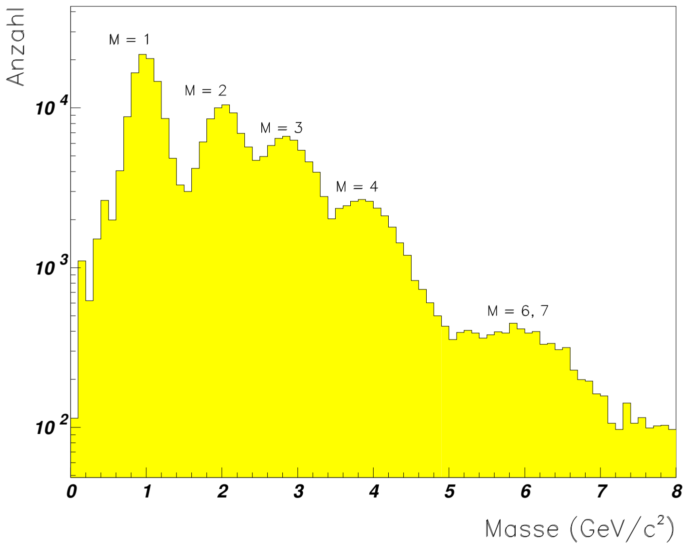

Abbildung 2.19: Verteilung der Massen geladener Teilchen in der CDC. Die Daten entstammen der Reaktionen Au + Au bei 250 AMeV.

Detektor. Wie bereits früher erwähnt, war der Barrel - Detektor zu einem Drittel für diese Strahlzeit fertiggestellt, vier Module in der oberen Hälfte, fünf Module in der unteren. In Abbildung 2.20 sind die Treffer in der CDC zusammen mit ihren Spiegelpunkten abgebildet. Die erkannten Teilchenspuren sind als Kreisbögen gezeichnet, die von der Targetposition auf der Strahlachse ausgehen. Eine Reihe von gefundenen guten Anpassungen sind zu sehen. Rechts oben hat eine Teilchenspur einen Barrel – Streifen getroffen, der auch angesprochen hat (Vier weitere gute Anpassungen sind zu sehen). Auf diese Weise wird eine Anpassung gefunden, und die Flugzeit – Information (ΔT_{barrel}) kann der Teilchenspur zugeordnet werden. Mit der geometrisch definierten Flugstrecke (L) kann dann eine Teilchengeschwindigkeit

$$V_t = \frac{L}{\Delta T_{barrel}}$$

berechnet werden. Mit Hilfe des durch die CDC rekonstruierten Impulses (P_{cdc}) ist es möglich, eine Masse (M_{barrel}) zu bestimmen.

$$\frac{M_{barrel}}{Z} = \frac{P_{cdc}}{V_t}$$

$Z = Ladung\ des\ Teilchens.$

Die Masse ist also eine zusätzliche Information, da sie auch mit der CDC allein bereits bestimmt werden kann. Durch eine Darstellung der Masse aus der CDC

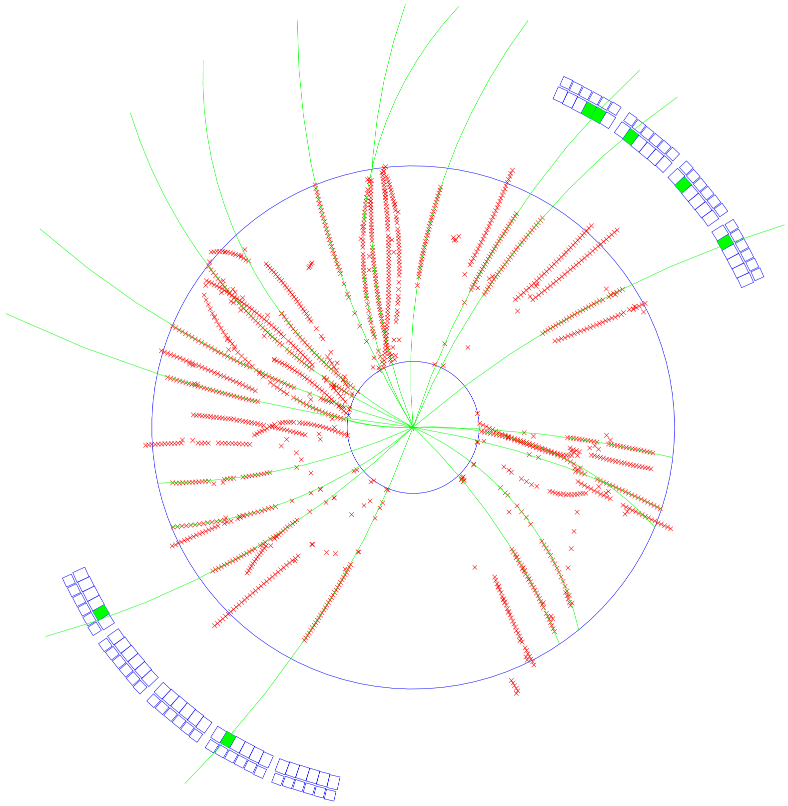

Abbildung 2.20: xy – Ansicht der CDC zusammen mit dem Plastik - Barrel. Die von der Targetposition stammenden Teilchenspuren werden durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet. Die Treffer in der CDC werden mit Kreuzen entlang der Teilchenspuren gekennzeichnet. Die übigen Kreuze sind Spiegeltreffer. Insgesamt sind fünf Matches zu sehen.

gegen die Masse aus dem Barrel (in Abbildung 2.21), werden Teilchen besser identifiziert. In der Abbildung erscheinen die verschiedenen Teilchensorten als isolierte Häufungen. Wir sehen , daß mit dieser Methode Protonen, Deuteronen und Tritonen deutlicher als mit der CDC allein identifiziert werden. Insbesondere werden ^3He und ^4He besser getrennt.

2.4 Akzeptanz der FOPI - Detektoren

Die Akzeptanz des FOPI – Detektors wird durch den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2N}{dP_t/Mdy^{(0)}}$ für Z = 1 Teilchen aus dem symmetrischen System

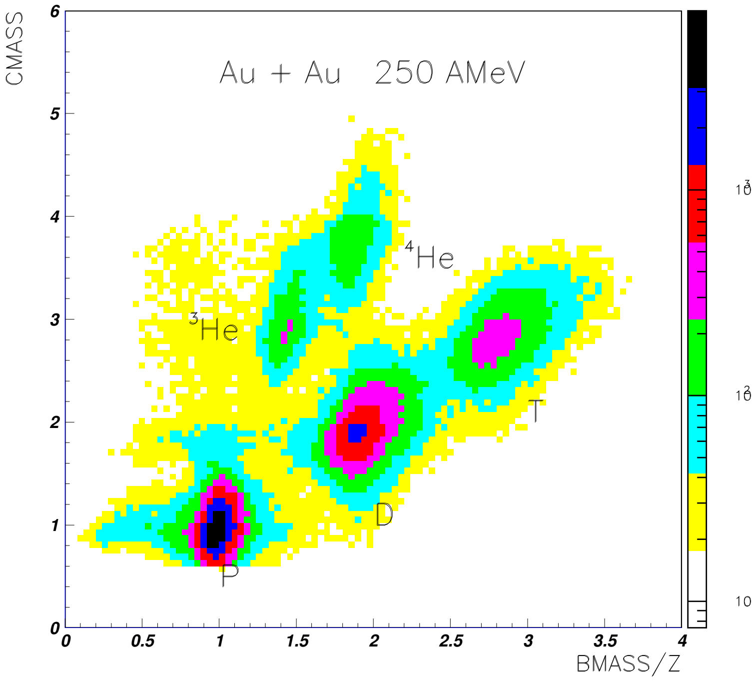

Abbildung 2.21: Masse CDC aufgetragen gegen Masse aus dem Barrel. ^3He und ^4He sind deutlich identifiziert. Die Daten entstammen der Reaktion Au + Au bei 250 AMeV.

Au + Au bei einer Strahlenergie von 250 AMeV gezeigt (Abbildung 2.22). Hier wird die normierte Rapidität $Y^{(0)}$ verwendet, die folgendermaßen definiert ist:

$$Y^{(0)} = Y/Y_{cm} - 1$$

$Ycm = die\ Rapidit\ddot{a}t\ des\ Schwerpunktsystemes\ im\ Labor$. Die Rapidität Y, die ein relativistisches Maß für die Longitudinalgeschwindigkeit ist, ist folgendermaßen definiert:

$$Y = \frac{1}{2} ln \frac{E + P_z}{E - P_z}$$

$E\ ist\ die\ Gesamtenergie,$
$P_z\ die\ Projektion\ des\ Impules\ P\ auf\ die\ Longitudinalrichtung.$
Damit liegt die Targetrapidität bei -1, die Projektilrapidität bei +1 und die Schwerpunktrapidität bei 0, unabhängig von der Strahlenergie und der Masse des untersuchten Systemes.

Die von Targetrapidität ausgehenden Linien sind Linien konstanten Laborwinkels und begrenzen die Beträge verschiedener Subdetektoren des FOPI – Detek-

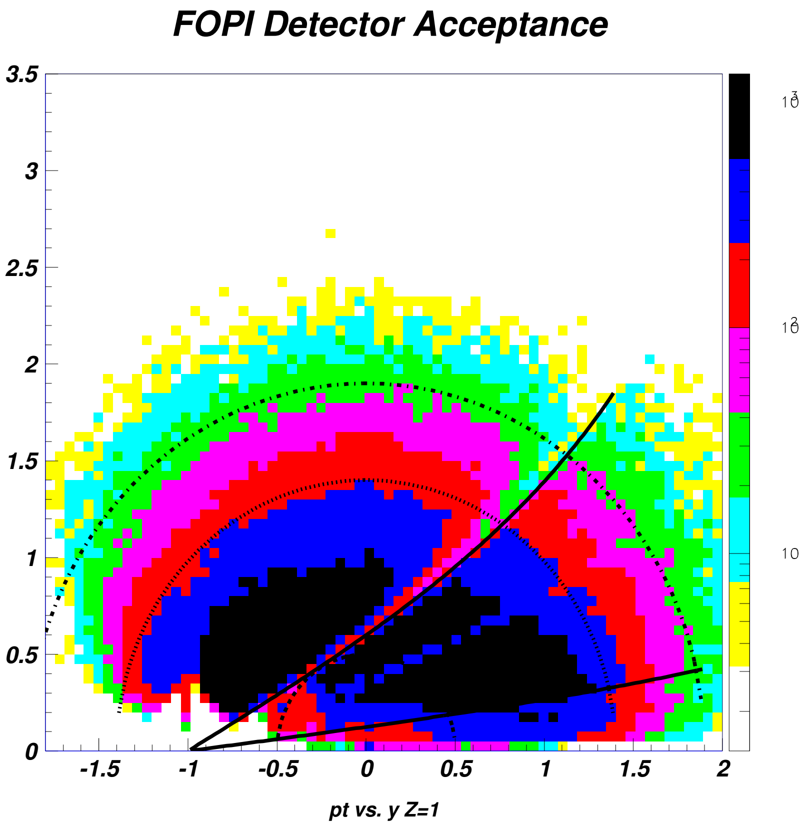

Abbildung 2.22: Die Akzeptanz des FOPI Detektors für das System Au + Au bei einer Strahlenergie von 250 AMeV. Im Bereich von 1.2° bis 30° wird Teilchen mit Z = 1 gezeigt, im Bereich von 30° bis 170° Teilchen der Masse 1, 2, 3. Gezeigt sind Zählraten als Funktion von transversaler Geschwindigkeit p_t/M und norminierter Rapidität $Y^{(0)}$. Die Beiträge der verschiedenen Detektoren von FOPI zur vollen Überdeckung des Phasenraums sind durch Linien konstanten Laborwinkels abgegrenzt.

torsystems. Der Winkelbereich von $1.2°$ bis $30°$ wird mit der inneren - und äußeren Plastikwand, den Ionisationskammern und den Rosace Detektoren abgedeckt, was die Identifizierung schwerer Fragmente bis Z $=$ 15 erlaubt. Die Winkel ab $30°$ werden von der CDC abgedeckt mit einer begrenzten Teilchenidentifizierung (bis M $=$ 6, 7). Dies führt zur vollen Überdeckung des Phasenraums für leichte geladene Teilchen (bis Z $=$ 3). Zum Vergleich sind Linien konstanter Energie einer isotrop emittierenden Quelle bei Schwerpunktrapidität ($Y^{(0)}$) angedeutet.

Kapitel 3

Ergebnisse

Im folgenden werden experimentelle Ergebnisse präsentiert, die im Rahmen dieser Arbeit aus den Messungen von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen bei einer Einschußenergie von 250 AMeV gewonnen wurden. Die wichtige Fragestellung ist die Systemabhängigkeit der sehr zentralen Kollisionen, bzw., die Systemabhängigkeit der Rapiditätsverteilungen, des kollektiven Flußes und der Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente. Zunächst soll die Motivationen der Gliederung des Kapitels beschrieben werden.

In ersten Experimenten der FOPI – Kollaboration mit Au + Au Reaktionen bei Einschußenergien von 100 – 600 AMeV wurde eine Midrapiditätsquelle (Feuerball) der mittelschweren Fragmente bei sehr zentralen Kollisionen nachgewiesen [ALA92]. Anhand der Analyse der kinetischen Energiespektren und der Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente von dieser Midrapiditätsquelle wurden ein radialer Fluß [JOE94] und eine niedrige Entropie [KUH93] festgestellt. Jedoch bleiben viele Fragen über die Eigenschaften der Midrapiditätsquelle zu beantworten:

- Die Form der Midrapiditätsquelle in Au + Au Reaktionen:
  Die Form der Midrapiditätsquelle in Au + Au Reaktionen war, innerhalb der FOPI – Kollaboration, eine stark debattierte Frage. Da die Azimuthalwinkelabhängigkeit für zentrale Kollisionen infolge der weniger ausgeprägten Reaktionsebene gering ist, wird die Frage auf die Polarwinkelverteilung $dN/dcos(\theta_{cm})$ reduziert. Einerseits sagen verschiedene theoretische Modelle verschiedene Formen der Midrapiditätsquelle voraus (BUU von Danielewicz [DAN92, DAN95] und QMD von Konopka [KON94] sagen eine wesentlich größere transversale als longitudinale Expansion voraus, während IQMD von Hartnack [HAR93] eine isotrope Expansion voraussagt). Anderseits ist ein direkter Vergleich mit Experimentdaten infolge der Akzeptanzbeschränkung $\theta_{lab} < 30°$ in den früheren FOPI Experiment nicht im gesamten Bereich polarer Winkel und kinetischer Energien möglich. Anhand solcher Experiment-

daten wurden polare Winkelverteilung der IMFs nur unter $E_{kin} < 9AMeV$ mit verschiedenen Schlußfolgerungen [ROY96, REI96] untersucht. Mit den neuen Experimentdaten, die in kompletter 4π – Geometrie gemessen wurden, wird diese Arbeit versuchen, Aufschluß über die Form der Midrapiditätsquelle in sehr zentralen Kollisionen zu bringen.

- Die Systemabhängigkeit der Form der Rapiditätsverteilungen in sehr zentralen Stößen:
  Die Rapiditätsverteilung der IMFs in sehr zentralen Kollisionen ist eine charakterisierende Observable des Abbremsverhaltens (stopping) der Kerne. Durch die Untersuchung der Systemabhängigkeit der Rapiditätsverteilung kann man das Abbremsverhalten der Kerne studieren. Des weiteren wird Information über effektive Nukleon – Nukleon – Streuquerschnitte σ_{NN}^{eff} und die Zustandsgleichung der Kernmaterie gewonnen [DAN95, BOH89, BLÄ89, KON94].

- Die Systemabhängigkeit des radialen kollektiven Flusses und der Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente:
  Seit dem Nachweis des radialen kollektiven Flußes in Au + Au Reaktionen [JEO94], wurde dieses Phänomen intensiv untersucht [PET95, REI96, DAN95,LIS95]. Jedoch fehlen, bis zur Gegenwart, noch komplette systematische Experimentdaten über die Systemabhängigkeit des kollektiven Flusses und der Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente. Mit der Analyse von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen wird diese Arbeit dazu beitragen.

Diese Arbeit versucht, die oben erwähnten Fragen experimentell zu beantworten. Die Ergebnisse sind wie folgt gegliedert: Als erstes wird auf die Klassifikation der Ereignisse eingegangen. Das wesentliche Ziel ist dabei die Selektion möglichst zentraler Stöße. Hierbei werden die Verteilungen verschiedener Observablen wie Teilchenmultiplizität, das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler kinetischer Energie und die azimuthale Symmetrie der transversalen Impulse dargestellt, um das globale Verhalten dieser Größen zu verdeutlichen. Die Selektionsmethode von sehr zentralen Ereignisse wird danach diskutiert. Simulationsergebnisse mit dem IQMD - Modell und eine Abschätzung der Zentralität, die unter Selektion der oben erwähnten globalen Observablen erreicht wurde, werden dabei präsentiert. Im zweiten Abschnitt werden die Rapiditätsverteilungen geladener Fragmente von drei verschiedenen Reaktionssystemen präsentiert. Insbesondere wird die Form der Midrapiditätsquelle bei Au + Au Reaktionen diskutiert. Im weiteren Abschnitt sind die kinetischen Energiespektren, von denen die kollektive Flußenergie ausgewertet werden, und die relativen Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente präsentiert.

3.1 Klassifikation der Ereignisse

Im Unterschied zu theoretischen Modellrechnungen ist der Stoßparameter im Experiment prinzipiell nicht bekannt. Exklusive Messungen von Schwerionenkollisionen erlauben die Konstruktion einer Vielzahl unterschiedlicher Größen, die potentiell zur Klassifizierung des Stoßparameters geeignet sind. Lediglich der Mittelwert des Stoßparameters kann indirekt rekonstruiert werden, falls es eine Observable gibt, die eindeutig vom Stoßparameter abhängt [SCH78]. Die Fluktuationen der verwendeten experimentellen globalen Observablen werden hier durch die Breite der Stoßparameterverteilungen in der betrachteten Ereignisklasse bestimmt.

Die Größen zur Ereignisklassifikation von Schwerionenreaktionen können grob in zwei Gruppen unterteilt werden. In der ersten Gruppe wird die Fragmentation als Charakteristikum der Reaktionen verwendet. Die zugrundeliegende Idee ist hierbei, daß die Anzahl der Reaktionsprodukte sowohl mit zunehmender Zentralität der Kollisionen als auch mit wachsender Energiedeposition zunimmt. In diesem Zusammenhang wurden folgende Größen verwendet und vorgeschlagen:

die Multiplizität geladener Teilchen [JOS77, NAG80, WOL82],

die *Participant Proton Multiplicity* [DOS85],

die Cluster Multiplizität [BOU88],

die Summe aller Fragmentladungen im Bereich der c.m – Rapidität [OGI89].

Der zweiten Gruppe können alle Größen zugeordnet werden, die sich auf die globale Impuls – und Energieverteilung im Ausgangskanal der Reaktion beziehen, zum Beispiel:

die gewichtete mittlere Longitudinalgeschwindigkeit V_{av},

die Summe der longitudinalen – bzw. transversalen Impulse,

die longitudinale – bzw. transversale Energie [RIT88],

die Sphericity [BON90, BAZ92].

Welche Observable letztlich zur Klassifikation der Ereignisse eingesetzt wird, hängt sowohl von der Fragestellung als auch von den Eigenschaften des jeweiligen Detektorsystems ab. Eine Diskussion aller erwähnten globalen Observablen und deren Korrelation soll in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Vielmehr wurde experimentell eine Auswahl von drei unterschiedlichen Kriterien getroffen, die im folgenden vorgestellt werden:

die Multiplizität geladener Teichen,

das Verhältnis von transversaler – zu longitudinaler kinetischer Energie (ERAT),

eine Observable *Directivity* D, die ein Maß für die Balance der transversalen Impulse darstellt.

3.1.1 Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen

Die Multiplizität geladener Teilchen kann als klassische Observable zur Selektion der Ereignisse bezeichnet werden. Wenn die Kollisionspartner in viele Bruchstücke zerfallen, kann man annehmen, daß ein relativ zentraler Stoß mit einer hohen Energiedeposition stattfand, während kleine Multiplizitäten überwiegend den peripheren Stößen zugeordnet werden können. Die Multiplizität (TMUL) wird aus folgenden Komponenten gebildet:

- PMUL: die Multiplizität geladener Teilchen in der externen Plastikwand, die als Multiplizitätstrigger verwendet wurde. Die Multiplizität wird unter bestimmten Randbedingungen bestimmt [WIE93], um einen Teil der Doppeltreffer entfernen zu können.

- ZMUL: die Multiplizität geladener Teilchen in der internen Plastikwand.

- CMUL: die Multiplizität geladener Teilchen in der CDC.

In Abbildung 3.1 sind die Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen aller drei Reaktionssysteme (Au + Au, Xe + CsI, Ni + Ni) dargestellt. Abgesehen von den Detektorschwellen wurde keine zusätzliche Bedingung auf die Teilchengeschwindigkeit verwendet. Die $target\ in$ – Verteilungen für Au + Au und Xe + CsI Reaktionen sind durch ausgeprägte Plateaus und steile Abfälle bei hohen Multiplizitäten charakteriert. Die Abfälle bei sehr kleinen Multiplizitäten sind die Konsequenzen des Triggers. Das jeweilige Spektrum wurde nach Doss [DOS85] in fünf Bereiche TMUL1 bis TMUL5 unterteilt (TMUL5 beginnt bei der halben Plateauhöhe, die übrigen Bereiche TMUL1 bis TMUL4 ergeben sich durch lineare Unterteilung). Für Ni + Ni Reaktionen wurde der TMUL5 - Schnitt so definiert, daß die selektierten zentralen Ereignisse den $gleichenBruchteil$ des von einer geometrischen Methode bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts wie bei Au + Au Reaktionen entspricht. Die übrigen Bereiche TMUL1 bis TMUL4 wurden danach linear untergeteilt.

Da alle Messungen unter Luft bzw. Helium – Atmosphäre durchgeführt wurden, enthält das jeweiliges Spektrum einen Untergrundbetrag. Dieser Untergrund ist durch die $target\ out$ – Verteilung gegeben. Das korrigierte Spektrum wird schließlich von der Differenz – Verteilung repräsentiert. In der Tabelle 3.1 wurden die Multiplizitätsgrenzen für die Bereiche von TMUL3 bis TMUL5 dargestellt.

3.1.2 Das Verhältnis von transversaler – zu longitudinaler kinetischer Energie

Diese Größe soll im folgenden mit ERAT [REI92,] bezeichnet werden. Sie wird aus allen gemessenen Teilchen des FOPI - Detektors nicht relativistisch bestimmt:

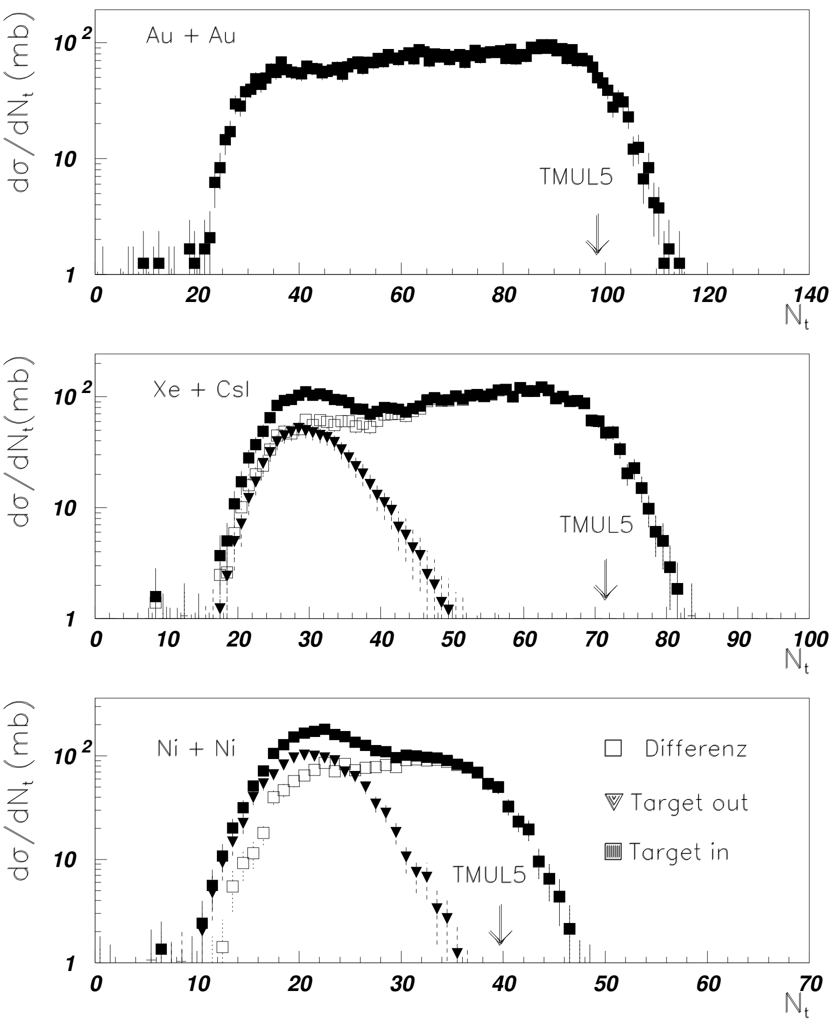

Abbildung 3.1: Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen in den Reaktionen Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni für den *Medium bias* Trigger. Die totale Multiplizität wurde mit N_t bezeichnet. Die TMUL5 – Grenze wurden mit Pfeilen bezeichnet.

$$ERAT = \frac{\sum_{i=1}^{N} p_t^2/2m}{\sum_{i=1}^{N} p_z^2/2m}$$

	TMUL3	$\sigma_3(mb)$	TMUL4	σ_4(mb)	TMUL5	σ_5(mb)
Au + Au	48	1741	72	2095	98	300
Xe + CsI	36	1550	54	1803	73	119
Ni + Ni	20	1415	30	819	40	89

Tabelle 3.1: Multiplizitätsgrenzen für die Bereiche von TMUL3 bis TMUL5 und die entsprechenden Wirkungsquerschnitte (für den *Medium bias* – Trigger): σ_3, σ_4 und σ_5 entsprechen die Wirkungsquerschnitte für TMUL3, TMUL4 und TMUL5.

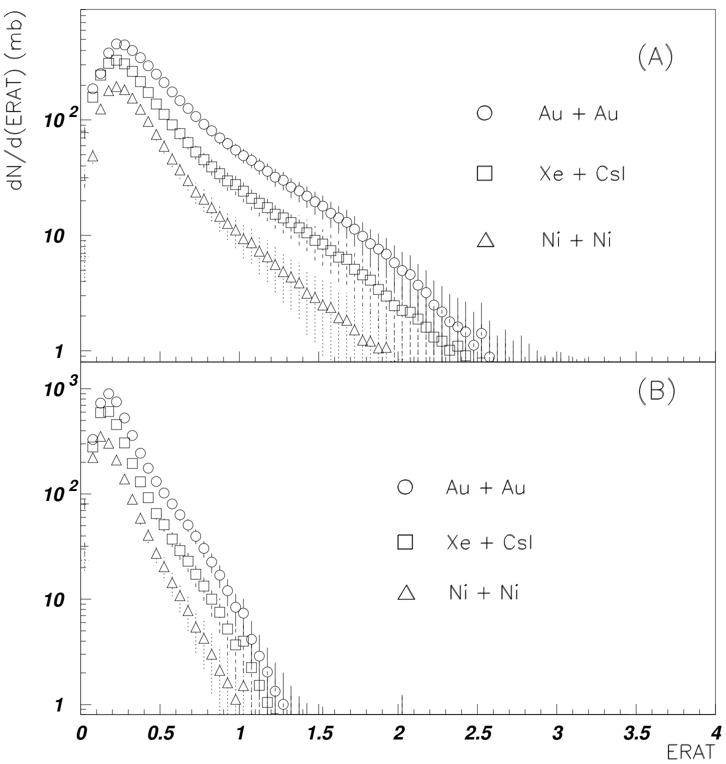

Abbildung 3.2: ERAT Verteilungen geladener Teilchen für die Reaktionen Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni unter dem *Medium bias* Trigger. Alle gemessenen Teilchen des FOPI - Detektors in einen Ereignis wurden zur Berechnung der ERAT Verteilungen in (A) benutzt, während nur Teilchen im Bereich $\theta_{lab} = 1^\circ \sim 30^\circ$ für die Verteilungen in (B) berücksichtigt wurden. Der Untergrund wird dabei nicht abgezogen.

	Au + Au	Xe + CsI	Ni + Ni
$< A(Z=1) >$	1.66	1.68	1.45

Tabelle 3.2: Mittlere Massenzahlen für die Wasserstoff - Isotope, abgeleitet aus den von der CDC identifizierten Massverteilungen.

$N = Anzahl\ der\ Teilchen\ pro\ Ereignis \quad , p_t = Transversalimpuls,$
$p_z = Longitudinalimpuls, \quad m = Teilchenmasse.$

Die Berechnung erfolgt nach einer Lorentz-Transformation in das Schwerpunktsystem. Da lediglich Fragmentladungen und Geschwindigkeiten im Bereich $\theta_{lab} = 1^\circ \sim 30^\circ$ gemessen wurden, kann zur Berechnung der Impulse nur das aus der CDC extrahierte mittlere Isotopenverhältnis für Z = 1 Fragmente benutzt werden. Dies wurde als konstant angenommen. Die Massenzahlen, die von der CDC für hohe Multiplizitäten im Bereich $90^\circ < \theta_{cm} < 110^\circ$ bestimmt wurden, sind in Tabelle 3.2 gezeigt.

In der Analyse wurden die obigen Massenzahlen für $Z = 1$ Fragmente und $< A(Z) > \quad = 2Z$ für $Z > 1$ Fragmente angenommen. Um der Effekt der Autokorrelation zu entfernen [REI96], wird ERAT(i) des Teilchens i dann berechnet über:

$$ERAT(j) = \frac{\sum\limits_{i \neq j}^{N} p_{ti}^2/2m_i}{\sum\limits_{i \neq j}^{N} p_{zi}^2/2m_i}$$

Hierbei wird für jedes Teilchen i ein individueller Wert aus den übrigen $N-1$ Teilchen berechnet. Die Verteilung der so definierten Größe ERAT ist in Abbildung 3.2 (A) dargestellt. Im Gegensatz zur relativ flach verlaufenden Multiplizitätsverteilungen fällt die jeweilige ERAT – Verteilung bis auf einen schmalen Anfangsbereich kontinuierlich ab. Der Verlauf bei sehr kleinen ERAT – Werten kann auf den Trigger und die Detektoreffizienz zurückgeführt werden. In Ereignissen mit großen ERAT – Werten fand offenbar ein starker Transfer von longitudinalen in transversalen Impuls statt, der auf relativ zentrale Kollisionen schließen läßt, während solche mit kleinen ERAT - Werten auf relativ periphere Stößen hindeuten.

Da die Größe ERAT in früheren FOPI Experimenten nur mit im Bereich $1^\circ < \theta_{lab} < 30^\circ$ gemessenen Teilchen bestimmt wurde [WIE93, KUH93, JEO94, ALA92, REI96], wurde auch nach dieser Methode ERAT berechnet und in Abbildung 3.2 (B) dargestellt, so daß die physikalischen Resultate durch Selektion entsprechender ERAT - Verteilungen miteinander verglichen werden können.

3.1.3 Directivity

Ein in der Reaktionsebene gerichteter Seitwärtsfluß, besonders ausgeprägt in schweren Systemen und im Bereich der hier betrachteten Einschußenenergie, ist durch zahlreiche Experimente nachgewiesen [GUS84, REN84, DOS86, WIE93]. In Ereignissen mit maximalem gerichteten Seitwärtsfluß wird die azimuthale Symmetrie empfindlich gestört sein, während sie in sehr zentralen Kollisionen zumindest im Mittel erhalten sein sollte. Zur Quantifizierung dieser Störung definieren wir eine Größe D (Directivity), welche den relativen Anteil des transversalen Impulses bestimmt.

$$D = \frac{|\sum_{i=1}^{N} w \cdot \vec{p_t}|}{\sum_{i=1}^{N} |w \cdot \vec{p_t}|}$$

mit

$$w = \begin{cases} +1 & : \quad y^{(0)} > 0.15 \\ 0 & : \quad |y^{(0)}| \leq 0.15 \\ -1 & : \quad y^{(0)} < -0.15 \end{cases}$$

$N = Anzahl\ der\ geladenen\ Teilchen\ pro\ Ereignis.$

In der Analyse wird die Größe D, wie bei ERAT, für jedes Teilchen i wie folgt berechnet:

$$D(i) = \frac{|\sum_{j \neq i}^{N} w_j \cdot \vec{p_t}(j)|}{\sum_{j \neq i}^{N} |w_j \cdot \vec{p_t}(j)|}$$

$w_j = Gewichtfaktor\ des\ j-ten\ Teilchens,$

$\vec{p_t}(j) =\ Transversalimpuls\ \ des\ j-ten\ Teilchens.$

Hierbei wird für jedes Teilchen i einen individuellen Wert aus den übrigen $N-1$ Teilchen berechnet. Der berechnete D – Wert liegt zwischen 0 und 1. Der Wert 0 entspricht der Situation, in der alle Transversalimpulse zu Null addieren und in diesem Sinne eine azimuthale Symmetrie vorliegt, während der Wert 1 dagegen der Situation entspricht, in der alle geladenen Teilchen unter demselben Azimuthwinkel emittiert werden.

Die experimentellen Verteilungen für Ni + Ni, Xe + CsI und Au + Au Reaktionen sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Für den $Medium\ bias$ Trigger erhält man breite Verteilungen mit ausgeprägten Maxima bei $D \sim 0.25$ für Au + Au Reaktion, bei $D \sim 0.26$ für Xe + CsI Reaktion und bei $D \sim 0.24$ für Ni + Ni Reaktion. Mit der Einschränkung auf TMUL4 bis TMUL5 werden die Maxima geringfügig verschoben, jedoch fällt die Verteilungen zu größen Werten von D wesentlich steiler ab. Hieraus folgt, daß die langen Ausläufer der D Verteilungen für

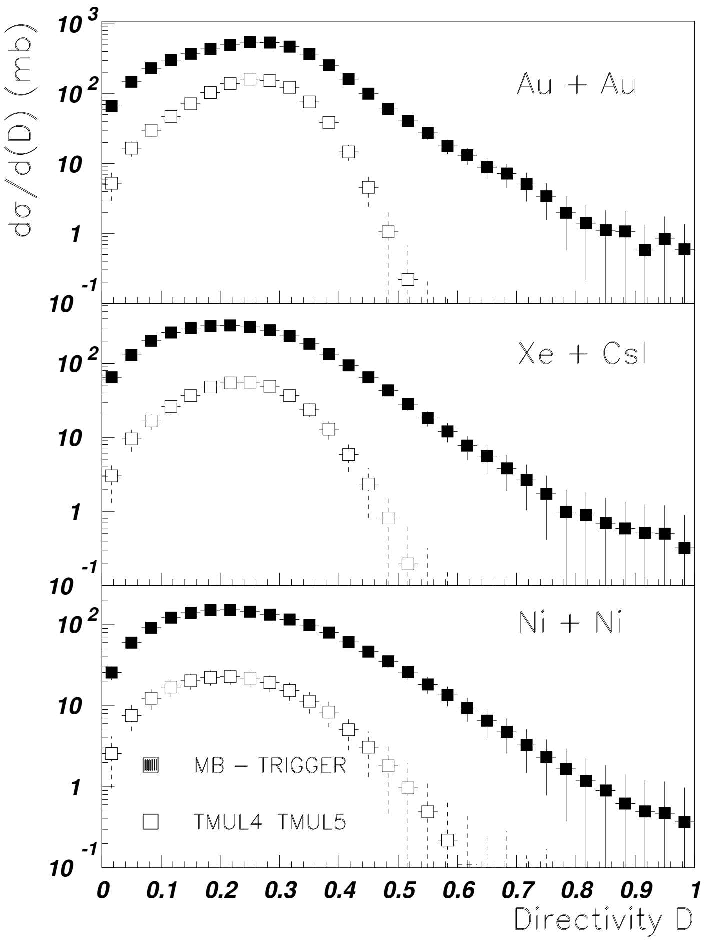

Abbildung 3.3: Directivity D - Verteilungen für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen unter dem *Medium Bias* Trigger und TMUL4 -, TMUL5 - Schnitt. Alle gemessenen Teilchen des FOPI - Detektors wurden zur Berechnung der *Directivity* D verwendet.

den *Medium bias* – Trigger im wesentlichen von Ereignissen mit geringer Multiplizität stammen. Die Mittelwerte und Breiten für *Medium bias* (MB) – Trigger, TMUL4 – und TMUL5 – Selektion sind in der Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Die Verteilungen für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen haben sehr ähnliche Breiten.

	$< D_{MB} >$	$\sigma(D_{MB})$	$< D_{TMUL} >$	$\sigma(D_{TMUL})$
Au + Au	0.25	0.15	0.25	0.08
Xe + CsI	0.24	0.12	0.22	0.09
Ni + Ni	0.26	0.14	0.23	0.11

Tabelle 3.3: Die Mittelwerte und Breiten der D – Verteilungen für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. Die Mittelwerte und Breiten unter dem $Mediumbias$ Trigger wurden mit $< D_{MB} >$ und $\sigma(D_{MB})$ bezeichnet. Die Mittelwerte und Breiten unter TMUL4 - und TMUL5 - Selektionen wurden mit $< D_{TMUL} >$ und $\sigma(D_{TMUL})$ bezeichnet.

3.1.4 Selektion von sehr zentralen Ereignissen

Im Experiment ist es sehr wichtig, die sehr zentralen Ereignisse ($b \sim 0$) mit Hilfe der globalen Observablen zu selektieren, um die Eigenschaften der Midrapiditätsquelle ($Feuerball$) zu untersuchen. Jedoch ist es sehr schwierig, die sehr zentralen Ereignisse von verschiedenen Reaktionssystemen zu selektieren. Einerseits liegt die Schwierigkeit daran, daß die betrachteten Observablen immer mit statistischen Fluktuationen verbunden sind, die sich durch begrenzte Anzahl von Nukleonen ergibt. Wie groß diese statistische Fluktuation ist, hängt von der Nukleonanzahl des Reaktionssystems ab und wird durch die Breite der für einen festen Stoßparameter bestimmten Verteilungen der globalen Observablen widergespiegelt. Andererseits werden die statistischen Fluktuationen der globalen Observablen für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen unterschiedlich sein, so daß ein Vergleich physikalischer Größen unter $gleicher\ \ Zentralität$ sehr schwer erreicht werden kann.

In der Praxis sind Schnitte (sowohl in ERAT als auch in TMUL) in den Schwänzen der jeweiligen Verteilungen notwendig, um sehr zentrale Ereignisse zu selektieren. Dies führt zu einem sehr ausgeprägten Autokorrelations - Effekt, der die physikalischen Ergebnisse verfälschen kann [REI94, REI95]. Um diesen Autokorrelations - Effekt zu vermeiden, wurde das sogenannte POI - Teilchen ($particle\ \ of\ \ interest$) bei der Berechnung der globalen Observablen entfernt. Die gleiche Methode wurde von $Danielewicz$ verwendet, um den Einfluß der Autokorrelation zur Bestimmung der Reaktionsebene zu entfernen [DAN85].

Im folgenden wird das Verfahren beschrieben, durch das die sehr zentralen Ereignisse mit Hilfe der globalen Observablen TMUL, ERAT und D selektiert wurden. Mit Hilfe des IQMD – Modells [BAS95, HAR93], wurden die erreichten Zentralitäten der selektierten zentralen Ereignisse in Abhängigkeit vom Stoßparameter abgeschätzt.

Selektion der sehr zentralen Ereignisse im Experiment

Zur Selektion der zentralen Ereignisse wird traditionell die Multiplizität geladener Teilchen verwendet. Jedoch kann durch Modellsimulation gezeigt werden, daß ERAT eine besser geeignete Observable zur Selektion der sehr zentralen Ereignisse ist [REI92]. Eine weitere Modellsimulation zeigt, daß sehr zentrale Ereignisse mit Hilfe der Kombination der globalen Observablen ERAT, Multiplizität geladener Teilchen und *Directivity* D besser als mit einer einzelnen Observable selektiert werden können [DAV94].

In dieser Arbeit wurden sehr zentralen Ereignisse überwiegend mit Hilfe der Kombination von ERAT und *Directivity* D selektiert, da sie sehr zuverlässig sehr zentrale Ereignisse selektiert und schon lange in der FOPI – Kollaboration verwendet wird. Um die Güte dieser Kombination zu zeigen, werden die Multiplizität (TMUL) sowie die Kombination von TMUL und *Directivity* D in der folgenden Diskussionen über Zentralität und Impulsverteilung der Fragmente verwendet.

Wie oben bereits ausgeführt, sollte sowohl die Multiplizität geladener Teilchen als auch die Größe ERAT mit der Zentralität der Stöße korrelieren. Welche Selektivität erreicht wird, kann jedoch nur anhand der Modellvergleiche abgeschätzt werden. Der Stoßparameter kann dann durch Modellvergleich rekonstruiert werden. Eine einfache Methode, den Stoßparameter abzuschätzen, ist die geometrische Methode [SCH78]. Die Annahme hierbei ist, daß sowohl die Multiplizität als auch ERAT monoton vom Stoßparameter abhängen. Für eine gegebenes Stoßparameterintervall gilt dann:

$$\sigma = 2\pi \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \qquad und \qquad < b_{geo} >= \frac{2}{3} \frac{b_{max}^3 - b_{min}^3}{b_{max}^2 - b_{min}^2}$$

Die Fragestellung dieser Arbeit ist die Untersuchung der Systemabhängigkeit (Abhängigkeit von den Massen der Reaktionssysteme) der zentralen Kollisionen. Deswegen ist es von große Bedeutung, daß die physikalischen Größen für verschiedene Reaktionssysteme unter *gleicher Zentralität* verglichen werden. In diesem Zusammenhang werden folgende zwei Selektionskriterien (in Abbildung 3.4) als *gleiche Zentralität* angesehen:

1) Die zentralen Ereignisse verschiedener Reaktionssysteme werden *zum gleichen Bruchteil* $\sim 3.2\%\sigma_{geo}$ *der jeweiligen totalen geometrischen Wirkungsquerschnitte* (in der unteren Reihe der Abbildung 3.4) selektiert. Die Prozentzahl ist so ausgewählt, daß die selektierten Wirkungsquerschnitte (~ 200 mb für Au + Au Reaktion) gleich ist wie in [REI96], was die Möglichkeit anbietet, mit den dortigen Resultaten zu vergleichen. Unter diesem Selektionskriterium werden ERAT und TMUL verwendet. Mit dieser geometrischen Methode werden ~ 200 mb für Au + Au, ~ 144 mb für Xe+ CsI und ~ 87 mb für Ni + Ni Reaktionen selektiert. Die entsprechenden Ereignisklassen sind ERAT200,

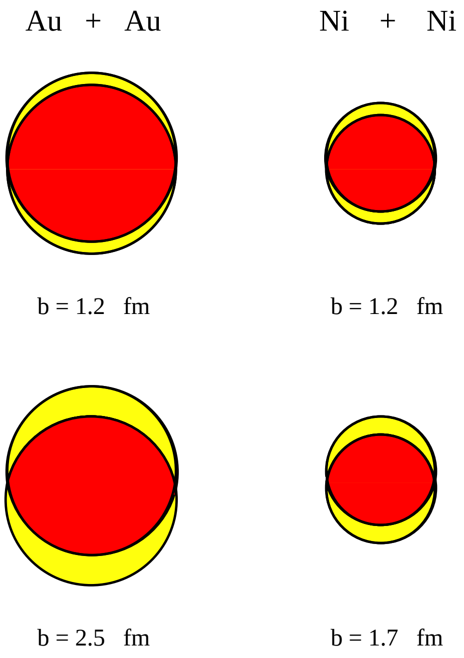

Abbildung 3.4: Schematische Stoßgeometrien in Au + Au und Ni + Ni Reaktionen. Oben: gleicher Stoßparameter, unten: gleicher Prozentsatz vom totalen geometrischen Querschnitt.

TMUL200 für Au + Au, ERAT144, TMUL144 für Xe + CsI und ERAT87, TMUL87 für Ni + Ni Reaktionen.

2) Die sehr zentralen Ereignisse verschiedener Reaktionssysteme werden zum gleichen Wirkungsquerschnitt $\sim 50\ mb$ (in der obigen Reihe der Abbildung 3.4) selektiert.
Unter diesem Selektionskriterium werden die Kombination von ERAT und *Directivity* D sowie die Kombination von TMUL und *Directivity* D verwendet. Die zentralen Ereignisse werden wie folgt selektiert: Außer der oben diskutierten Ereignissklasse z.B. ERAT200 für Au + Au und TMUL87 für Ni + Ni usw., werden zusätzliche Schnitte von *Directivity* D verwendet, um zentralen Wirkungsquerschnitt von $\sim 50\ mb$ zuerreichen. Die entsprechenden Ereignissklasse sind ERAT200D, TMUL200D für Au + Au, ERAT144D, TMUL144D für Xe + CsI und ERAT87D, TMUL87D für Ni + Ni Reaktionen. Um den Effekt verschiedener Selektionskriterien zu zeigen, wurden die zentralsten Kollisionen auch alleine mit ERAT50 ($\sim 50\ mb$) selektiert.

Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte und Werte von globalen Observablen für die zwei Selektionskriterien werden in der Tabelle 3.4 gezeigt. Welche Zentralität unter den in der Tabelle 3.4 dargestellten Selektionskriterien erreicht wird, kann durch die azimuthalen Verteilungen mittelschwerer Fragmente (IMFs)

System	Name	TMUL	ERAT	D	σ (mb)	$< b_{geo} >$ (fm)
Au + Au	TMUL200	> 96			200	1.7
	ERAT200		> 1.5		203	1.7
	ERAT200D		> 1.5	< 0.2	50	0.84
	ERAT50		> 1.9		55	0.84
Xe + CsI	TMUL144	> 64			140	1.43
	ERAT144		> 1.55		130	1.43
	ERAT144D		> 1.55	< 0.25	50	0.84
	ERAT50		> 1.8		50	0.84
Ni + Ni	TMUL87	> 33			86	1.11
	ERAT87		> 1.25		87	1.11
	ERAT87D		> 1.25	< 0.24	50	0.84
	ERAT50		> 1.5			0.84

Tabelle 3.4: Verwendete Ereignissklassen der globalen Observablen zur Selektion der sehr zentralen Ereignisse und die entsprechenden Wirkungsquerschnitte. Die erreichten mittleren Stoßparameter mit der jeweiligen Ereignissklassen werden mit $< b_{geo} >$ bezeichnet. Die Standardabweichung der Wirkungsquerschnitte ist $\sim 15\%$.

bewertet werden, da die Ereignisform unter $b \sim 0$ im Mittel axialsymmetrisch sein soll. Wegen des Seitwärtflusses werden die azimuthalen Verteilungen um $\phi \sim 0$ das Maximum erreichen, falls nur die Teilchen der Vorwärtshemisphäre berücksichtigt wurden. Die besondere Sensitivität der IMFs bezüglich des Seitwärtflusses wurde schon theoretisch [STÖ82] und experimentell [DOS87] nachgewiesen.

Anhand der Methode von *Danielewicz* [DAN85] wird die *experimentelle* Reaktionsebene von der Strahlachse und der Richtung des hierzu senkrecht stehenden Vektors

$$\vec{Q} = \sum_{i=1}^{N_c} w_i \cdot \vec{p_t}(i)$$

gebildet. Hierbei erfolgt die Summation über alle Transversalimpulse der geladenen Teilchen mit dem Gewichtsfaktor w_i

$$w_i = \begin{cases} +1 & : \quad y^{(0)} > 0.15 \\ 0 & : \quad |y^{(0)}| \leq 0.15 \\ -1 & : \quad y^{(0)} < -0.15 \end{cases}$$

Ohne den Gewichtsfaktor ergäbe sich aufgrund der Impulserhaltung $|\vec{Q}| = 0$, falls alle Impulse gemessen wurden. Der Gewichtsfaktor wird in einem Intervall

$|y^{(0)}| < 0.15$ gleich Null gesetzt, um Teilchen bei mittleren Rapiditäten aus der Summation auszuschließen, da sich gezeigt hat, daß diese die Genaugikeit der Reaktionsebenebestimmung unter Umständen verschlechtern. Der Grund hierfür kann darin gesehen werden, daß ein Großteil der $participants$ zahlreiche Kollisionen erfahren und so die Erinnerung an die Reaktionsebene verloren hat. Ferner ist der sogenannte $squeeze\ out$ bei der mittlerer Rapidität senkrecht zur Reaktionsebene gerichtet.

Der Impuls $p_x(i)$ des Teilchens i in Richtung der Reaktionsebene wird dann berechnet über

$$p_x(i) = \vec{p_t}(i) \cdot \frac{\vec{Q_i}}{|\vec{Q_i}|} \qquad mit \qquad \vec{Q_i} = \sum_{j \neq i}^{N_c} w_j \cdot \vec{p_t}(j)$$

Hierbei wird für jedes Teilchen i eine individuelle Reaktionsebene $\vec{Q_i}$ aus den übrigen $N_c - 1$ Impulsen berechnet, um eine Autokorrelation zu entfernen.

Die azimuthalen Verteilungen im Rapiditätsbreich $y^{(0)} \geq 0$ für Au + Au Reaktionen, unter verschiedenen Schnitten von ERAT, TMUL und ihrer Kombinationen, sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Verteilungen wurden mit

$$\frac{dN}{d\phi} = a_0(1 + a_1 cos\phi + a_2 cos2\phi)$$

$\phi = \ azimuthaler\ Winkel, \qquad a_0,\ a_1,\ a_2 = Anpassungsparameter,$
angepaßt und die Asymmetriefaktoren $R_\phi(0°/180°)$ wurden bestimmt. Unter TMUL – Selektion werden Verhältnisse von $R_\phi(0°/180°) = 3.6$ für TMUL200 und $R_\phi(0°/180°) = 2.5$ für TMUL200D beobachtet, die wenig abhängig von der verwendeten TMUL – Selektionswerten sind. Dagegen findet man kleinere Azimuthalasymmetrie unter ERAT – Selektionen: $R_\phi(0°/180°) = 2.0$ für ERAT200 und $R_\phi(0°/180°) = 1.6$ für ERAT200D. Dies ist ein Beweis, daß zentralste Ereignisse besser mit ERAT200 und ERAT200D als mit TMUL200 und TMUL200D selektiert werden können.

Zum Vergleich wurden die azimuthalen Verteilungen im Rapiditätsbreich $y^{(0)} \geq 0$ für Ni + Ni Reaktionen mit dem ERAT87 -, ERAT87D -, TMUL87 - und TMUL87D - Schnitt in Abbildung 3.6 dargestellt. Wie bei Au + Au Reaktionen findet man größere Azimuthalasymmetrie mit einem Verhältnis $R_\phi(0°/180°) \sim 2.8$ für TMUL87 und $R_\phi(0°/180°) \sim 1.9$ für TMUL87D. Die Azimuthalasymmetrie ist kleiner für ERAT87 mit $R_\phi(0°/180°) \sim 2.0$ und für ERAT87D mit $R_\phi(0°/180°) \sim 1.5$. Der Trend ist also ähnlich für Au + Au und für Ni + Ni Reaktionen. Wenn die Differenz der Genauigkeit der Reaktionsebene für beide Systeme vernachlässigt wird, könnten die ähnlichen Azimuthalverteilungen als Beweise für ähnliche erreichte Zentralitäten angesehen werden.

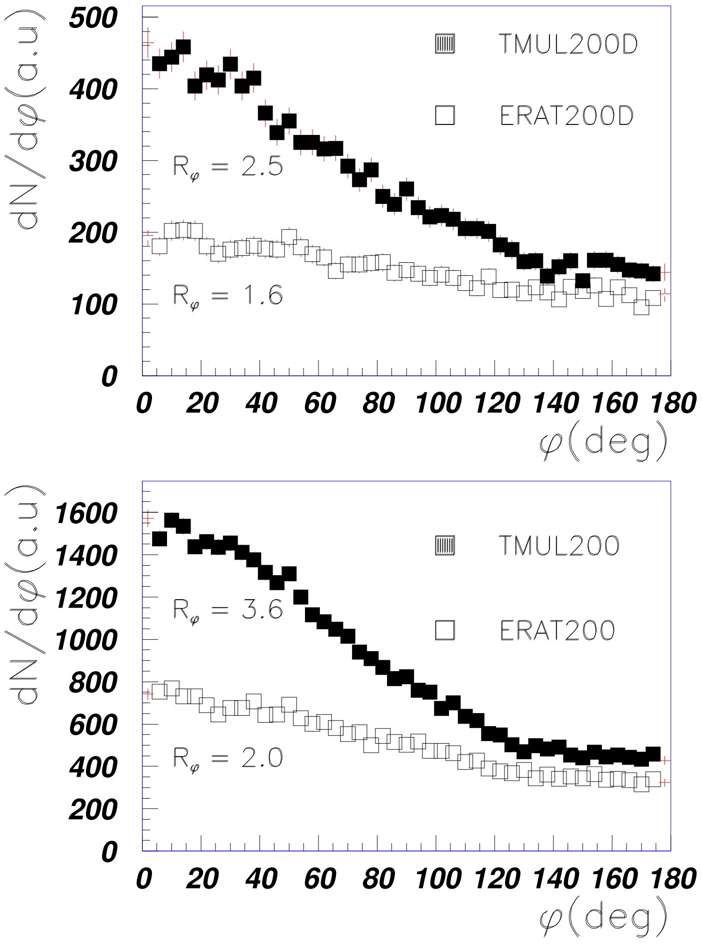

Abbildung 3.5: IMF – azimuthale Verteilungen unter verschiedenen Selektionen von globalen Observablen für Au + Au Reaktionen. Das Verhältnis R_ϕ wurde durch eine Anpassung der azimuthalen Verteilungen bestimmt (siehe Text).

Modellrechnung von globalen Observablen — Eine Abschätzung der erreichten Zentralität

Wie am Anfang dieses Kapitels erwähnt, werden die statistischen Fluktuationen der globalen Observablen für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen unterschiedlich sein, weil die Nukleonanzahl beider Reaktionssysteme sehr unterschiedlich ist. Bevor die physikalischen Resultate präsentiert werden, soll sowohl die Korrelation zwischen den oben erwähnten globalen Observablen und den ihnen entsprechenden Stoßpa-

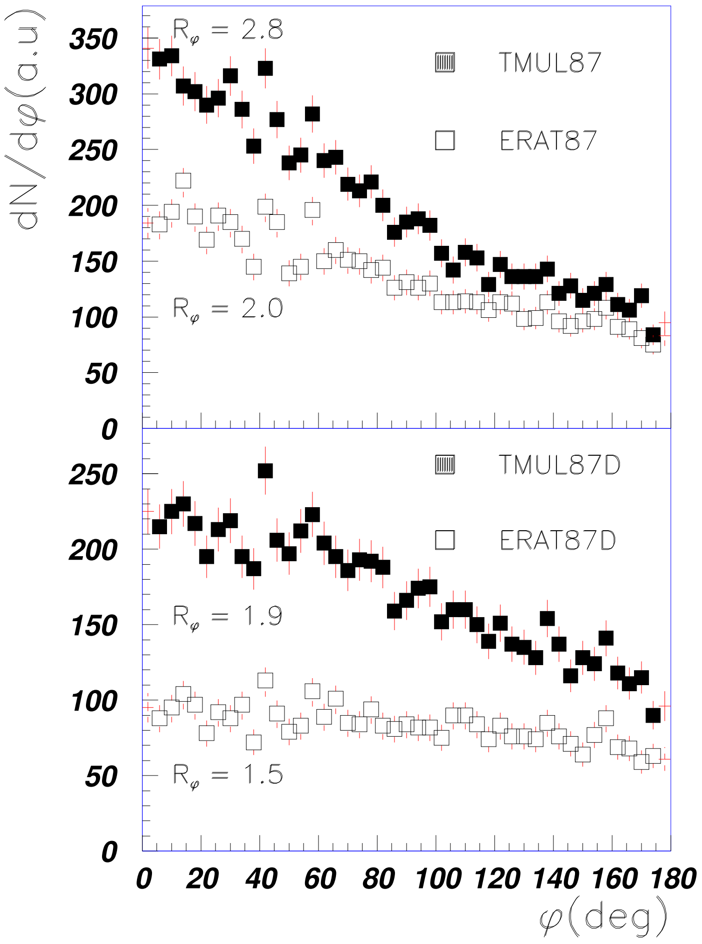

Abbildung 3.6: IMF – azimuthale Verteilungen unter verschiedenen Selektionen von globalen Observablen für Ni + Ni Reaktionen. Das Verhältnis R_ϕ wurde durch eine Anpassung der azimuthalen Verteilungen bestimmt (siehe Text).

rametern als auch die erreichten Zentralitäten, die unter den in der Tabelle 3.4 stehenden Selektionen erreicht wurden, mit Hilfe des IQMD – Modells [HAR93] untersucht werden. Das Ziel ist, die erreichten *Zentralitäten* verschiedener Reaktionssysteme zu überprüfen und damit den direkten Vergleich physikalischer Resultate aus verschiedenen Reaktionssystemen zu ermöglichen.

Im folgenden werden nur die Resultate der Modellrechnungen im Rahmen des IQMD – Modells beschrieben. Ein detaillierter Vergleich mit experimentellen Resultaten wird in Kapitel 4 durchgeführt. In den IQMD – Rechnungen wurden für die Parametrisierung HM (harte Zustandsgleichung mit impulsabhängigem Potential) 15000 Ereignisse für Au + Au und 69000 Ereignisse für Ni + Ni Reaktionen in einem Stoßparameterbereich von 0 bis 7 fm gerechnet. Hierbei werden alle geladenen Teilchen (außer Pionen) pro Ereignis für Berechnungen von ERAT und *Directivity* D benutzt, ohne die Akzeptanz des Detektors, die experimentellen Schwellen und die Detektoreffizienz zu berücksichtigen, da für das gesamte FOPI Detektorsystem zur Zeit kein realistischer Filter zur Verfügung steht.

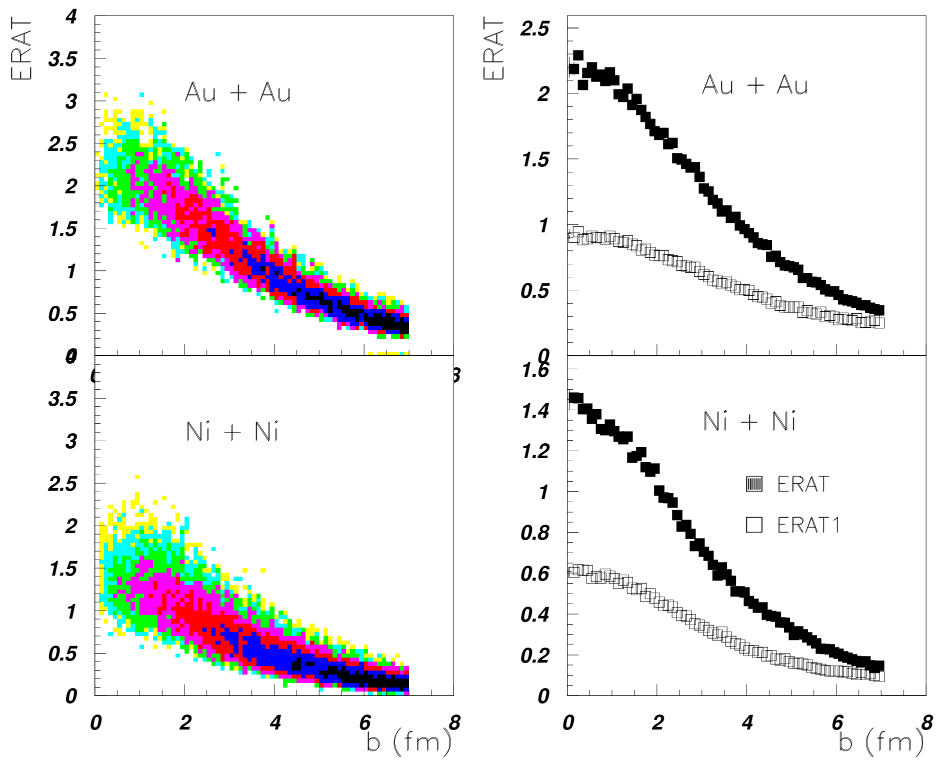

Abbildung 3.7: Korrelation zwischen ERAT und Stoßparameter im IQMD – Modell. In der Modellrechnung wurde für die Parametrisierung HM in einem Stoßparameterbereich von 0 bis 7 fm gerechnet. Die Größe ERAT wurde mit allen geladenen Teilchen ($Z \geq 1$ und $m \geq 0.5\ GeV$) berechnet. Dagegen wurde die Größe ERAT1 nur mit im Bereich $\theta_{lab} < 30°$ emittierten Fragmente (durch GEANT - Filter) berechnet. Links: Gesamte Korrelation, rechts: Mittelwerte.

Die Korrelationen zwischen ERAT und Stoßparameter b sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß die ERAT Verteilungen beider Reaktionssysteme monoton vom Stoßparameter abhängen. In der zweidimensionalen Darstellung (linke Spalte) ist die Fluktuation der ERAT - Verteilung sichtbar, die für Ni + Ni Reaktionen wesentlich größer ist als für Au + Au Reaktionen.

Zum Vergleich mit unseren alten Resultaten [REI96, POG95], wo das Verhältnis von transversaler - zu longitudinaler kinetischer Energie nur mit den im Bereich $\theta_{lab} < 30^\circ$ emittierten Fragmente berechnet und als Größe zur Selektion der zentralen Ereignisse verwendet wurde, wurde ERAT1 mit einer GEANT - gefilterten Simulationsrechnung gerechnet [SOD94] und in der gleichen Abbildung dargestellt. Die Abhängigkeit der ERAT1 vom Stoßparameter b ist wesentlich insensitiver. Unter 1.5 fm hängt ERAT1 kaum von Stoßparameter b ab. Deswegen ist es unmöglich, die Zentralität unter 1.0 fm mit ERAT1 zu selektieren. Dies ist ein deutliches Anzeichen dafür, daß die zentralen Ereignisse mit der globalen Observablen, die mit allen gemessenen Teilchen berechnet werden, besser selektiert werden kann.

In Abbildung 3.8 sind die Korrelationen zwischen $Directivity$ D und Stoßparameter b dargestellt. Für das Ni + Ni System ist die Fluktuation von D, im Vergleich für Au + Au Reaktionen, sehr groß. Obwohl der Mittelwert von D für Ni + Ni Reaktionen im Bereich $b = 0 \sim 4\ fm$ monoton vom Stoßparameter abhängt, ist diese Abhängigkeit wenig sensitiv. Die $Directivity$ ist daher gegenüber ERAT weniger geeignet, um zentrale Ereignisse zu selektieren. Dagegen hängt für Au + Au Reaktionen die Größe D im Bereich $b = 0 \sim 6\ fm$ ebenfalls monoton vom Stoßparameter ab, ihre Fluktuation ist aber deutlich kleiner als für Ni + Ni Reaktionen. Hieraus ist zu sehen, daß D in diesem System wie ERAT benutzt werden kann, um die sehr zentralen Ereignisse zu selektieren.

Der mittlere Stoßparameter unter verschiedenen Selektionen ist im Rahmen des Modells eine direkte Überprüfung der erreichten Zentralität. Um die Zentralitäten, die bei den in der Tabelle 3.4 angegebenen Selektionen erreicht wurden, zu überprüfen, wurden die Schnitte ERAT und D mit Hilfe der geometrischen Methode zu absoluten Wirkungsquerschnitten normiert. Unter den gleichen Selektionskriterien wie bei den experimentellen Daten bzw., unter gleicher Wirkungsquerschnitt ($50\ mb$) und $gleichem\ Bruchteil\ des\ geometrischen\ Wirkungsquerschnittes$ ($3.2\%\sigma_{geo}$) wurden Stoßparameterverteilungen dN/db gegen b erzeugt. In Abbildung 3.9 sind sowohl Stoßparameterverteilungen unter 50 mb Selektion (ERAT50, ERAT200D für Au + Au Reaktionen und ERAT87D für Ni +Ni Reaktionen) als auch Stoßparmeterverteilungen unter ERAT200 für Au + Au Reaktionen und ERAT87 für Ni + Ni Reaktionen dargestellt. Die Verteilungen sind mit Gaußfunktion angepaßt. Die mittleren Stoßparameter bei verschiedener Selektion werden in Tabelle 3.5 gezeigt. Gezeigt werden auch mittlere Stoßparameter $< b >_1$ und die entsprechenden Abweichungen Δb_1, die bei Selektion einer Kombination von ERAT1 – und $Directivity\ D1$ erreicht wurden.

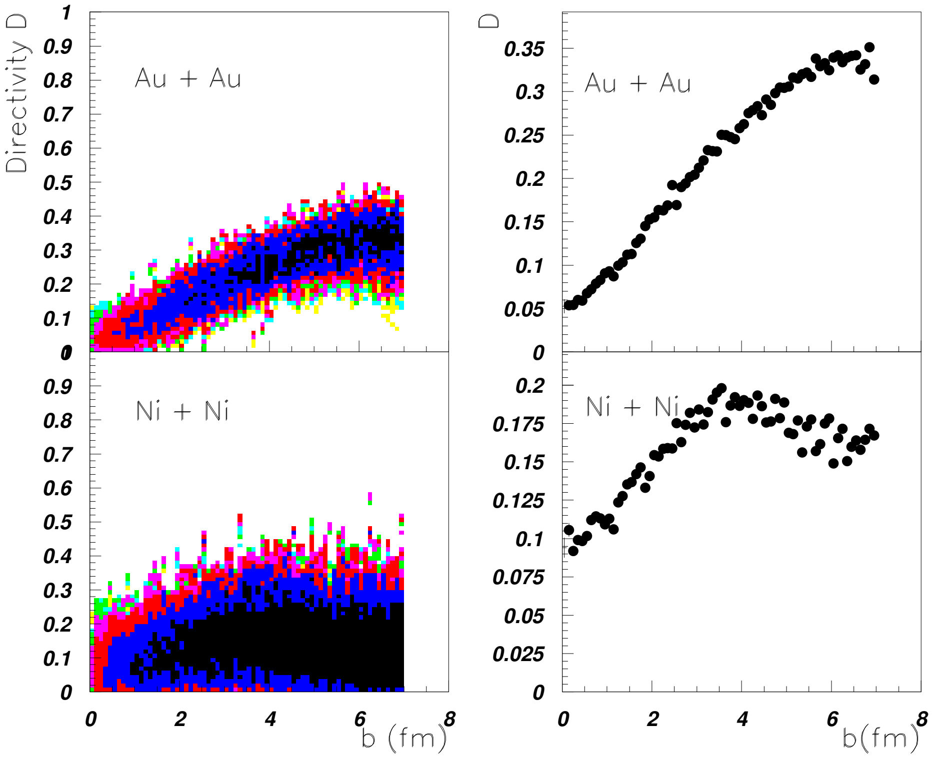

Abbildung 3.8: Korrelation zwischen *Directivity* D und Stoßparameter im IQMD – Modell. In der Modellrechnung wurde für die Parametrisierung HM in einem Stoßparameterbereich von 0 bis 7 fm berechnet. Die Größe D wurde mit allen geladenen Teilchen ($z \geq 1$ und $m \geq 0.5$ GeV) berechnet.

Es ist bemerkenswert, daß die erreichten mittleren Stoßparameter bei ERAT –, und D – Schnitten wesentlich kleiner sind als bei ERAT1 – und D1 – Schnitten. Wie erwartet, werden die sehr zentralen Ereignisse mit globalen Observablen, die mit allen gemessenen Fragmente bestimmt werden, besser selektiert. Jedoch sind die mittleren Stoßparameter unter ERAT – und D – Schnitt größer als die entsprechenden Werte, die anhand der geometrischen Methode (siehe Tabelle 3.4) berechnet wurden, z.B, die Differenz ist 0.27 fm für ERAT200D und ist 0.43 fm für ERAT87D. Obwohl die Detektorschwelle, die Detektoreffizienz und die Detektorakzeptanz in der IQMD - Rechnung vernachlässigt wurden, lassen sich folgende Aussagen machen: Die sehr zentralen Ereignisse können mit der Kombination von ERAT und *Directivity* D sowohl für Au + Au Reaktionen als auch für Ni + Ni Reaktionen sehr effektiv selektiert werden. Wegen des Unterschieds der statistischen

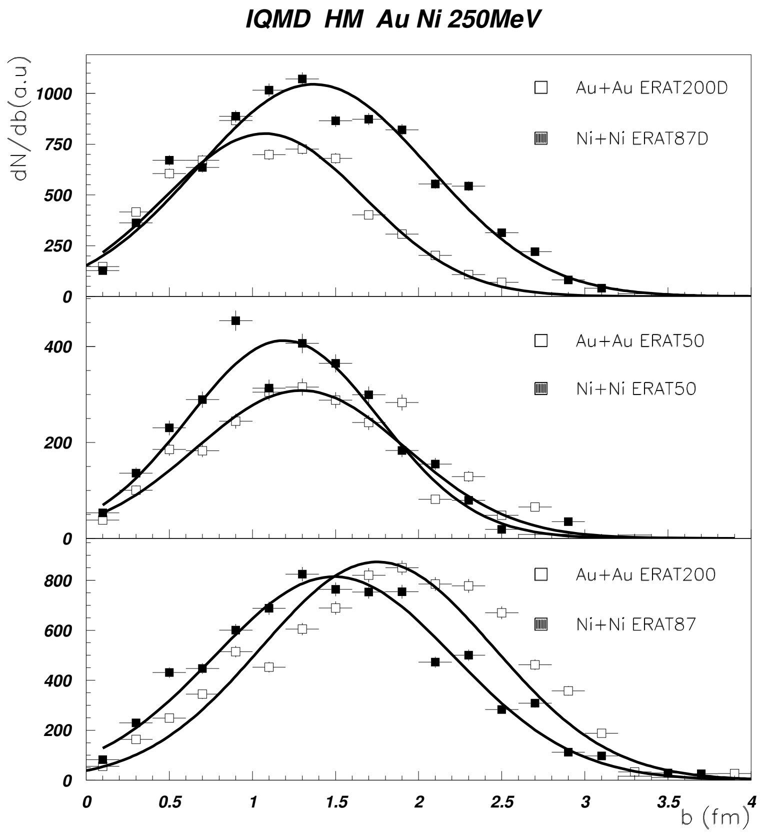

Abbildung 3.9: Verteilungen des Stoßparameters bei verschiedener Selektion von globalen Observablen. Die Linien repräsentieren die Anpassungen von Gaußfunktionen.

Fluktuationen, ist die Differenz zwischen $< b >$ und $< b_{geo} >$ für Ni + Ni Reaktionen größer als für Au + Au Reaktionen. Dieser Unterschied ist aber unvermeidbar im Experiment. Der mögliche Einfluß dieses Unterschieds auf die physikalischen Resultate muß in der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden.

3.2 Impulsraum – und Rapiditätsverteilung

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Selektionsmethode von sehr zentralen Kollisionen beschrieben wurde, soll nun auf die Impulsverteilungen der Fragmente eingegangen werden. Hierzu bietet sich die Darstellung des invarianten Wirkungsquerschnittes

System	Name	$< b >$ (fm)	Δb (fm)	$< b >_1$ (fm)	Δb_1 (fm)
Au + Au	ERAT50	1.14	0.55	1.39	0.71
	ERAT200D	1.11	0.55	1.40	0.68
	ERAT200	1.75	0.70	1.93	0.81
Ni + Ni	ERAT50	1.25	0.64	1.48	0.77
	ERAT87D	1.27	0.63	1.43	0.76
	ERAT87	1.35	0.65	1.63	0.82

Tabelle 3.5: Mittlere Stoßparameter $< b >$ und Bereiten Δb für verschiedene Selektionen von globalen Observablen (IQMD), der Index 1 bezieht sich auf Verteilungen, die unter einer Kombination von ERAT1 und *Directivity* D_1 erreicht wurden (vergl. Abb. 3.7). Die Werte ergeben sich aus Anpassungen der Stoßparameterverteilungen mit Gaußfunktionen.

$$2\pi \frac{d\sigma^3}{p_t dp_t dy dZ}$$

in einem p_t gegen Rapiditäts – Diagramm an. Diese Darstellung integriert über die azimuthale Verteilung, bietet aber den Vorteil einer größeren Statistik. Um einen Vergleich der Rapiditätsverteilungen unterschiedlicher Fragmentladung zu erleichtern, wird der transversale Impuls auf die Anzahl der Nukleonen und auf den Projektilimpuls pro Nukleon im Schwerpunktssystem normiert:

$$p_t^{(0)} = \frac{p_t}{A} \cdot \left(\frac{A}{p_{proj}} \right)_{cm}$$

$p_t^{(0)}$ ist damit dimensionslos. Analog wird eine auf die Projektilrapidität normierte Rapidität im Schwerpunktssystem $y^{(0)}$ verwendet.

Wie im letzten Kapitel ausgeführt, wurden die Massen der Fragmente in der Zone $\theta_{lab} > 30°$ mit der CDC identifiziert, während die Ladungen der Fragmente in der Zone $\theta_{lab} < 30°$ mit der Plastikwand gemessen wurden. Um eine vollständige Rapiditätsverteilung zu bilden, wurden die Fragmente mit Masse = 1, 2, 3 in der Zone $\theta_{lab} > 30°$ ausgewählt, während Z = 1 Fragmente in der Zone $\theta_{lab} < 30°$ aussortiert wurden. Da der Beitrag von ^3He im Vergleich zu den Beiträgen von p, d, t sehr gering ($N_{^3He}/N_{p,d,t} < 5\%$ für Au + Au Reaktionen) ist, läßt sich der Einfluß von ^3He auf die Impulsverteilung vernachlässigen. Der Einfluß auf die Rapiditätsverteilungen, der durch die Annahme mittlerer Masse der Z = 1 Fragmente (keine Isotopenauflösung in der Plastikwand) entsteht, wurde in den Betrachtungen der Rapiditätsverteilungen vernachlässigt. Für die Rapiditätsverteilungen der

Z = 3 Fragmente wurden die Fragmente mit Masse = 6, 7 in der Zone $\theta_{lab} > 30°$ ausgewählt, während die Fragmente mit Z = 3 in der Zone $\theta_{lab} < 30°$ genommen wurden.

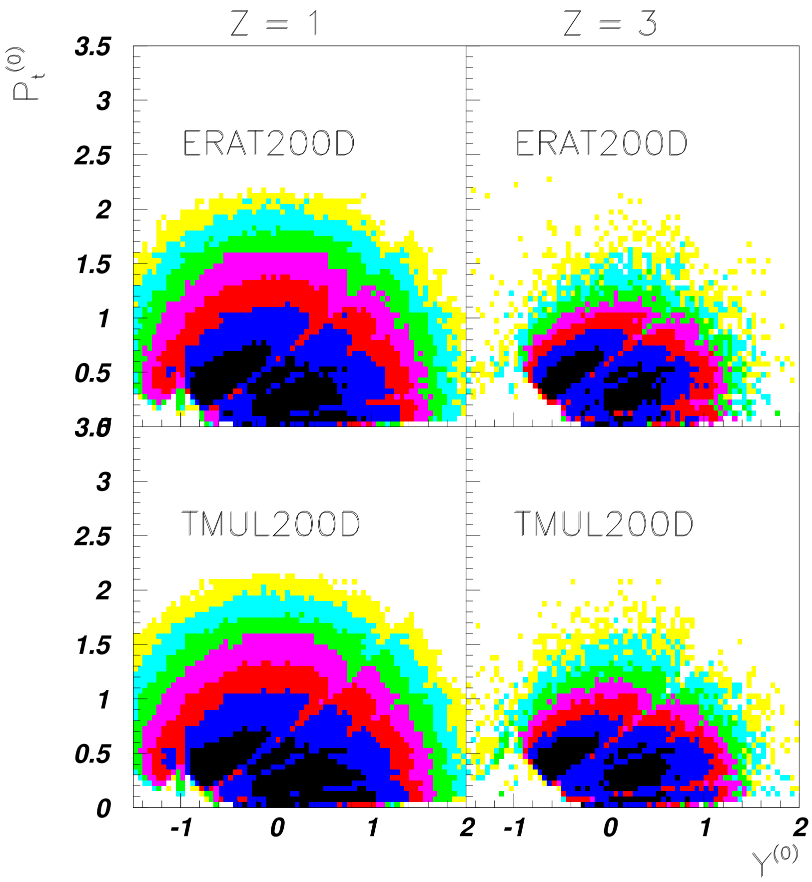

Abbildung 3.10: Verteilungen des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Z = 1 und Z = 3 Fragmente für Au + Au Reaktionen unter ERAT200D – und TMUL200D –Schnitt.

Um Polarwinkelverteilungen $dN/dcos(\theta_{cm})$ und Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$ zu erhalten, wurden die Intensitäten in den Schattenzonen um $\theta_{lab} \sim 7°, \theta_{lab} \sim 21°$ *und* $\theta_{lab} \sim 30°$, die durch unempfindliche Zonen des FOPI – Detektorsystems bewirkt wurden, zwischen den Intensitäten der angrenzenden Laborwinkel unter Berücksichtigung der Raumwinkeländerung linear interpoliert. Wegen der Ungenauigkeit der Energieverlustkorrektur für Targetabsorption [AND96], ist die Rapiditätsverteilung im Bereich $\theta_{cm} > 150°$ mit einer gewissen

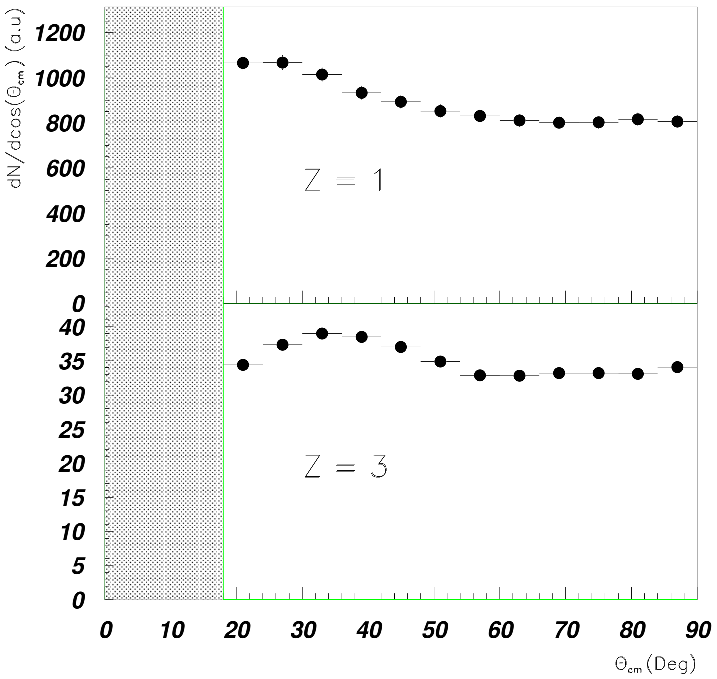

Abbildung 3.11: Polarwinkelverteilungen der Z = 1 und Z = 3 Fragmente von Au + Au Reaktionen unter ERAT200D – Schnitt.

Unsicherheit behaftet (Der Intensitätsverlust in Abbildung 3.10 um Targetrapidität $y^{(0)} \sim -1$ wird durch die Ungenauigkeit der Energieverlustkorrektur für Targetabsorption bewirkt). Dies muß in der Analyse der Rapiditätsverteilungen berücksichtigt werden.

3.2.1 Die Form der Midrapiditätsquelle in Au + Au Reaktionen

Die Impulsverteilungen der Fragmente Z = 1 und Z = 3 für den ERAT200D – und den TMUL200D – Schnitt sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Wegen der niedrigen Detektoreffizienz wird die Intensität im Bereich $-0.6 < y^{(0)} < -0.2$ und $p_t^{(0)}/A < 0.3$ deutlich niedriger.

Jedoch ist deutlich zu sehen, daß ein Intensitätsmaximum (eine Midrapiditätsquelle) sich im Bereich der Schwerpunktsrapidität $y^{(0)} \sim 0$ befindet. Die Form dieser Midrapiditätsquelle für den ERAT200D – Schnitt erscheint sowohl für Z = 1 Fragmente als auch für Z = 3 Fragmente nahezu isotrop; Dagegen vergrößert sich die Anisotropie und die longitudinale Breite der Verteilungen für den TMUL200D – Schnitt.

Die Formen der Midrapiditätsquellen lassen sich durch die Polarwinkelvertei-

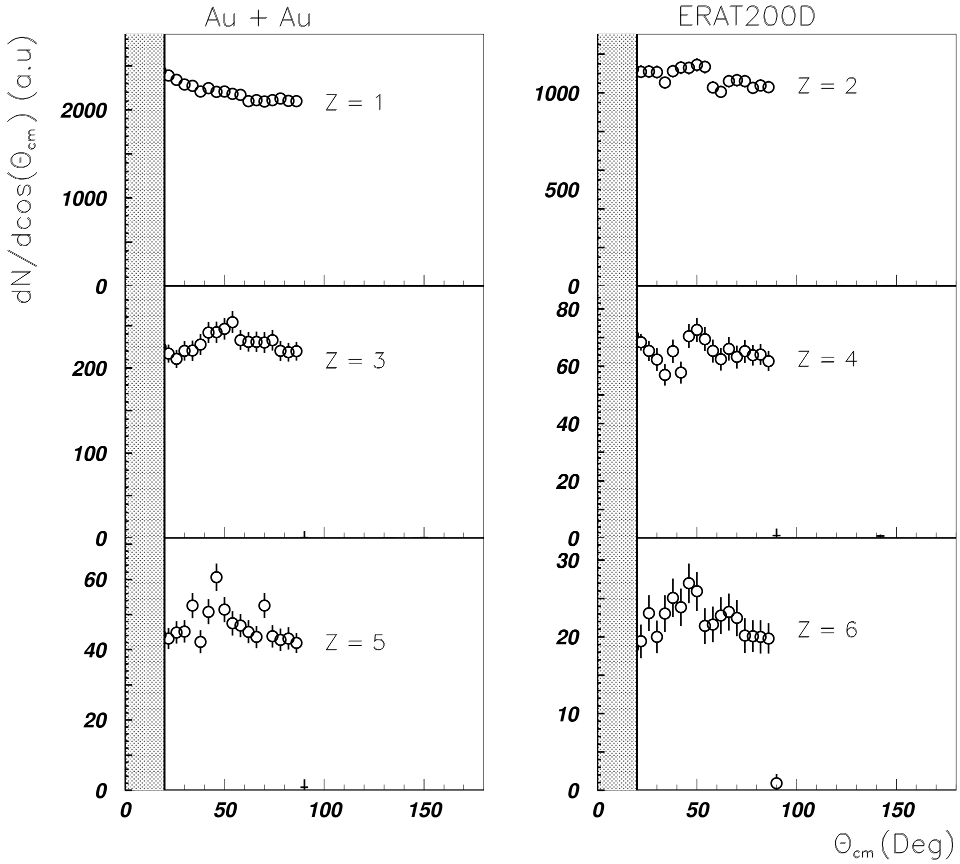

Abbildung 3.12: Polarwinkelverteilung geladener Fragmente von Z = 1 bis Z = 6. Ein zusätzlicher Schnitt $E_{kin} < 9AMeV$ wurden hierbei verwendet. Wegen der Schwierigkeit, die Detektoreffizienz im Bereich $\theta_{cm} = 0° \sim 20°$ zu korrigieren, wird die Polarwinkelverteilung unter $\theta_{cm} < 20°$ (Grauzone) nicht dargestellt.

lungen $dN/dcos\theta_{cm}$ untersuchen. Um den Einfluß von Detektoreffizienzen und der Ungenauigkeiten der Energieverlustkorrektur auf diese Verteilungen zu entfernen, wurden diese unter der zusätzlichen Bedingung $y^{(0)} > 0$ analysiert; sie sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Polarwinkelverteilungen für Z $= 1$ Fragmente zeigt ein Maximum um $\theta_{cm} \sim 20°$ auf, was auf Beträge von $Spectator$ – Materie schließen läßt. Dagegen zeigt die Polarwinkelverteilung für Z $= 3$ Fragmente eine Maximum um $\theta_{cm} \sim 30°$.

Da die schwereren Fragmente von Z $= 4$ bis Z $=6$ nur mit der Plastikwand unter $\theta_{lab} < 30°$ gemessen wurden, wurden die Polarwinkelverteilungen für Fragmente von Z $= 1$ bis Z $= 6$ unter $E_{kin} < 9AMeV$ [ROY96] im Bereich $\theta_{cm} = 0° \sim 90°$ erzeugt, so daß man die Polarwinkelverteilungen systematisch vergleichen kann.

Wie in Abbildung 3.12 dargestellt, können alle Polarwinkelverteilungen als flach angesehen werden, was ein starker Beweis für eine isotrope Emission aller Fragmente ist. Hieraus läßt sich schließen, daß ein vollständiges *stopping* für Au + Au Reaktion erreicht wurde. Diese Schlußfolgerung stimmt mit [GUS84, SOD95] überein.

3.2.2 Die Systemabhängigkeit der Rapiditätsverteilungen — stopping

Die Reaktionspartner (Projektil – und Target – Kerne) werden als abgebremst (oder abgestoppt) bezeichnet, wenn sich in der Rapiditätsverteilungen der IMFs ein einziges Maximum bei Midrapidität $y^{(0)} = 0$ abzeichnet. Ein Maß für den Grad der Abbremsung ist ferner die Breite der Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$. Die Messung des *stopping* ist infolge der Überlagerung vieler Faktoren, z. B. Fluktuationen aufgrund der begrenzten Teilchenzahl im Einzelereignis, wegen der indirekten Stoßparameterbestimmung, verschiedener Fluktuationen aufgrund der verschiedenen Reaktionssysteme, kollektivem Fluß (siehe nächster Abschnitt), keine einfache Aufgabe. Im folgenden wird die Systemabhängigkeit des Abbremsverhaltens der Kerne bei fester Einschußenergie (250 AMeV) durch die Systemabhängigkeit der Rapiditätsverteilungen untersucht.

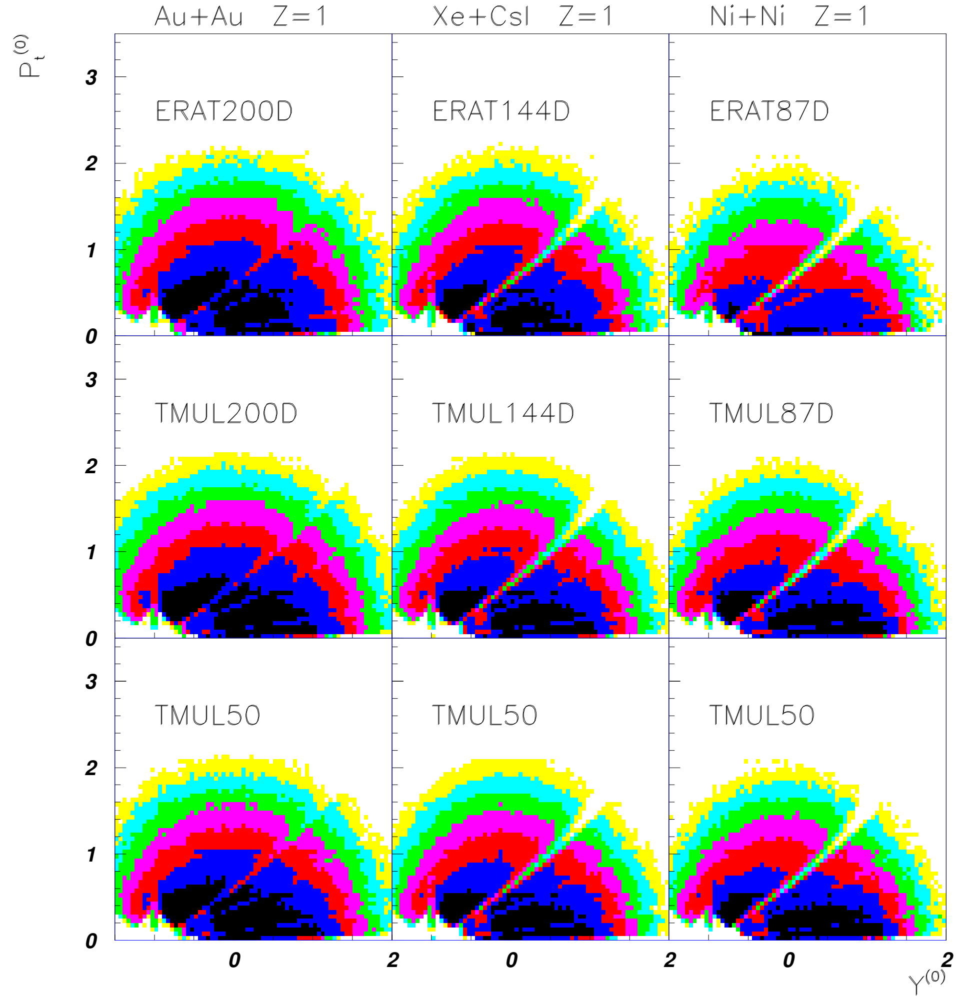

Abbildung 3.13: Verteilung des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Z = 1 Fragmente bei Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen unter verschiedenen Schnitten von globalen Observablen. Die Schnitte sind bei den jeweiligen Abbildungen angegeben.

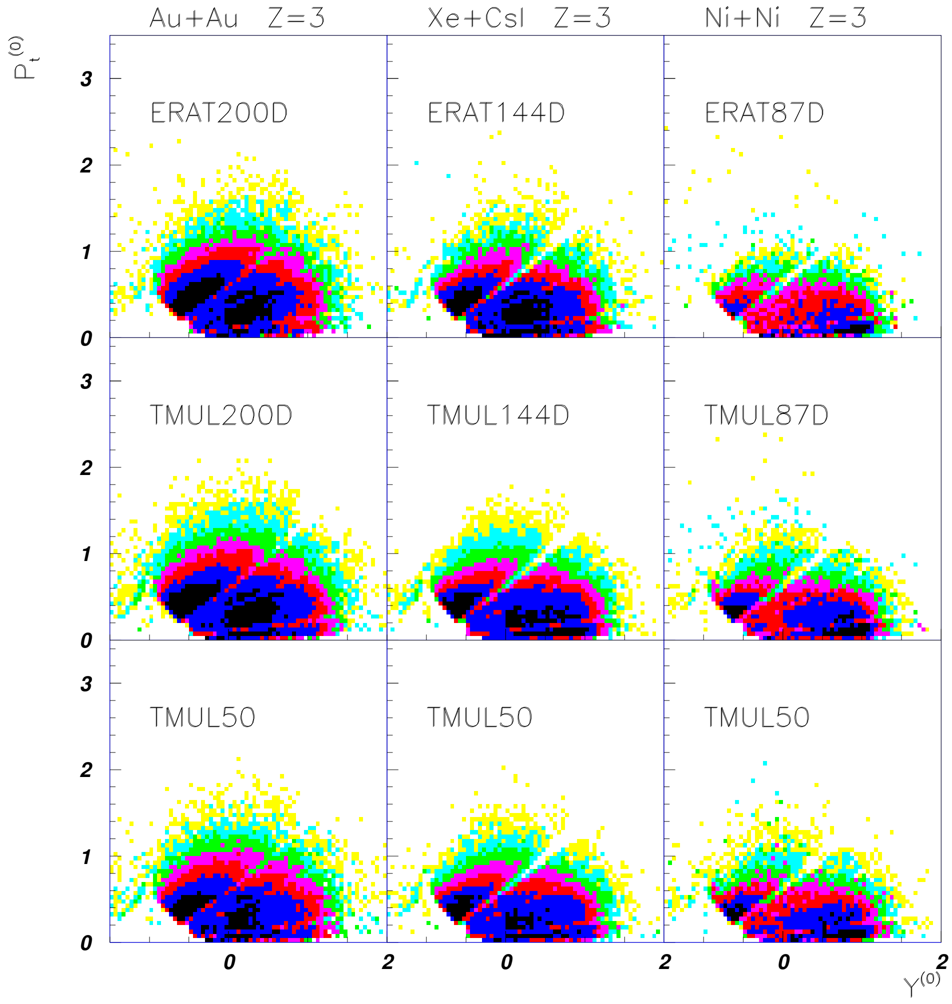

Abbildung 3.14: Verteilung des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Z = 3 Fragmente bei Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen unter verschiedenen Schnitten von globalen Observablen. Die Schnitte sind bei den jeweiligen Abbildungen angegeben.

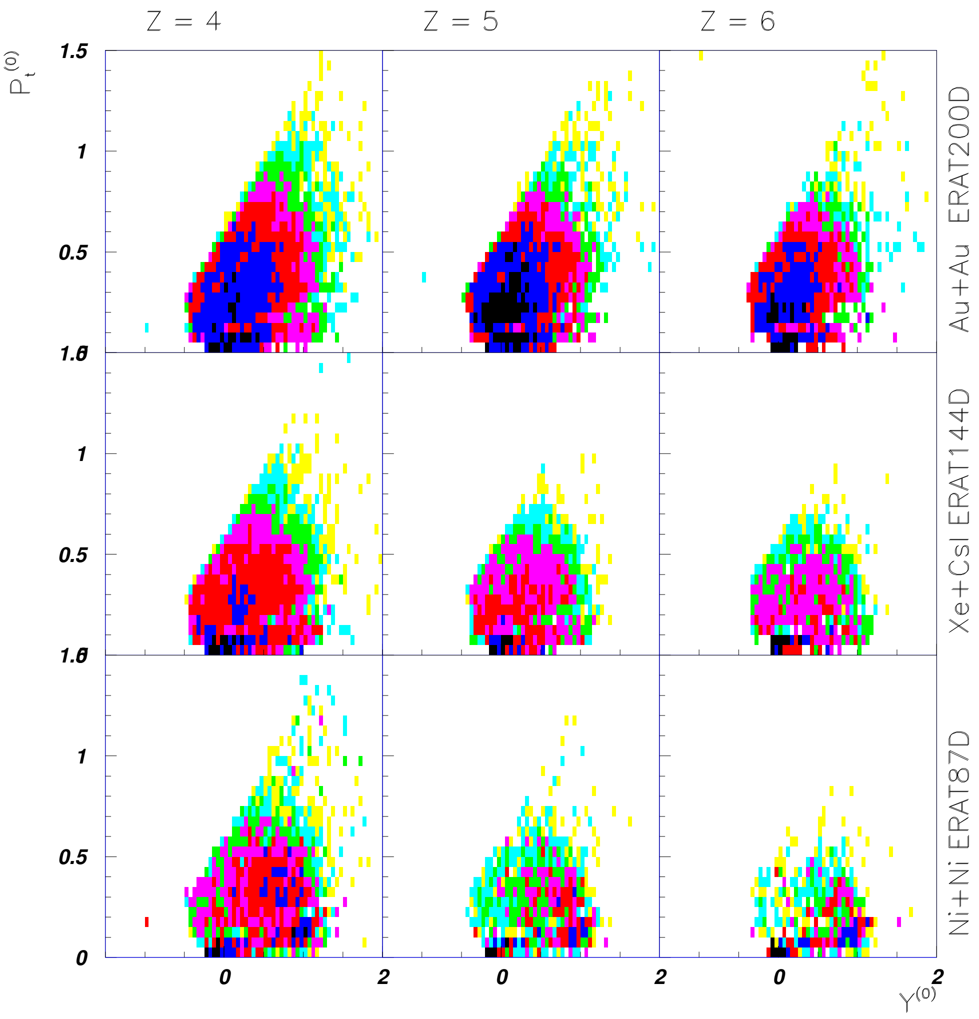

Abbildung 3.15: Verteilung des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Fragmente von Z = 4 bis Z = 6 bei Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. Die Schnitte sind bei den jeweiligen Abbildungen angegeben. Die Akzeptanz ist auf $\theta_{lab} < 30°$ begrenzt.

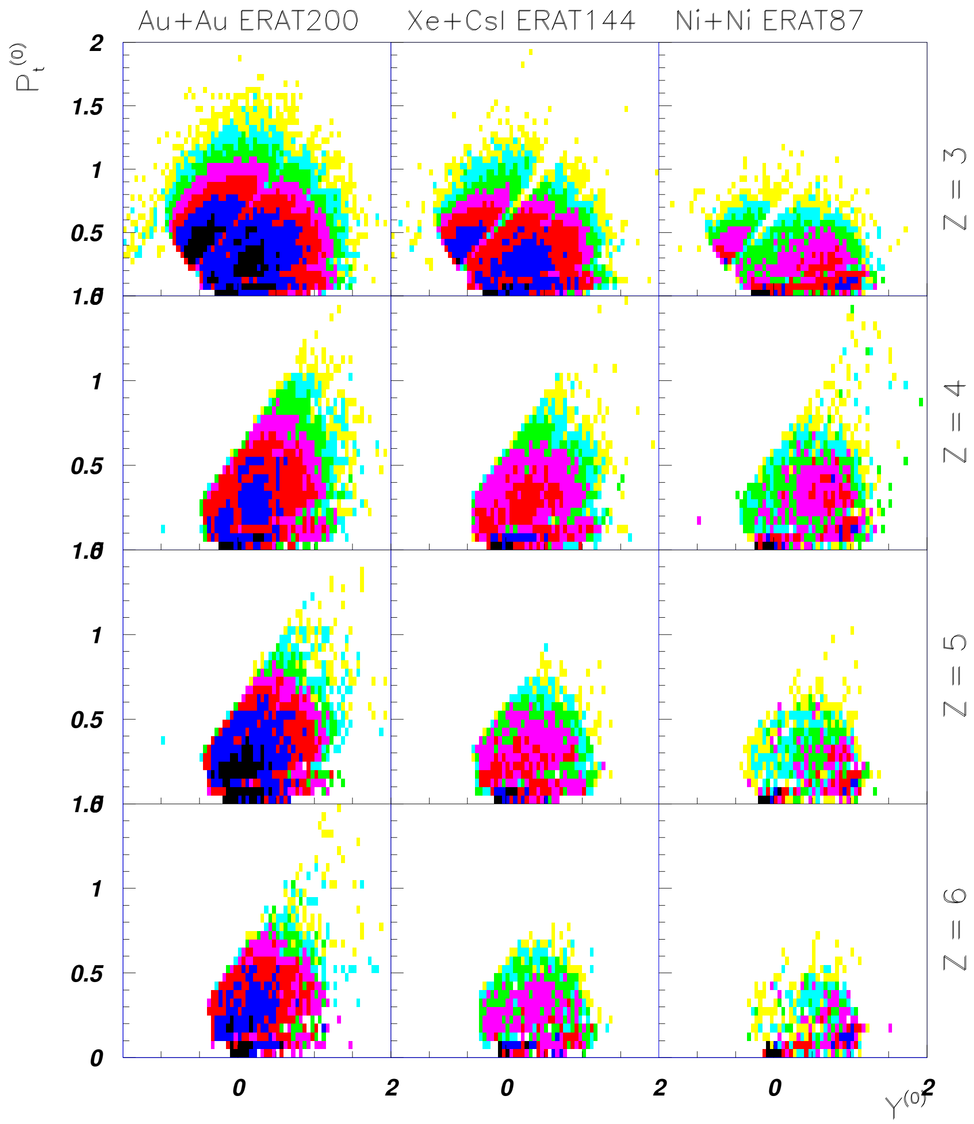

Abbildung 3.16: Verteilung des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Fragmente von Z = 3 bis Z = 6 bei Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. Die Schnitte sind bei den jeweiligen Abbildungen angegeben.

Verteilungen des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$

Die zweidimensionalen Verteilungen $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Z $=1$ Fragmente für Au $+$ Au, Xe $+$ CsI und Ni $+$ Ni Reaktionen werden in Abbildung 3.13 dargestellt. Für die TMUL200D - TMUL144D - TMUL87D - und TMUL50 - Schnitte, befinden sich Intensitätsmaxima um $y^{(0)} \sim 0$ in den invarianten Verteilungen. Gleichzeitig befinden sich auch Intensitätsmaxima in der Nähe der Projektilrapidität $y^{(0)} \sim +1$. Mit leichterer Systemmasse nehmen die Intensitätsmaxima zur Projektilrapidität zu. Für die ERAT200D –, ERAT144D – und ERAT87D – Schnitte werden die Komponenten im Bereich der Projektilrapidität stark reduziert und, wie schon erwähnt, läßt sich die invariante Verteilung für Au $+$ Au als isotrop ansehen, während eine Anisotropie der Intensität bereits für Xe $+$ CsI auftritt. Für Ni $+$ Ni Reaktionen vergrößert sich die Anisotropie weiter, so daß die Form der der invarianten Verteilung als $prolate$ zu charakterisieren ist.

Die zweidimensionalen Verteilungen $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ der Z $=3$ Fragmente für die gleichen Schnitte werden in Abbildung 3.14 dargestellt. Insgesamt sind unter dem TMUL200D -, TMUL144D -, TMUL87D -, und TMUL50 - Schnitt, die Midrapiditätsquellen deutlicher zu sehen und die Anisotropien der Intensitätsmaximuma sind viel kleiner als für Z $=1$ Fragmente, jedoch findet sich eine gewisse Anisotropie für Xe $+$ CsI und Ni $+$ Ni Reaktionen. Dagegen tritt unter den ERAT200D -, ERAT144D - und ERAT87D – Schnitten eine kleine Anisotropie für Xe $+$ CsI Reaktionen auf, während man ein Intensitätsmaximum um die Projektilrapidität $y^{(0)} \sim +1$ für Ni $+$ Ni Reaktionen sieht.

Wie die Untersuchung zeigt, sind schwerere Fragmente bessere (sensitivere) Sonde der Eigenschaften der Midrapiditätsquelle [REI96]. Trotz der begrenzten Akzeptanz des FOPI – Detektorsystems ($\theta_{lab} < 30°$) für schwere Fragmente mit $Z \geq 4$, werden weitere Vergleiche der invarianten Verteilungen für schwere Fragmente von Z $=4$ bis Z $=6$ durchgeführt, um die oben gezeigte sensitive Systemabhängigkeit zu illustrieren. In Abbildung 3.15 werden die Verteilungen des invarianten Wirkungsquerschnittes $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ für ERAT200D -, ERAT144D - und ERAT87 - Schnitte dargestellt. Das gleiche Phänomen wie für Z $=3$ Fragmente ist zu beobachten: für Au $+$ Au Reaktionen befinden sich die Intensitätsmaxima um Midrapidität $y^{(0)} \sim 0$. Für Xe $+$ CsI Reaktionen, im Vergleich mit Au $+$ Au Reaktionen, nimmt die Verteilung der Intensität zur Projektilrapidität zu und für Ni $+$ Ni Reaktionen befinden sich die Intensitätsmaxima bei der Projektilrapidität.

Der bisherige Vergleich wurde auf die invarianten Verteilungen bei Selektion gleichen Stoßparameters ($\sim 50\ mb$) beschränkt. Bei dieser Selektion ist die Statistik für schwere Fragmente sehr schwach. Um die invarianten Verteilungen für Ni $+$ Ni Reaktionen mit besserer Statistik zu erhalten und den Einfluß der erreichten Zentralität zu untersuchen, wurde das erste Selektionskriterium zur Selektion sehr zentraler Ereignisse verwendet d.h. die sehr zentralen Ereignisse wurden mit

ERAT200 für Au + Au, ERAT144 für Xe + CsI und ERAT87 für Ni + Ni Reaktionen selektiert. Dargestellt in Abbildung 3.16 sind nur die schweren Fragmente. Wir sehen, daß im Vergleich zu Verteilungen $2\pi d^2\sigma/p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ unter dem zweiten Selektionskriterium die Intensitätsmaxima zur Projektilrapidität geringfügig zuzunehmen scheinen. Die Abhängigkeit von den Reaktionssystemen ist aber, wie zuvor, deutlich zu sehen d.h. je leichter das Reaktionssystem, desto stärker die Orientierungen der Intensitätsmaxima zur Projektilrapidität.

Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$

Für ein symmetrisches Reaktionssystem (hierbei wird Xe + CsI als symmetrisches System angesehen) sollte die Rapiditätsverteilung über $y^{(0)} = 0$ symmetrisch sein. Deswegen läßt sich die Rapiditätsverteilung nur mit Teilchen der Vorwärtshemisphäre $y^{(0)} > 0$ bestimmen. In der Analyse der Experimentdaten werden daher lediglich die Rapiditätsverteilungen im Bereich $y^{(0)} > 0$ dargestellt, um Effekte von niedriger Detektoreffizienz und Ungenauigkeit der Energieverlustkorrektur durch Targetsabsorption zu vermeiden.

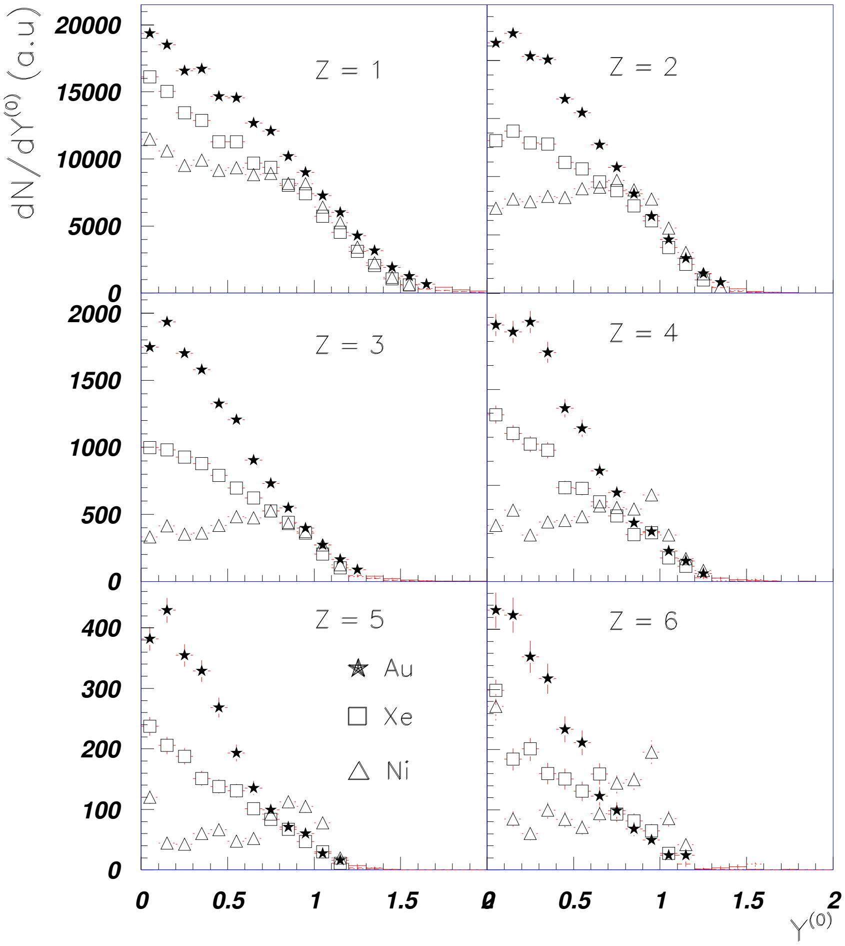

Abbildung 3.17: Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$ für Au + Au($\star$), Xe + CsI($\square$) und Ni + Ni($\triangle$) Reaktionen. Sie sind für Z = 1 bis Z = 6 Fragmente unter zusätzlichen Schnitten $p_t^{(0)} < 0.6$ und $y^{(0)} > 0$ dargestellt. Zentralitätskriterien sind ERAT200D für Au + Au, ERAT144D für Xe + CsI und ERAT87D für Ni + Ni.

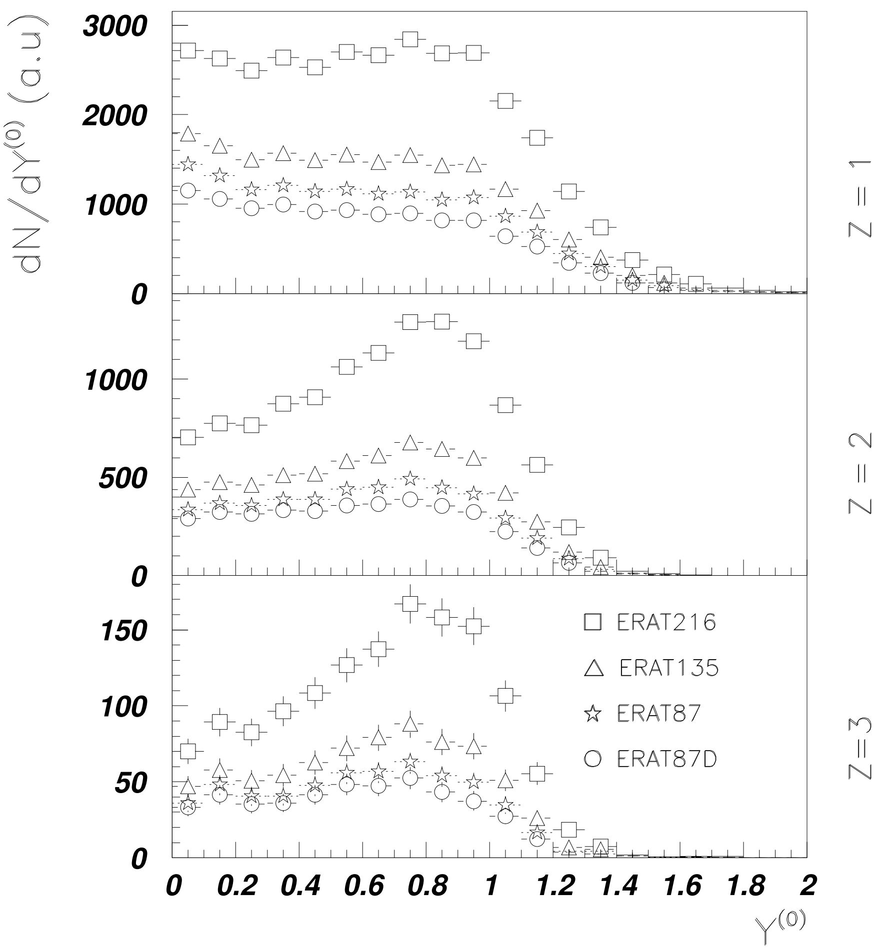

Abbildung 3.18: Rapiditätsverteilungen $dN/dy^{(0)}$ für Ni + Ni Reaktionen. Sie sind für Z = 1 bis Z = 3 Fragmente unter Selektion verschiedener Zentralität (ERAT216 entspricht 216 mb, ERAT135 entspricht 135 mb usw.) dargestellt. Zusätzliche Schnitte $p_t^{(0)} < 0.6$ und $y^{(0)} > 0$ wurden verwendet.

Ein Vergleich der Rapiditätsverteilungen wird in Abbildung 3.17 gezeigt. Um systematisch vergleichen zu können, wurden Verteilungen der Fragmente von Z = 1 bis Z = 6, unter zusätzlichen Schnitten $p_t^{(0)} < 0.6$ und $y^{(0)} > 0$ erzeugt. Insgesamt sind die Verteilungen für Z = 1 Fragmente breiter als die für die schwereren Fragmente. Es ist sehr deutlich zu sehen, daß die Xe + CsI Verteilungen breiter als die Au + Au Verteilungen sind und es gilt folgende Beobachtung: Je schwerer das Fragment, desto schmaler sind die Rapiditätsverteilungen im Vergleich mit denen der Au + Au Reaktionen. Insbesondere für Ni + Ni tritt ein Maximum (ab Z = 2) in der jeweiligen Verteilung um die Projektilrapidität auf. Das gleiche Phänomen wurde in den Rapiditätsverteilungen unter ERAT200 für Au + Au, ERAT144 für Xe + CsI und ERAT87 für Ni + Ni Reaktionen beobachtet.

In Abbildung 3.18 werden die Rapiditätsverteilungen für Fragmente von Z = 1 bis Z = 3 für Ni + Ni Reaktionen für verschiedene Zentralität dargestellt, um die Abhängigkeit vom Stoßpartameter zu illustrieren. Für Z = 1 Fragmente tritt ein Maximum um $y^{(0)} = 0.8$ bei dem ERAT216 – Schnitt auf, während die Maxima in zentraleren Schnitten um $y^{(0)} = 0$ auftreten. Für die Z = 2 und Z = 3 Fragmente sind die Maxima (um $y^{(0)} \sim 0.9$ unter ERAT216 – Schnitt) sehr deutlich zu sehen. Mit zunehmender Zentralität nehmen die Überhöhungen ab. Jedoch verschwinden sie nicht ganz und sind in der Rapiditätsverteilung auch beim zentralsten Schnitt ERAT87D zu beobachten. Es ist auch instruktiv zu sehen, daß für die ERAT135 –, ERAT87 – und ERAT87D – Schnitte die Formen der jeweiligen Verteilungen sehr ähnlich sind.

Wie kann man die Maxima in der Rapiditätsverteilung deuten? Hierfür bieten sich zwei mögliche Erklärungen an. Entweder es liegen sehr zentrale Kollisionen vor und die IMFs (Z ≥ 3 Fragmente) entstehen bevorzugt in einer Art Korona aus verdünnter Kernmaterie und sind daher kaum gestoppt (Transparenz) oder die mittlere Zentralität ist nicht ausreichend hoch, um das Auftreten von Spectator Materie zu verhindern. Experimentell sind diese zwei Möglichkeiten nur sehr schwer zu trennen. Die Beträge dieser zwei Scenarien können nur mit Modellrechnungen abgeschätzt werden. Im nächsten Kapitel wird eine Diskussion darüber geführt und die Abhängigkeit der Rapiditätsverteilungen vom Stoßparameter mit Hilfe der IQMD – Simulation diskutiert, um eine Schlußfolgerung zu erhalten.

3.3 Kinetische Energiespektren

Flußphänomene bzw. kollektive Effekte können als solche Effekte verstanden werden, in denen ein größerer Anteil der Reaktionsprodukte ein gleichartiges Verhalten zeigt, in dem Sinne, daß sich die Reaktionsprodukte mit ähnlicher Geschwindigkeit bewegen (fließen) oder ihre Emission in eine ausgezeichnete Richtung erfolgt. Solche Phänomene (gerichteter Seitwärtsfluß und *squeeze out*) wurden zuerst von hydrodynamischen Rechnungen vorhergesagt [SCH74, KAP81, STÖ80, STÖ82] und später von zahlreichen Experimenten nachgewiesen [GUT89, WIE93, CRO96]. In sehr zentralen Kollisionen verschwindet der gerichtete Seitwärtsfluß, infolge der im Mittel azimuthal symmetrischen Impulsverteilung, bei der die Möglichkeit eine Reaktionsebene zu finden, entfällt. Jedoch wurde ein großer Flußeffekt im Sinne einer kollektiven Expansion des $Feuerballs$ in sehr zentralen Kollisionen mit hohem $stopping$ gefunden[JEO93]. Unter kollektiver Expansion wird hier das Auseinanderfließen der Reaktionsprodukte mit ähnlicher Geschwindigkeitsverteilung verstanden.

Zur Untersuchung solcher Flußeffekte wird häufig das kinetische Energiespektrum verwendet, um die kollektive Flußenergie zu extrahieren [SIM79, JEO93, POG95]. Wie diskutiert, erfolgt diese Expansion isotrop (radial) für Au + Au Reaktionen. Jedoch ist die Form der Impulsverteilungen für Xe + CsI und besonderes für Ni + Ni Reaktionen anisotrop; der Einfluß einer Transparenz der Kerne (weniger $stopping$) und von Spectator Materie kann daher nicht ausgeschlossen werden. Trotzdem können, um die Systemabhängigkeit der kollektiven Expansionsenergie zu studieren, kinetische Energiespektren um $\theta_{cm} \sim 90^\circ$ benutzt werden, da die Spektren in diesem Bereich kaum von der Transparenz und von $spectators$ beeinflußt werden. Außerdem bieten die kinetischen Energiespektren in diesen Bereich den Vorteil, daß die Formen der Spektren wenig von der erreichten Zentralität (bis $\sim 6\%\sigma_{geo}$) abhängen [LIS95, WAN96].

Im folgenden werden die mit der CDC gemessenen kinetischen Energiespektren leichter geladenen Fragmente analysiert. Danach werden die Spektren der Fragmente im Bereich $\theta_{cm} = 25^\circ \sim 45^\circ$ diskutiert, um die Systemabhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente zu untersuchen und die Flußenergie für Au + Au Reaktionen zu extrahieren.

3.3.1 Kinetische Energiespektren leichter geladener Fragmente um $\theta_{cm} \sim 90^\circ$

Die kinetischen Energiespektren werden mit ERAT200 -, ERAT144 - und ERAT87 - Schnitten für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen im Bereich $80^\circ < \theta_{cm} < 110^\circ$ bestimmt, so daß die Ergebnisse dieser Arbeit für Au + Au Reaktionen bei ähnlichem Bedingungen ($\sim 200\ mb$) mit unseren früheren Ergebnissen [POG95] verglichen werden können. Ein zusätzlicher Schnitt $p_t^{(0)} > 0.6$ (unterhalb dieses Wertes gibt es keine Massenauflösung) wird dabei verwendet, um den Einfluß der Detektorgeometrie auf die kinetischen Energiespektren zu minimieren.

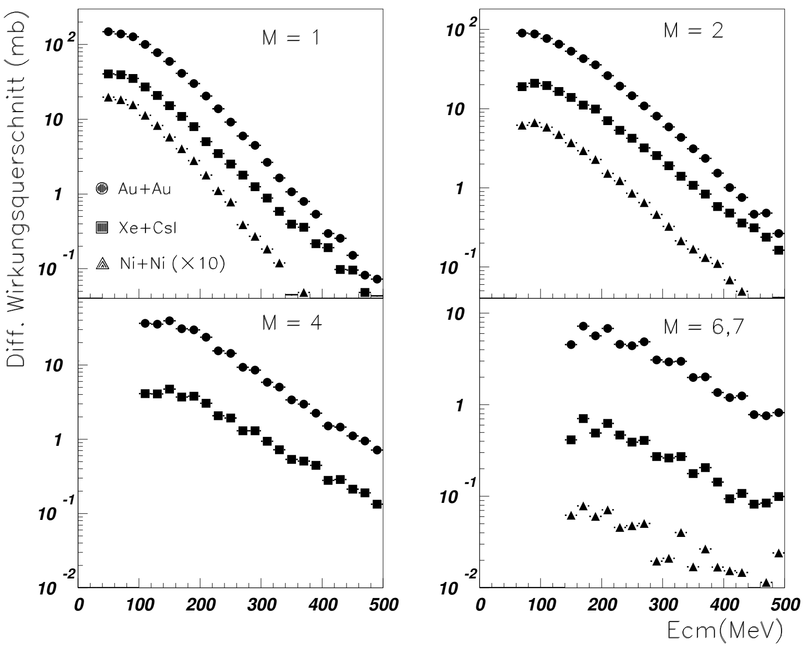

Abbildung 3.19: Vergleich der kinetischen Energiespektren geladener Fragmente von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen: Die Spektren wurden für die im Bereich $\theta_{cm} = 80^\circ \sim 110^\circ$ emittierten Fragmente unter ERAT200 für Au + Au, unter ERAT144 für Xe + CsI und unter ERAT87 für Ni + Ni Reaktionen gewonnen. Ein zusätzlicher Schnitt $p_t^{(0)} > 0.6$ wurde verwendet.

Direkter Vergleich der kinetischen Energiespektren

Die Spektren leichter geladener Fragmente (p, d, ^4He und M = 6,7 Fragmente) bei Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen werden in Abbildung 3.19 zusammen dargestellt, um sie direkt miteinander vergleichen zu können. Sichtbar ist, daß die Formen der Spektren der jeweiligen schwereren Fragmente (^4He und M = 6,7 Fragmente) sehr ähnlich sind, während die Formen der Spektren leichter Fragmente (p, d) für Xe + CsI Reaktionen sich von den jeweiligen Spektren für die zwei anderen Systeme unterscheiden.

Um weitere Vergleiche durchzuführen, wurde das CDC – Barrel Matching verwendet, damit Tritonen und ^3He separiert werden können. Wegen der Akzeptanz des Barrel – Detektors ($\theta_{lab} > 44^\circ$) wurden die Spektren mit höherer Schwelle geschnitten. Um die Form der Spektren zu vergleichen, wurden die Spektren der jeweiligen Fragmente von Xe + CsI und Ni + Ni auf die Spektren von Au + Au separat normiert und in Abbildung 3.20 dargestellt. Es wird deutlich, daß die For-

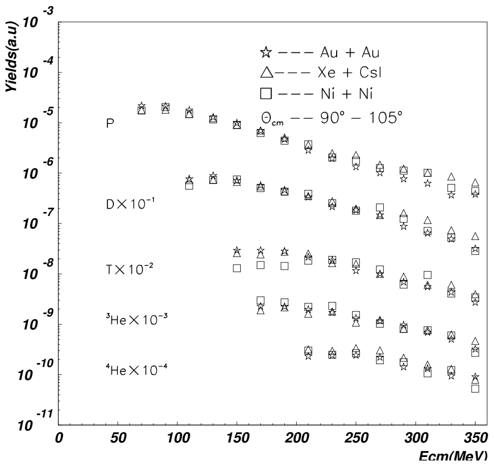

Abbildung 3.20: Direkter Vergleich der kinetischen Energiespektren geladener Fragmente von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen: Die Spektren wurden für die im Bereich $\theta_{cm} = 90° \sim 105°$ emittierte Fragmente unter ERAT200 für Au + Au, unter ERAT144 für Xe + CsI und ERAT87 für Ni + Ni Reaktionen bestimmt. Die Spektren der jeweiligen Fragmente für Xe + CsI und Ni + Ni wurden auf die Spektren der Au + Au Reaktionen normiert.

men der Spektren insgesamt sehr ähnlich aussehen, mit Ausnahme der Spektren von Protonen im Bereich $E_{cm} > 250\ MeV$, wo Unterschiede in den Neigungen der Spektren bestehen.

Parameterisierung der kinetischen Energiespektren — kollektive Expansionsenergie

Um die Expansionsenergie zu extrahieren, wurde ein einfaches Modell von Siemens – Rasmussen [SIE79] verwendet. Darin wird das Spektrum eines Fragments im Schwerpunktsystem, das von einer thermischen, radial expandienden Quelle emittiert wird, wie folgt beschrieben:

$$\frac{d^3N}{dEd^2\Omega} \sim pe^{-\gamma E/T}\left[\frac{\sinh\alpha}{\alpha}(\gamma E + T) - T\cosh\alpha\right]$$

hierbei gilt
$E =$ *totale Energie des Fragments im Schwerpunktsystem,*
$p =$ *totaler Impuls des Fragments im Schwerpunktsystem,*
$T =$ *Temperatur der Quelle,*
$\beta =$ *radiale Flußgeschwindigkeit,*

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

und

$$\alpha = p\gamma\beta/T$$

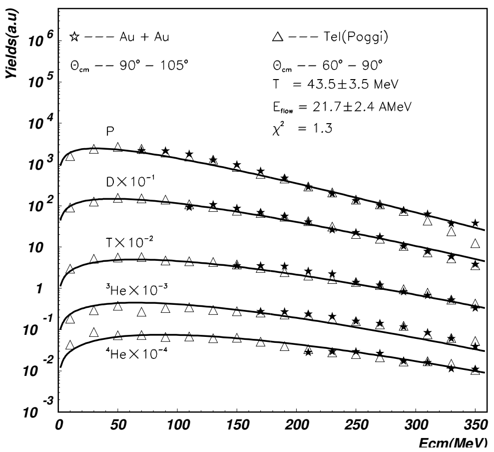

Abbildung 3.21: Vergleich zwischen den Spektren in dieser Arbeit (Sterne) und den Spektren (Dreiecke), die von Si - Teleskope *separat* gemessen [POG95] und im Bereich $\theta_{cm} = 60° \sim 90°$ unter ERAT5 gemessen wurden. Die Temperatur und die Flußenergie wurden durch Anpassungen der [POG95] – Spektren mit der Siemens – Rasmussen Formel (durchgezogene Linien) bestimmt.

Obwohl sie schematisch ist, wurde diese Formel sehr häufig verwendet [SIE79, LIS95] um Experimentdaten zu parameterisieren.

Wie in Abbildung 3.20 gezeigt, sind die Schwellen der Spektren sehr hoch und deswegen ist eine direkte Anpassung mit der Formel sehr schwierig durchzuführen. Eine Möglichkeit ist, die mit der CDC gemessenen Spektren für Au + Au Reaktionen mit unseren alten Daten [POG95], die mit Si – Teleskopen gemessen und weniger von Detektorschwellen beeinflußt wurden, zu vergleichen (in Abbildung 3.21). Da die Spektren beider Messungen fast identisch sind (zumindest im von CDC – Barrel gemessenen Energiebereich), lassen sich Temperatur und Flußenergie aus der Anpassung für [POG95] Daten als *hergeleitete* Werte für diese Arbeit ansehen. Dafür wurden alle Spektren von der Messung mit Si – Teleskope mit der Siemens – Rasmussen Formel simultan angepaßt, und dadurch wurden die Temperatur und die Flußenergie bestimmt. Die erhaltenen Werte von Temperatur $T = 43.5 \pm 3.5\ MeV$ und Flußenergie $E_f = 21.7 \pm 2.4\ AMeV$ stimmen mit den Resultaten von [POG95], die mit einen verschiedenen Methode erhalten wurden, gut überein.

Für Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen gibt es keine Vergleichsdaten. Jedoch sind die Spektren für Xe + CsI und Ni + Ni sehr ähnlich den Au + Au Spektren (Abbildung 3.20). Deshalb lassen sich die oben extrahierte Temperatur und Flußenergie als *Abschätzungen* für Xe + CsI und Ni + Ni ansehen. Wie Abbildung 3.22 und Abbildung 3.23 zeigen, ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und den mit der Annahme $T = 43.5\ MeV$ und $E_f = 21.7\ AMeV$ berechneten Linien vernünftig.

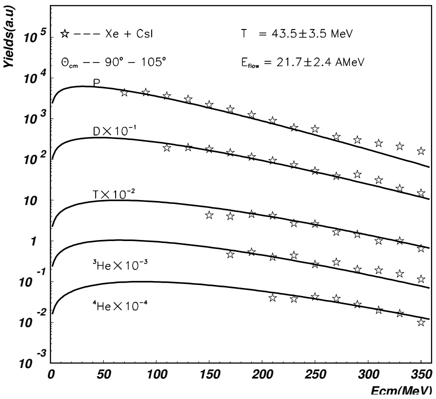

Abbildung 3.22: Vergleich zwischen den kinetische Energiespektren geladener Fragmente (Sterne) von Xe + CsI und Kurven (durchgezogene Linien), die mit der Siemens – Rasmussen Formel mit den Parameteren $T = 43.5\ MeV$ und $E_f = 21.7\ AMeV$ berechnet wurden.

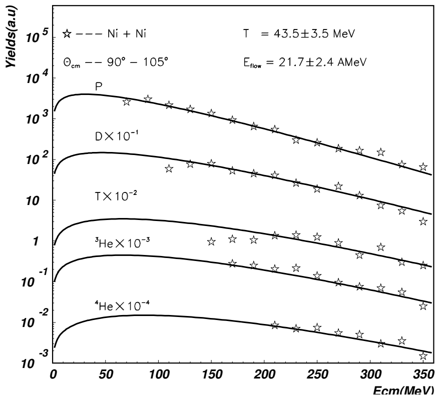

Abbildung 3.23: Vergleich zwischen den kinetische Energiespektren geladener Fragmente (Sterne) von Ni + Ni und Kurven (durchgezogene Linien), die mit der Siemens – Rasmussen Formel mit den Parameteren $T = 43.5\ MeV$ und $E_f = 21.7\ AMeV$ berechnet wurden.

3.3.2 Kinetische Energiespektren schwerer Fragmente um $\theta_{cm} = 25^\circ \sim 45^\circ$

Wegen der begrenzten Akzeptanz des FOPI – Detektorsystems können die kompletten kinetischen Energiespektren schwerer Fragmente nur im Bereich $\theta_{cm} = 25^\circ \sim 45^\circ$ bestimmt werden [JEO94]. Da für Au + Au Reaktionen eine nahezu isotrope Midrapiditätsquelle unter ERAT200D isoliert wird, kann die kollektive Expansionsenergie aus den kinetischen Energiespektren in diesen Bereich extrahiert werden. Dagegen ist es für Xe + CsI und insbesondere für Ni + Ni Reaktionen ist es sehr schwierig, der Einfluß von nicht vollständig abgebremsten Fragmenten in sehr zentralen Kollsionen zu berücksichtigen. Dies macht es unmöglich, allein mit Hilfe der Spektren der Fragmente im Bereich $25^\circ \sim 45^\circ$ die kollektive Expansionsenergie zuverlässig zu extrahieren.

Kinetische Energiespektren von Au + Au Reaktionen — Radiale Flußenergie

Wie erwähnt, ist die Form der selektierten Midrapiditätsquelle für Z = 1 und Z = 3 Fragmente unter ERAT200D - Schnitt nahezu isotrop, gleichzeitig ist die

Anisotropie der azimuthalen Verteilung der IMFs unter demselben Schnitt sehr gering. In diesem Fall lassen sich die kollektiven Expansionsenergien durch die Analyse der kinetischen Energiespektren in diesem Bereich extrahieren, weil ein Einfluss von Spektatormaterie ausgeschlossen werden kann. Zur Extrahierung der Flußenergie wurde zuerst die einfache Methode von Siemens – Rasmussen [SIE79] verwendet, so daß der extrahierte Flußwert mit dem Wert, der von der Analyse der Spektren leichter geladenen Fragmente um $\theta_{cm} \sim 90°$ extrahiert wurde, verglichen werden kann.

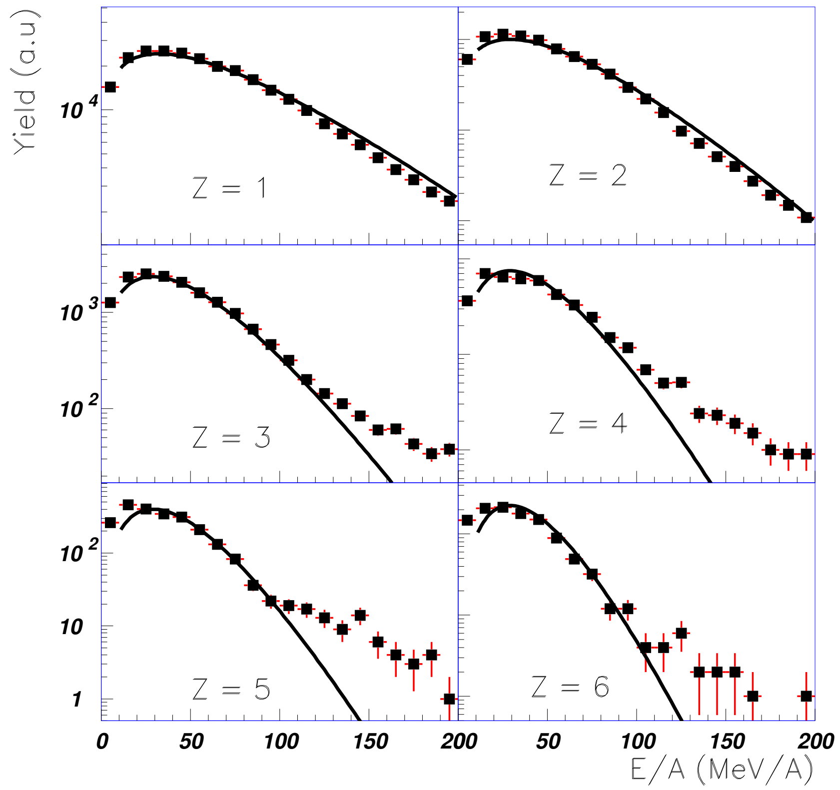

Abbildung 3.24: Anpassung der kinetischen Energiespektren geladener Fragmente von Au + Au Reaktionen mit der Siemens – Rasmussen Formel. Die Spektren gelten für alle im Bereich $\theta_{cm} = 25° \sim 45°$ emittierten Fragmente unter ERAT200D. Die Kurven (durchgezogene Linien) sind Anpassungen mit den Parametern $T = 66.0\ MeV$ und $E_f = 28.8\ AMeV$.

Die Spektren schwerer Fragmente sind in Abbildung 3.24 dargestellt und wurden simultan mit der Siemens – Rasmussen Formel (mit einem Temperaturpara-

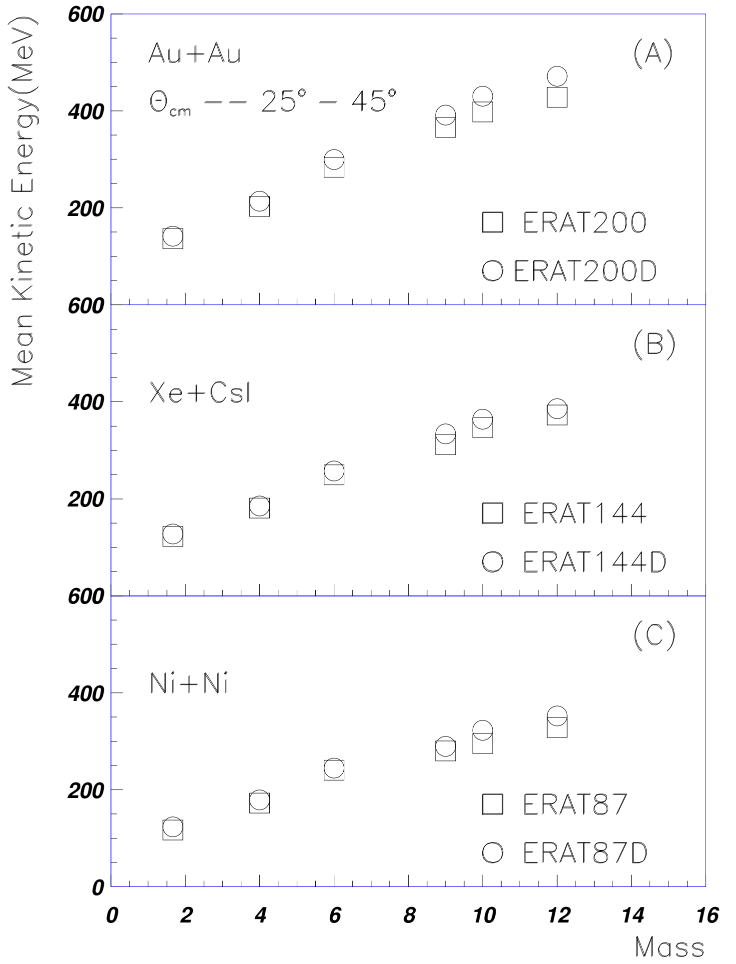

Abbildung 3.25: Totale mittlere kinetische Energie als Funktion der Masse geladener Fragmente: Masse = 1.66 für Z = 1 Fragmente, Masse = 9 für Z = 4 Fragmente und Masse = $2 \cdot Z$ für die übrigen Fragmente wurden hierbei verwendet.

meter T und einer Flußenergie E_f) angepaßt. Die so bestimmten Parameter sind:

$$T = 66.0 \pm 6.5\ MeV \qquad und \qquad E_f = 28.8 \pm 3.4\ AMeV$$

Insgesamt ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und der Anpassung zufriedenstellend. Die Ausläufe in den Spektren für Fragmente mit Z = 3 ($E/A > 140 MeV/A$), Z = 4 ($E/A > 120 MeV/A$), Z = 5 ($E/A > 100 MeV/A$), Z = 6 ($E/A > 140 MeV/A$) wurden in der Anpassung nicht berücksichtigt.

Nach [SIE79] hängt, wenn der Effekt der $Couloumb$ – Energie vernachlässigt wird [POG95], die totale mittlere kinetische Energie $< E_{kin} >$ linear von der Masse A der Fragmente ab, d.h. es gilt:

$$< E_{kin} >= A \cdot E_f + E_{th}$$

$E_f =$ $kollektive\ Flußenergie\ pro\ Nukleon,$
$E_{th} =$ $thermische\ Energie.$

Mit dieser Formel kann die kollektive Flußenergie bestimmt werden, in dem man die Abhängigkeit der totalen mittleren kinetischen Energie $< E_{kin} >$ von den Massen der Fragmente bestimmt. Im Bereich $25^\circ < \theta_{cm} < 45^\circ$ wurden die vollständigen Spektren jeweiliger Fragmente gemessen, und die totale mittlere kinetische Energie $< E_{kin} >$ bestimmt. Die Werte von $< E_{kin} >$ als Funktion der Masse der Fragmente werden in Abbildung 3.25 (A) gezeigt. Es wurde eine mittlere Masse M $= 1.66$ für Z $= 1$ Fragmente, M $= 9$ für Z $= 4$ und M $= 2Z$ für die übigen Fragmente angenommen. Die bestimmten $< E_{kin} >$ Werte für Z < 4 Fragmente hängen kaum vom verwendeten Schnitt ab, nur für Z≥ 4 Fragmente treten geringfügige Differenzen auf. Für den ERAT200D Schnitt sind die $< E_{kin} >$ Werte mit den Werten von [REI96], wo nur die im Bereich $\theta_{lab} < 30^\circ$ emittierten Teilchen zur Berechnung der globalen Observablen benutzt wurden, innerhalb von $\pm 5\%$ identisch. Die kollektive Flußenergie wurde mit der obigen Formel angepaßt und beträgt $E_f = 31.4 \pm 2.4$ AMeV. Obwohl diese Flußenergie, im Vergleich mit den Resultaten von [REI96], geringfügig kleiner ist, sind die beiden Werte innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung.

Die Extrahierung der Flußenergie von Experimentdaten ist kompliziert und modellabhängig. Es gibt verschiedene Modelle, die auf unterschiedlichen Flußprofilen und Annahmen [SIE79, POG95, PET95, REI96] basieren und deshalb können Analysen gleicher Daten zu verschiedenen Flußenergien führen. Die Siemens – Rasmussen Methode hat ein sehr einfaches Flußprofil ($\delta - function$) und die Gesamtenergieerhaltung wird dabei nicht berücksichtigt. Für die leichten Teilchen, wie oben vorgestellt, sind extrahierte Flußenergie $E_f = 21.7\ AMeV$ und Temperatur $T = 43.5$ vernüftig und konsistent mit den Resultaten von [POG95]. Dagegen widersprechen die Resultate aus der Spektrenanalyse der schweren Fragmente ($E_f = 28.8\ AMeV$ und $T = 66.0\ MeV$) der Gesamtenergieerhaltung, obwohl die Flußenergie $E_f = 28.8\ \pm 3.4\ AMeV$ mit dem Wert $E_f = 31.4\ \pm 2.4\ AMeV$ aus der Analyse der Massenabhängigkeit (Abb. 3.25) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Methode von [REI96] hat ein realistischeres Dichteprofil und kann gleichzeitig viele andere Größen z.B. die ERAT – Verteilung, Rapiditätsverteilung, Polarwinkelverteilung vernüftig wiedergeben. Deshalb werden Methode und Resultate von [REI96] als besonderes zuverlässig angesehen.

Kinetische Energiespektren von Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen

Wie oben erwähnt sind die Spektren im diesen Bereich für Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen nicht dafür geeignet, die kollektive Expansionsenergie zuverlässig zu extrahieren. Im Prinzip kann die kollektive radiale Flußenergie nicht mit der Formel $< E_{kin} >= A \cdot E_f + E_{th}$ extrahiert werden, da die grundlegende Annahme dieser Formel hierbei nicht gilt. Dennoch soll die Methode hier verwendet werden. Die erhaltenen Werte dürfen aber nicht als Expansionsenergien interpretiert werden.

In Abbildung 3.25 (B) und 3.25 (C) werden die totale mittlere kinetische Energie $< E_{kin} >$ als Funktion der Masse der Fragmente für Xe + CsI und Ni + Ni dargestellt. Mit der Anpassung obiger Formel wurden die Werte $E_{koll} = 25.6 \pm 2.4\ AMeV$ für Xe + CsI und $E_{koll} = 21.3 \pm 2.1 AMeV$ für Ni + Ni bestimmt, wobei die Bezeichnug E_{koll} verdeutlichen soll, daß es sich hier nicht um eine Flußenergie handelt, wie sie bisher verwendet wurde. E_{koll} kann nur als Obergrenzen der Flußenergie angesehen werden.

Schlußfolgerung über die Systemabhängigkeit der kollektiven Expansionsenergien

Eine endgültige Schlußfolgerung über die Systemabhängigkeit der kollektiven Flußenergie ist nur schwer zu gegeben. Einerseits liegt die Schwierigkeit darin, daß die extrahierte Flußenergie von Spektren leichter und schwerer geladener Fragmente unterschiedlich ist. Anderseits sind wegen des Einflusses der unzureichenden Zentralität und unvollständigem *stopping* für Xe + CsI und Ni + Ni die extrahierten kollektiven Flußenergien von schweren Fragmenten E_{koll} nur eine Obergrenzen für die Flußenergie.

Obwohl die Spektren um $\theta_{cm} \sim 90°$ für die Extrahierung der Flußenergien geeignet sind, können nur Spektren ($\theta_{cm} \sim 90°$) hoher Schwelle (CDC Geometrie) untersucht werden, was zu einer gewissen Unsicherheit in der Parameterbestimmung führt. Außerdem könnten die extrahierten Flußenergien durch Evaporation beeinflusst werden. Aufgrund der Sensitivität der IMFs auf die Flußenergie und der Tatsache, daß die vollständigen Spektren im Bereich $\theta_{cm} = 25° \sim 45°$ gemessen wurden, kann man wie folgt schließen: Die Expansionsenergien sind systemabhängig, wenn die extrahierten Werte E_{koll} für Xe + CsI und Ni + Ni als Obergrenzen der Flußenergien angesehen und mit denen der von Au + Au verglichen werden. Eine endgültige Aussage für Xe + CsI und Ni + Ni ist aber nur mit den Spektren um $\theta_{cm} \sim 90°$ möglich.

Im Experiment wurden die leichten Fragmente (bis Z = 3) jedoch mit der CDC gemessen, was zu den hohen Schwellen in den Energiespektren führt. Gerade diese Teile der Spektren sind sehr wichtig, um die Flußenergie zu extrahieren. Man kann nur hoffen, daß die vollständigen Spektren der Fragmente mit Z = 1 und Z = 3 im Bereich $\theta_{cm} \sim 90°$ durch das Matching zwischen die CDC und die Plastikwand

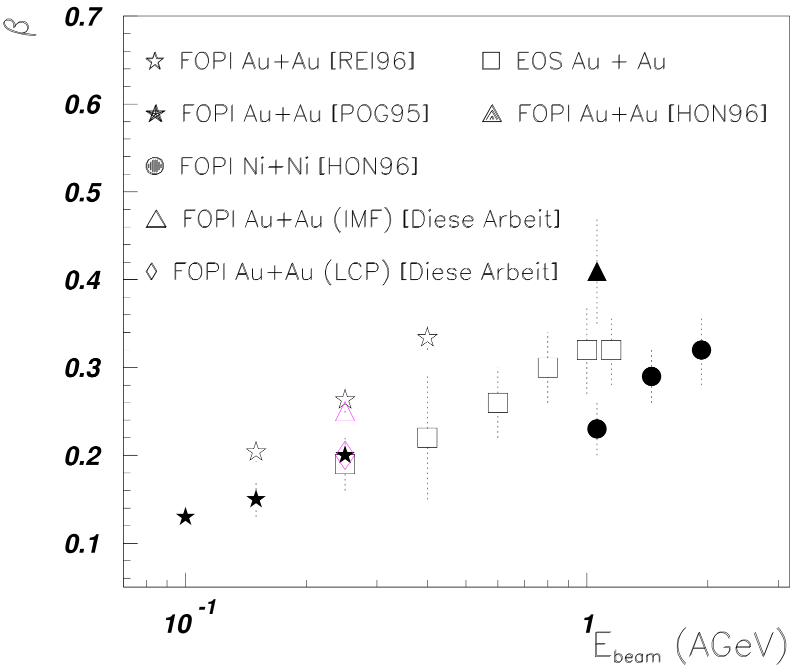

Abbildung 3.26: Abhängigkeit der kollektiven Flußenergie als Funktion der Einschußenergie. Alle bisherigen Resultate sind zusammengestellt und verglichen. Das $\triangle$ Symbol repräsentiert die Flußenergie, die von der Abhängigkeit der totalen mittleren kinetischen Energie von den Massen der Fragmente bestimmt wurde ($E_f = 31.4$ AMeV). Die von Spektren leichter geladener Fragmente um $\theta_{cm} \sim 90°$ für Au + Au extrahierte Flußenergie ist mit einem Symbol $\diamondsuit$ dargestellt ($E_f = 21.7$ AMeV).

erhalten werden können, um die Systemabhängigkeit besser zu verstehen. In den bisherigen Eichungen ist es aber nicht gelungen, dieses Matching zufriedenstellend zu lösen, so daß im Augenblick diese Analyse nicht durchführbar ist.

Vergleich mit anderen Resultaten

Ein systematischer Vergleich unserer Flußgeschwindigkeiten mit anderen Resultaten ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Der Wert dieser Arbeit aus der Analyse von IMFs stimmt mit der Resultaten von [REI96] für Au + Au, der Wert aus der Analyse leichter Teichen mit den Resultaten von [LIS95, POG95] überein. Es ist klar, daß die Werte aus der Analyse von IMFs systematisch größer als die Wer-

System	E_f (IMFs) (AMeV)	E_f (LCP) (AMeV)
Au + Au	$*$ 34.0 ± 3.9	$\star$ 20.0 ± 2.0
		$\odot$ 17.4 ± 1.7
	31.4 ± 2.4	21.7 ± 2.4
Xe + CsI	$\otimes$ 25.6 ± 2.4	$\sim 21.7 \pm 2.4$
Ni + Ni	$\otimes$ 21.1 ± 2.1	$\sim 21.7 \pm 2.4$

Quelle: $*$ $[REI96]$, $\star$ $[POG95]$, $\odot$ $[LIS95]$, $\otimes$ *Obergrenzwerte*

Tabelle 3.6: Flußenergien für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. E_f (IMFs) gibt den Wert an, der in der Analyse von IMFs erhalten wurde, E_f (LCP) den Wert aus der Analyse von leichten geladenen Teichen.

te, die mit Spektren leichter geladener Fragmente p, d, t, ^3He, ^4He bestimmt wurden. Der Unterschied war bekannt [POG95, PET95, JEO94] und könnte teilweise darauf zurückgeführt werden, daß die Spektren leichter geladenen Fragmente durch Verdampfungsprodukte beeinflußt werden. Eine andere Erkärung liefert das hydrodynamische Modell [PET95], in dem die leichten geladenen Fragmente überwiegend von der Oberfläche des Feuerballes emittiert werden, wo die kollektive Energie kleiner ist als weiter innen.

Alle in dieser Arbeit gewonnen Flußenergien sind zusammen mit anderen zur Verfügung stehenden Resultaten in Tabelle 3.6 dargestellt. Die durch Vergleich der Spektren leichter geladener Fragmente um $\theta_{cm} \sim 90^\circ$ extrahierten Flußenergien für Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen zeigen fast keine Systemabhängigkeit. Dies widerspricht nicht nur den Resultaten von [HON96] um $E_{lab} = 1.05$ AGeV für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen (siehe Abbildung 3.26), wo eine deutlich kleinere Flußenergie für Ni + Ni beobachtet wurde, sondern auch den eigenen Resultaten von der Analyse schwerer Fragmente. Weiterhelfen würde eine präzisere Flußbestimmung aus den Spektren leichter Teilchen bei 90°, was aber, wie oben diskutiert, wegen der hohen Schwellen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist.

Kinetische Energiespektren von Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen —- Relative Produktionswahrscheinlichkeit

Nach heutiger Vorstellung durchläuft das System der *participants* eine Phase hoher Temperatur und Dichte bevor es expandiert. Die Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente aus der *participant* – Zone (Midrapiditätsquelle) ist eine der wichtigen Größen für die Untersuchung dieser Quelle und läßt sich experimentell aus der Ladungsverteilung bestimmen. Zur Zeit ist es noch nicht ganz gelungen, die experimentellen Ladungsverteilungen durch theoretische Modelle wiederzuge-

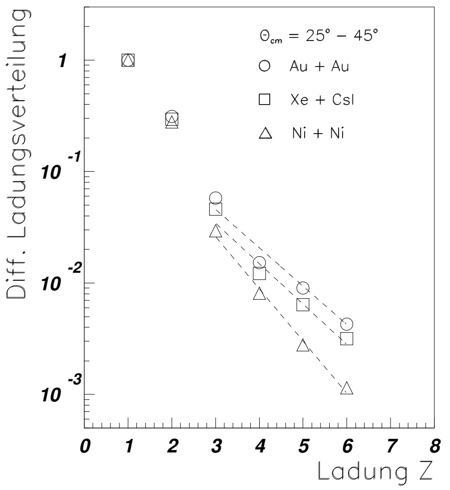

Abbildung 3.27: Die relativen Produktionswahrscheinlichkeiten geladener Fragmente für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. Die verwendeten Schnitte sind ERAT200D für Au + Au, ERAT144D für Xe + CsI und ERAT87D für Ni + Ni Reaktionen. Aufgetragen sind Fragmente im Polarwinkelbereich $25° < \theta_{cm} < 45°$.

ben [REI96, PET95]. Aus experimenteller Sicht ist es deshalb sehr wichtig, die Abhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente von der Größe der Midrapiditätsquelle zu untersuchen, um die Mechanismen der Fragmentproduktion in sehr zentralen Kollisionen zu untersuchen.

Die Produktionswahrscheinlichkeit der Fragmente und die differentiellen Ladungensverteilungen werden mit den Spektren der Fragmente im Polarwinkelbereich $\theta_{cm} = 25° \sim 45°$ beschrieben (Hier wird der Einfluß von $spectators$ und $Transparenz$ der Kernmaterie für Ni + Ni und Xe + CsI Reaktion nicht berücksichtigt). Dafür werden die Spektren der Fragmente aus Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen integriert und dann auf die Produktionswahrscheinlichkeit von Z = 1 normiert (Abbildung 3.27). Diese normierte Ladungsverteilung fällt für Ni + Ni viel schneller ab als für Au + Au, während die Ladungsverteilung für Xe + CsI intermediär ist. Zur Quantifizierung wurden die Ladungsverteilungen mit $N(Z) \sim e^{-\sigma Z}$ angepaßt, (eingezeichneten Linien) und es ergeben sich folgende Parameter: $\sigma_{AU} = 0.79$ für Au + Au, $\sigma_{Xe} = 0.84$ für Xe + CsI und $\sigma_{Ni} = 1.08$ für Ni + Ni.

Die relative Produktionswahrscheinlichkeit von Fragmenten ergibt sich aus dem Verhältnis von Fragmenten bestimmter Masse oder Ladung in verschiedenen Systemen, nachdem man die Masse 1 (oder Z = 1) jeweils auf 1 normiert hat. Diese Verhältnisse sind in Abbildung 3.28 gezeigt, in (A) für Fragmente (Annahme A = 2Z), in (B) für leichte Teichen in dem jeweils angegebenen Winkelintervall. Gebildet wurden die Verhältnisse Xe/Au und Ni/Au. Deutlich zu sehen ist, daß die relative Produktionswahrscheinlichkeit geladener Fragmente für kleinere Reaktionssystem niedriger sind: Ein linearer Abfall der Produktionswahrscheinlichkeit mit der Masse für Ni + Ni Reaktionen ist deutlich zu sehen, während für Xe + CsI Reaktionen

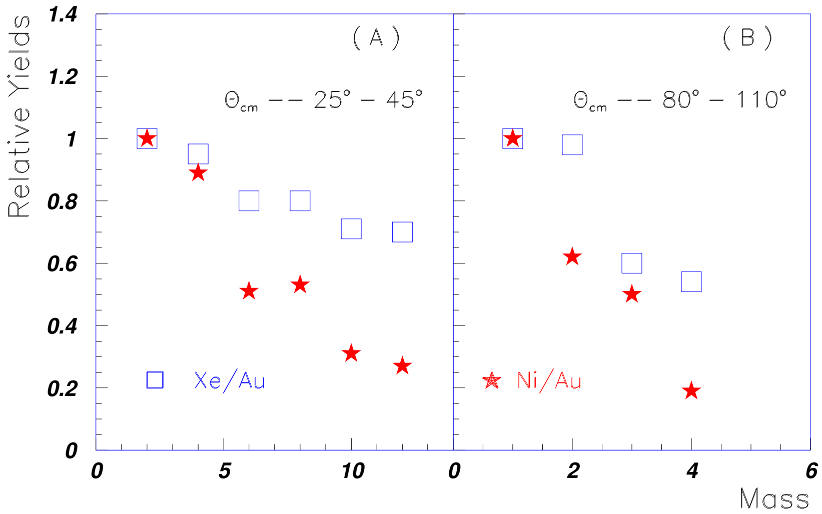

Abbildung 3.28: Die relativen Produktionswahrscheinlichkeiten geladener Fragmente für Au + Au, Xe + CsI und Ni + Ni Reaktionen. (A): Fragmente im Polarwinkelbereich $25° \leq \theta_{cm} \leq 25°$. (B): Leichte Teilchen im Bereich $80° \leq \theta_{cm} \leq 110°$.

die relativen Produktionswahrscheinlichkeiten langsamer abfallen.

Kapitel 4

Vergleich mit Modellrechnungen

Zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen wurde in den letzten Jahren eine Vielzahl unterschiedlicher Modelle entwickelt. Häufig verwendet wird die $Quantenmoleculardynamik(QMD)$ [AIC86, AIC91, HAR93]. Hier werden die Nukleonen als gaußsche Wellenpakete im Orts – und Impulsraum propagiert. Wann immer sich zwei Nukleonen auf die Entfernug $d \leq \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ nähern, findet eine Kollision statt. Der in-medium Nukleon - Nukleon - Wechselwirkungsquerschnitt σ_{NN} wird dabei im unteren und mittleren Enengiebreich $(< 1GeV)$ meist mit den experimentell bekannten freien Wechselwirkungsquerschnitten approximiert. Eine neuere Version der QMD mit $Pauli\ Potential$ sagt eine sehr sensitive Abhängigkeit der Polarwinkelverteilung von den in-medium Wechselwirkungsquerschnitten σ_{NN} voraus [KON94]. Hieraus könnte σ_{NN} durch Vergleich mit experimenteller Polarwinkelverteilungen erhalten werden. Die Anzahl dieser Kollisionen, bzw. σ_{NN}, beeinflußt stark die insgesamt erreichte Dichte und die Rapiditätsverteilungen geladener Fragmente. Je größer σ_{NN} ist, desto schmaler die Rapiditätsverteilungen.

Im folgenden werden nun einige experimentelle Resultate mit Rechnungen im Rahmen des IQMD – Modells verglichen. Das Ziel hierbei ist nicht ein möglichst vollständiger Vergleich mit allen in dieser Arbeit gewonnenen Resultaten, sondern vielmehr mit einzelnen Aspekten, um die Unterschiede verschiedener IQMD – Parametrisierungen zu verdeutlichen. Es wird die Abhängigkeit der Rapiditätsverteilungen von den verwendeten Schnitten mit Hilfe der Modellrechnung untersucht, so daß der Einfluß von $spectators$ auf die Rapiditätsverteilung abgeschätzt werden kann und schließlich Schlußfolgerungen über die Systemabhängigkeit des $stopping$ erhalten werden können. Mit dieser Motivation werden das Verhältnis von transversaler - zu longitudinaler kinetischer Energie (ERAT), die Polarwinkelverteilungen für Au + Au und die Rapiditätsverteilungen aus dem Experiment mit der Modellrechnung verglichen.

ERAT Verteilungen für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen

Anfangs wird das Verhältnis von transversaler - zu longitudinaler kinetischer Energie (ERAT Verteilung) verglichen, da es eine sehr wichtige Rolle spielt, um die sehr zentralen Ereignisse zu selektieren. Da ein vollständiges Filterprogramm für das gesamte FOPI – Detektorsystem zur Zeit noch nicht zur Verfügung steht, wird der Vergleich nur für FOPI – Phase 1 Geometrie durchgeführt, für die ein realistischer Filter zur Verfügung steht [SOD95].

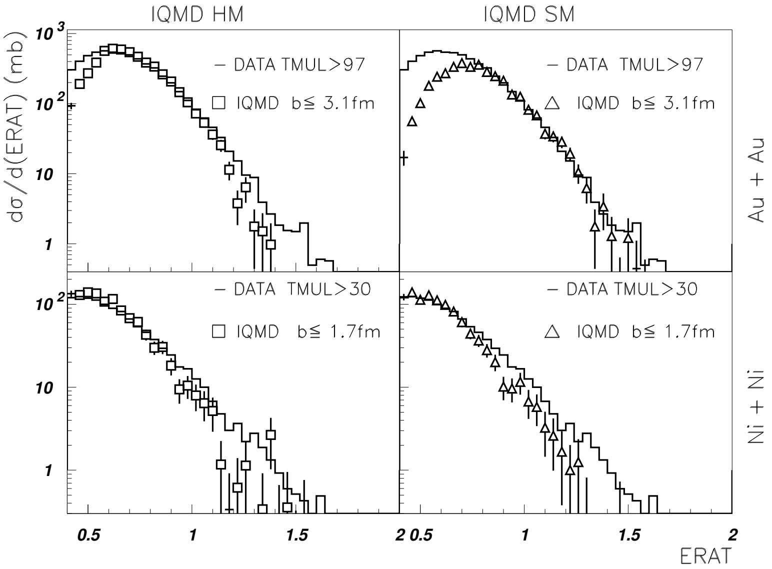

Abbildung 4.1: Vergleich der ERAT-Verteilungen von Daten mit gefilterten IQMD – Rechnungen für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen. Die verwendeten Schnitte sind im Text erläutert.

Die IQMD - Modellrechnungen erfolgten im Stoßparameterbereich $b = 0 \sim 7\ (fm)$ mit den Versionen HM (harte Zustandsgleichung) und der Versionen SM (weiche Zustandsgleichung) für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen. Der freie Nukleon - Nukleon - Wechselwirkungsquerschnitt wurde benutzt und die Ereignisse mit dem FOPI - Phase 1 - Filterprogramm gefiltert. Mit den gefilterteten Ereignissen wurde ERAT berechnet und in Abbildung 4.1 zusammen mit den experimentellen Resultaten dargestellt. Dabei wird ein zusätzlicher Schnitt auf TMUL (TMUL5) für experimentelle ERAT – Verteilungen verwendet, um den möglichen Einfluß des Untergrundes aus Nicht - Target - Reaktionen zu entfernen. Für die ERAT – Verteilungen aus IQMD – Rechnung werden Schnitte von $b < 3.1\ fm$ für Au + Au und $b < 1.7\ fm$ für Ni + Ni Reaktionen verwendet, die den Wirkungsquerschnitten der jeweiligen TMUL5 – Schnitte in Experiment entsprechen, so daß man die ERAT

– Verteilungen aus Experiment und IQMD – Rechnung vergleichen kann. Für Ni + Ni Reaktionen stimmt die Verteilung mit der Versionen HM im gesamten Bereich mit der experimentellen Verteilung überein. Die Übereinstimmung mit der Version SM ist dagegen weniger gut. Für Au + Au stimmt die IQMD – Rechnung mit der Version HM mit der experimentellen Verteilung im Bereich $ERAT > 0.6$ überein, wähend die SM - Rechnung nur im Bereich $ERAT > 0.8$ mit der experimentellen Verteilungen übereinstimmt.

Durch den Vergleich wurde gezeigt, daß die ERAT Verteilungen mit der Version HM besser mit den experimentellen Verteilungen (zumindest für zentrale Kollisionen) übereinstimmen als die SM - Rechnung, diese gilt sowohl für Au + Au als auch für Ni + Ni Reaktionen. Dies ist eine wichtige Grundlage für den weiteren Vergleich zwischen IQMD – Rechnung mit der Version HM und den experimentellen Resultaten.

Die Polarwinkelverteilungen geladener Fragmente mit Z = 1 und Z = 3 in Au + Au Reaktionen

In Abbildung 4.2 sind die experimentellen Polarwinkelverteilungen (Z = 1 und Z = 3 Fragmente) und die Polarwinkelverteilungen aus der IQMD - Rechnung zusammengestellt. Alle Verteilungen werden nur im Bereich $0^\circ < \theta_{cm} < 90^\circ$ gezeigt. Die experimentelle Verteilung für Z = 1 steigt um $\theta_{cm} \sim 20^\circ$ zu kleineren Winkeln leicht an, während sich für Z = 3 Fragmente eine gewisse Überhöhung um $\theta_{cm} \sim 30^\circ$ zeigt. Für die Polarwinkelverteilungen aus IQMD – Modellrechnungen (HM) wurden sowohl ein ERAT200D Schnitt sowie ein Schnitt auf den Stoßparameter $b < 1.1\ fm$ verwendet. Wir sehen, daß die Polarwinkelverteilungen unter dem ERAT200D – Schnitt für Wasserstoff, Lithium insgesamt als flach angesehen werden können, außer dem kleinen Anstieg im unten Winkelbereich für Z = 1 Fragmente, der auch in der Rechnung zu sehen ist. Unter dem $b < 1.1\ fm$ – Schnitt wird dieses Maximum reduziert, bei einer Rechnung unter $b \sim 0\ fm$ verschwindet er ganz. Das deutet darauf hin, daß diese kleine Anisotropie im IQMD – Modell durch unvollständige Zentralität verursacht wird und deshalb auf einen Beitrag von Spectators hinweist. Insgesamt aber sind die relativ flachen Polarwinkelverteilungen (sowohl die experimentelle Verteilung als auch die IQMD – Verteilung) bei sehr zentralen Stößen konsistent mit der Annahme einer isotrop emittierenden Midrapiditätsquelle.

Vergleich der Rapiditätsverteilungen von Au + Au und Ni + Ni Reaktionen

In diesem Abschnitt wird zuerst die IQMD - Rapiditätsverteilung für Au + Au und Ni + Ni verglichen. Danach wird der Vergleich mit den experimentellen Verteilun-

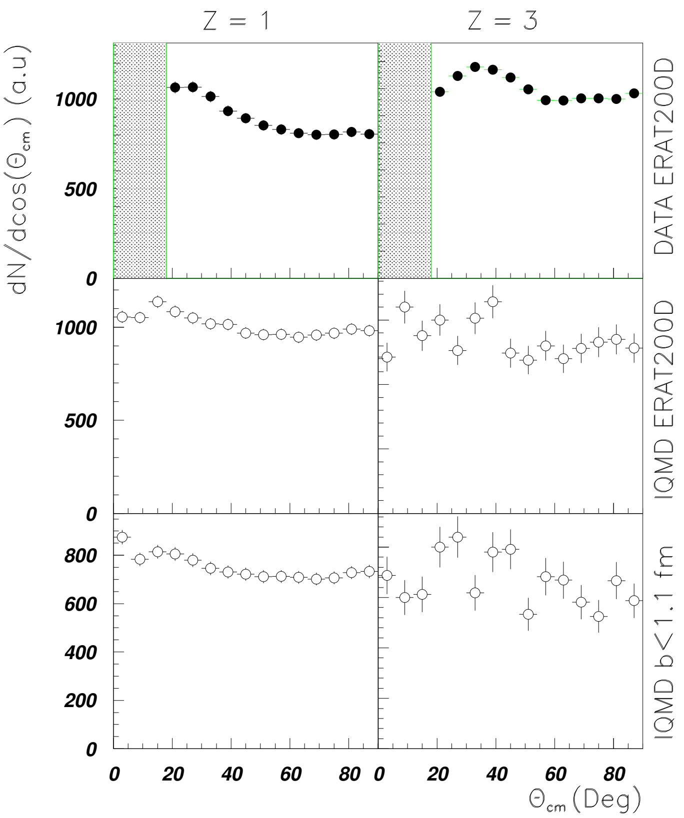

Abbildung 4.2: Vergleich der experimentellen Polarwinkelverteilungen (oben) mit IQMD – Rechnungen (Mitte, unten) für Au + Au. Die verwendeten Schnitte sind rechts angegeben.

gen für Z = 1 und Z = 3 Fragmente durchgeführt.

Die Rapiditätsverteilungen unter ERAT200D, $b < 2.5\ fm$, $b < 1.66\ fm$ für Au + Au und ERAT87D, $b < 1.9\ fm$, $b < 1.66\ fm$ für Ni + Ni werden in Abbildung 4.3 dargestellt. Der verwendete Schnitt $b < 1.9\ fm$ für Ni + Ni ist so selektiert, daß er gleich der Summe aus dem mittleren Stoßparameter unter ERAT87D für Ni + Ni zuzüglich der Breite $\Delta b = 0.63\ fm$ ist (siehe Tabelle 3.5). Anhand des ersten Selektionskriteriums für zentrale Ereignissen im Experiment (siehe Abschnitt 3.1.4) wird $b < 2.5\ fm$ für Au + Au Reaktionen verwendet. Um die Abhängigkeit von der Zentralität zu zeigen, wurde auch der Schnitt $b < 1.66\ fm$

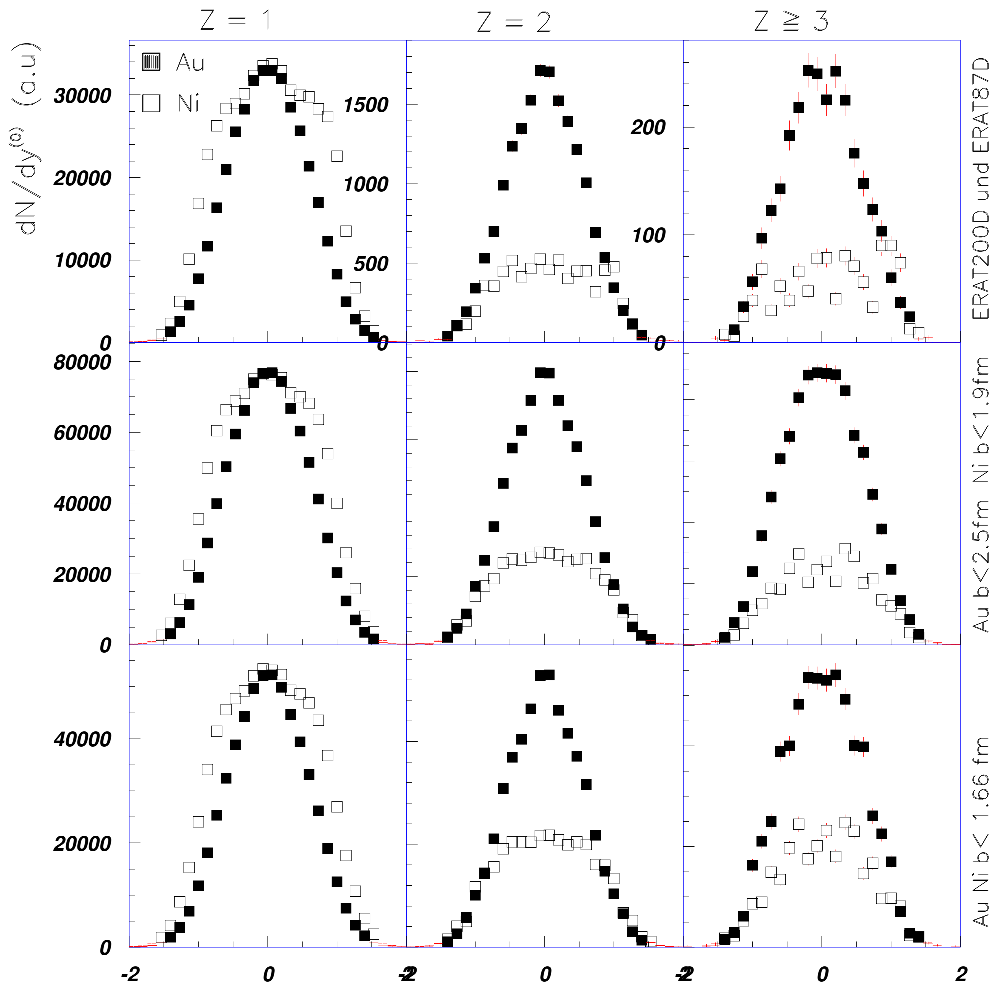

Abbildung 4.3: Vergleich der IQMD – Rapiditätsverteilungen (Version HM für Au + Au (dunkle Symbole) und Ni + Ni Reaktionen (offene Symbole)).

für beide Systeme verwendet (1.66 fm gleich der Summe aus dem mittleren Stoßparameter unter ERAT200D für Au + Au zuzüglich der Breite $\Delta b = 0.55\ fm$ in Tabelle 3.5). Wie in Abbildung 4.3 gezeigt, haben die Rapiditätsverteilungen für Au + Au Reaktionen unter allen verwendeten Schnitten ausgeprägte Maxima um $y^{(0)} \sim 0$ und die Breiten der Rapiditätsverteilungen der jeweiligen Fragmente sind unter verschiedenen Schnitten fast identisch (siehe Tabelle 4.1).

Dagegen ist unter ERAT87D – Schnitt die Rapiditätsverteilung der Z = 1 Fragmente in Ni + Ni breiter als in Au + Au, hat aber dennoch ein ausgeprägtes

System	Name	$\sigma(Z=1)$	$\sigma(Z=2)$	$\sigma(Z=3)$
Au + Au	ERAT200D	0.56	0.54	0.55
	$b < 2.5$	0.58	0.56	0.56
	$b < 1.66$	0.57	0.55	0.55
Ni + Ni	ERAT87D	0.80	0.90	0.9
	$b < 1.9$	0.75	0.80	0.7
	$b < 1.66$	0.75	0.80	0.7

Tabelle 4.1: Die Breiten der Rapiditätsverteilungen aus IQMD – Modell mit der Version HM für Au + Au und Ni + Ni Reaktionen.

Maximum um $y^{(0)} \sim 0$, während die Z = 2 und Z $\geq$ 3 Fragmente in einem sehr breiten Bereich verteilt sind, ohne daß ein Maximum um $y^{(0)} \sim 0$ zu sehen ist. Für $b < 1.9\ fm$ sind die Rapiditätsverteilungen für Z = 2 und Z $\geq$ 3, im Vergleich zu den Verteilungen beim ERAT87D – Schnitt, schmaler geworden. Die Rapiditätsverteilungen für $b < 1.66\ fm$ haben vergleichbare Breiten wie im $b < 1.9\ fm$ - Schnitt.

Wie oben erwähnt, sind die Rapiditätsverteilungen für Au + Au Reaktionen unter ERAT200D – und $b < 2.5\ fm$ – Schnitt fast identisch. Dies ist ein Beweis dafür, daß der ERAT200D – Schnitt wirksam ist, um sehr zentralen Ereignisse zu selektieren. Für Ni + Ni unterscheiden sich die Rapiditätsverteilungen für den ERAT87D – und für den $b < 1.9\ fm$ - Schnitt. Der Unterschied der Rapiditätsverteilungen läßt sich damit als Folge unzureichender Selektion auf Zentralität beim ERAT87D – Schnitt interpretieren. Infolge dessen sollte man die Rapiditätsverteilungen ERAT200D für Au + Au und unter ERAT87D für Ni + Ni Stöße, wegen der verschiedenen erreichten Zentralität nicht direkt vergleichen. Jedoch lassen sich die Rapiditätsverteilungen unter $b < 1.66\ fm$ - Schnitt für beide Reaktionssysteme sowie unter $b < 1.9\ fm$ für Ni + Ni und $b < 2.5\ fm$ für Au + Au Reaktionen vergleichen, da die Zentralitäten als gleich angesehen werden können. Wir sehen, daß die Rapiditätsverteilungen unter den oben erwähnten Schnitten ($b < 1.9\ fm$ und $b < 1.66\ fm$) für Ni + Ni Reaktionen, systematisch breiter sind als für Au + Au Reaktionen. Außerdem sind die Formen der Verteilungen (ausgeprägtes Maximum um $y^{(0)} \sim 0$ für Au + Au Reaktionen, deutlich weniger ausgeprägtes Maximum für Ni + Ni Reaktionen) sehr unterschiedlich. Diese zwei Beobachtungen deuten darauf hin, daß das *stopping* für Ni + Ni Stößen wesentlich kleiner ist als für Au + Au Stöße im IQMD – Modell.

Die experimentellen Rapiditätsverteilungen für Fragmente mit Z = 1, 2, 3 von Au + Au und Ni + Ni Reaktionen sind zusammen mit der Verteilung aus Modellrechnungen in Abbildung 4.4 dargestellt. Eine zusätzlicher Schnitt $P_t^{(0)} < 0.6$ wird für experimentelle Daten und IQMD – Rechnungen verwendet. Die beiden