# Multifragmentation in der Reaktion $^{197}Au+^{197}Au$ in zentralen Kollisionen bei E/A=100 MeV und peripheren Kollisionen bei E/A=400 MeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Gerd J. Kunde
aus Heidelberg

Februar 1994

This page intentionally left blank...

*Schöne Worte sind nicht wahr.*
*Wahre Worte sind nicht schön.*

LAO-TSE

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Die Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, das heißt bei Dichten abweichend von der Grundzustandsdichte und hohen Temperaturen, sind, seit die Möglichkeit besteht, in modernen Beschleunigeranlagen Kerne mit sehr hohen Energien kollidieren zu lassen, Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Eine zentrale Stellung nimmt dabei die Frage nach der Zustandsgleichung der Kernmaterie ein. Neben der Saturationsdichte $\rho_0$ und der Energie bei dieser Dichte ist allerdings selbst nach mehr als zwei Jahrzehnten intensiver Forschung nur wenig über den Zusammenhang zwischen den verschiedenen thermodynamischen Größen bekannt. So liegen allein schon die diskutierten Werte für die Kompressibilität der Kernmaterie um mehr als einen Faktor zwei auseinander.

Die Komplexität der Kernzustandsgleichung spiegelt sich in einer Vielzahl von Phänomenen wider, die man in Kernreaktionen hofft, untersuchen zu können. Aufgrund der Ähnlichkeit [Jaq 83] zwischen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und einer Van-der-Waals-Kraft erwartet man bei Dichten unterhalb der Saturationsdichte und Anregungsenergien im Bereich der Bindungsenergien einen Phasenübergang zwischen einem flüssigen und gasförmigen Zustand der Kernmaterie [Fin 82, Sie 83, Ber 83, Pan 84, Sch 87]. Bei etwa zwei- bis vierfacher Kerndichte und mit steigender Temperatur spielen die primär in der Grundzustandsmaterie vorhandenen Protonen und Neutronen eine immer geringere Rolle und neu gebildete Mesonen- und Baryonen-Resonanzen dominieren das Bild. Mit der Bildung dieser Resonanzmaterie [Met 93] eröffnet sich unter anderem die Möglichkeit eines Phasenübergangs zur Delta-Materie [Gar 79, Hei 79]. Die Bildung eines Pionenkondensats [Fee 46, Mig 72, Wei 76] bei hohen Dichten, aber relativ niedrigen Temperaturen, das heißt unter Bedingungen, wie sie auch im Verlauf einer Supernovaexplosion existieren, ist ein weiteres Objekt zahlreicher Spekulationen. Bei sehr hohen Dichten und Temperaturen vermutet man schließlich einen Übergang von hadronischer Kernmaterie zu einem Quark-Gluon-Plasma.

Dieser Facettenreichtum der Kernzustandsgleichung findet sein Pendant in der Vielzahl möglicher experimenteller Sonden, die zu ihrer Untersuchung herangezogen werden. Observable, welche möglicherweise den Übergang von normaler Kernmaterie zum Quark-Gluon-Plasma signalisieren [Sch 93], reichen von einer Strangnessüberhöhung über eine $J/\psi$-Unterdrückung [Mat 86] oder die Produktion direkter Photonen bis hin zu Formationen seltsamer Kernmaterie, den Strangelets [Gre 87a]. Die Zustandsgleichung oberhalb von $2{\cdot}\rho_0$ sollte sich in der Produktion von Mesonen- und Baryonenresonanzen widerspiegeln [Blä 93]. Insbesondere Teilchen, die durch Mehrstufenprozesse gebildet werden, und die darüberhinaus nur wenig mit dem umgebenden Kernmedium wechselwirken, sollten einen relativ ungestörten Einblick in die hochdichte Phase relativistischer Kern-Kern-Kollisionen erlauben. Bei Dichten von ein- bis zweimal der normalen Kerndichte gilt der kollektive Kernmateriefluß als gute Sonde zum Studium der nuklearen Zustandsgleichung [Stö 86, Aic 91]. Schließlich, bei Dichten unterhalb der Saturationsdichte, hofft man, daß die Formation komplexer Fragmente Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung zuläßt.

Trotz vieler Unterschiede zwischen diesen Phänomenen sollte nicht vergessen werden, daß man in allen Kern-Kernkollisionen nur endliche und kurzlebige nukleare Systeme generieren kann. Zum einen hat dies zur Konsequenz, daß in diesen Systemen neben der Zustandsgleichung der (unendlichen) Kernmaterie auch deren Transporteigenschaften (z.B. die Viskosität) eine Rolle spielen. Andererseits bedeutet dies, daß mit dem Studium der Fragmentproduktion in energetischen Schwerionenstößen nicht nur der eigentlichen Frage nach der Zustandsgleichung bei niedrigen Dichten, sondern auch der generellen Frage nach der Identifikation eines Phasenübergangs oder - noch allgemeiner - nach der Entwicklung von Fluktuationen in einem endlichen und kurzlebigen System nachgegangen werden kann.

In der Tat war die Beobachtung, daß die Produktionswirkungsquerschnitte der Fragmente mit Kernladungszahl Z einem Potenzgesetz

$$\sigma(Z) \propto Z^{-\tau} \tag{1.1}$$

folgen [Fin 82], und die Vermutung [Sie 83], daß dies einen Phasenübergang zwischen flüssiger und gasförmiger Kernmaterie in der Nähe des kritischen Punktes [Fis 67] signalisieren könnte, Ursache für das aufkommende Interesse an der Fragmentproduktion in Schwerionenstößen zu Beginn der achtziger Jahre. Zeitgleich damit wurde die Idee einer nuklearen Multifragmentation, d.h. die gleichzeitige Segmentierung eines Kerns in mehrere komplexe, mittelschwere Fragmente, geboren. (Zur Unterscheidung von leichten Teilchen, d.h. Wasserstoff- und Heliumkernen, die typische Verdampfungsprodukte angeregter Kerne darstellen, werden zu den mittelschweren Fragmenten (*intermediate mass fragments,IMF*s) nur solche mit Kernladungszahl größer als zwei gerechnet.) Die experimentelle Suche nach dem Multifragmentationsprozeß wurde so - losgelöst von der spezifischen Frage nach dem Flüssig-Gas-Phasenübergang - ein Leitmotiv für das Studium der Fragmentproduktion in energetischen Kernreaktionen.

Ereignisse mit einer möglichen Multifragmentation wurden bereits vor mehr als 40 Jahren in Emulsionsexperimenten mit kosmischer Strahlung beobachtet. So wurde die erste Kernreaktion, bei der mehrere (in diesem Fall drei) mittelschwere Fragmente gebildet wurden, bereits 1949 registriert [Bla 49]. Seit nunmehr über 20 Jahren kann man solche Reaktionen auch an Beschleunigeranlagen beobachten. Nach Emulsionsexperimenten [Kat 67] wurden 1983 die ersten Fragment-Fragment-Koinzidenzen [War 83] in elektronischen Experimenten nachgewiesen. Vorläufiger Höhepunkt der Experimente zur Fragmentproduktion, war der Nachweis mittelschwerer Fragmente aus Au+Au Reaktionen bei einer Einschußenergie pro Nukleon von E/A=200 MeV durch den Plastikballdetektor [Dos 87]. Parallel zu diesen Koinzidenzexperimenten wurde in zahlreichen inklusiven Messungen die Fragmentproduktion untersucht. Obgleich die beobachteten Fragmentmultiplizitäten (insbesondere die aus Ref. [Dos 87]), aber auch viele inklusive Beobachtungen, mit einer Multifragmentation im Einklang waren, konnte aus diesen Messungen kein eindeutiger Beweis für ihre Existenz abgeleitet werden [Poc 91]: Keines dieser Experimente konnte quantitative Aussagen über den zeitlichen Ablauf der Reaktion machen.

Einen wesentlichen Fortschritt bei der Frage nach der Zeitskala der Fragmentation konnten Trockel und Mitarbeiter erzielen [Tro 87], indem sie die Idee der Proton-Proton-Interferometrie [Koo 77] auf die Emission koinzidenter, mittelschwerer Fragmente übertrugen. Während für leichte Projektile (z.B. $^{18}$O) und Energien pro Nukleon unterhalb von E/A=100 MeV relative Emissionszeiten von koinzidenten und relativ schweren ($Z \geq 8$) Fragmenten ermittelt wurden, die konsistent mit einer sequentiellen Produktion waren [Tro 87, Bou 89], zeigten spätere exklusive Untersuchungen [Kim 91, Kim 92, Bow 93, Bau 93a], daß insbesondere in zentralen Stößen und bei der Verwendung schwererer Projektile bei Energien pro Nukleon oberhalb von etwa E/A=50 MeV die relativen Emissionszeiten mit einer simultanen Produktion konsistent sind. Da in zentralen Reaktionen zwischen schweren Kernen in dem Energiebereich pro Nukleon um E/A=100 MeV gleichzeitig die höchsten Fragmentmultiplizitäten beobachtet werden [Wie 93], bieten zentrale Au+Au Kollisionen bei E/A=100 MeV eine ausgezeichnete Möglichkeit zum Studium der Multifragmentation. Auch bei der Suche nach dem Flüssig-Gas-Phasenübergang liegt es zunächst nahe, sich auf zentrale Reaktionen zwischen möglichst schweren Kernen zu konzentrieren, da dabei die größten Systeme (A≈400) erzeugt werden können.

Alternativ zu diesen Studien bei Energien pro Nukleon um E/A=100 MeV, bei denen das Hauptaugenmerk auf zentrale Reaktionen gerichtet ist, hat die erste Untersuchung der Projektilfragmentation bei E/A= 600 MeV durch die ALADiN-Kollaboration ergeben [Ogi 91, Hub 91, Hub 92, Kre93], daß bei dieser relativistischen Energie die höchsten mittleren Fragmentmultiplizitäten nicht mehr in zentralen, sondern in peripheren Reaktionen auftreten. Es wurde gezeigt, daß die beobachteten Fragmente fast ausschließlich aus dem Zerfall des Projektil-*spectators* herrühren.

Die Tatsache, daß in diesen peripheren Stößen die Fragmente von den *spectator*-Quellen emittiert werden, bedeutet aber, daß die zerfallenden Systeme kleiner als die jeweiligen Reaktionspartner (A≈200) sind. Als experimenteller Vorteil in diesen Reaktionen erweist sich der durch die großen Stoßparameter bedingte große Wirkungsquerschnitt, da eine Selektion der relevanten Ereignisse im Gegensatz zu den zentralen Stößen einfacher zu bewerkstelligen ist. Durch Analyse von Fragment-Fragment-Impulskorrelationen konnte gezeigt werden [Lin 93], daß auch in diesen peripheren Reaktionen die Fragmentproduktion simultan erfolgt. Darüber hinaus sind die beobachteten Multiplizitäten mit einer statistischen Multifragmentation eines weitgehend äquilibrierten Systems konsistent [Hub 92]. Auch die peripheren Reaktionen bei relativistischen Energien sind somit zum Studium der Multifragmentation geeignet.

Hauptmotiv für die vorliegende Untersuchung ist die Frage, ob und – wenn ja – welche Unterschiede zwischen der Multifragmentation des angeregten *spectators* in peripheren Reaktionen und der des Feuerballs in zentralen Stößen bestehen. Das Interesse an dieser Frage folgt dabei aus der Tatsache, daß die beiden Reaktionstypen einer unterschiedlichen Expansionsdynamik unterliegen. So konnte Lindenstruth [Lin 93] im Bereich peripherer Au+Pb Stöße bei E/A =600 MeV für Ladungen oberhalb von Z=8 eine obere Grenze für einen radialen Fluß pro Nukleon von $\epsilon_{flow} \approx 1$ MeV ermitteln. Demgegenüber fanden Bauer und Mitarbeiter [Bau 93b] sowie die FOPI-Kollaboration [Her 93, Jeo 93] in zentralen Reaktionen bei Einschußenergien pro Nukleon zwischen E/A=70 und 150 MeV radiale Flüsse pro Nukleon von etwa $\epsilon_{flow} \approx$10 MeV.

In der vorliegenden Arbeit findet eine Gegenüberstellung der Multifragmentation in zentralen Au+Au Reaktionen bei E/A= 100MeV und in peripheren Reaktionen bei E/A=400 MeV statt. Die Wahl der Energien ist dabei durch die Tatsache motiviert, daß sich in diesem Energiebereich der Übergang der Multifragmentation von zentralen hin zu peripheren Reaktionen vollzieht. Die Arbeit ist dabei wie folgt aufgebaut: Im unmittelbar anschließenden Kapitel 2 wird die experimentelle Apparatur vorgestellt. Observable der einzelnen Detektoren werden im dann folgenden Kapitel 3 am Beispiel der Au+Au Reaktion bei E/A= 400 MeV vorgestellt. Die Fragmentmultiplizitäten und die Ladungsverteilungen bei E/A=100 MeV und 400 MeV werden in Kapitel 4 untersucht und verglichen. Ein Vergleich mit Vorhersagen mikroskopischer Transportrechnungen zeigt zum Teil drastische Abweichungen, wobei diese Diskrepanzen in zentralen und peripheren Reaktionen vermutlich auf unterschiedliche Ursachen zurückzuführen sind. Zur genaueren Untersuchung der Reaktionsdynamik in zentralen Stößen wird danach in Kapitel 5 der radiale Fluß und dessen Auswirkungen auf die Fragmentbildung untersucht. Um den Ursachen einer möglicherweise zu geringen Energiedeposition in peripheren Stößen auf die Spur zu kommen, wird schließlich in Kapitel 6 der transversale Impulsübertrag auf den Projektil-*spectator* in peripheren Au+Au Reaktionen bei E/A= 400 MeV untersucht. Im Anhang findet sich eine Studie über die Bestimmung des Stoßparametervektors bei der Einschußenergie von E/A=400 MeV.

# Kapitel 2

# Experiment

Das im Rahmen dieser Arbeit analysierte Experiment (S022) wurde am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Es diente dem Studium der Fragmentproduktion im symmetrischen System Au + Au bei Einschußenergien von E/A= 100, 250 und 400 MeV. Im Fermienergiebereich, also bei Strahlenergien unterhalb von E/A=100 MeV, beobachtet man in Schwerionenreaktionen die höchsten Fragmentmultiplizitäten in zentralen Stößen [Bow 91] und damit nahe der Schwerpunktrapidität. Bei relativistischen Einschußenergien wie z.B. E/A=600 MeV findet man dagegen die maximale Zahl mittelschwerer Fragmente in peripheren Stößen nahe der Projektil- und Targetrapidität [Ogi 91, Hub 92, Kre93]. Man erwartet, daß sich in dem hier untersuchten Energiebereich von E/A=100 MeV bis 400 MeV ein Übergang vollzieht. Der Gesamtaufbau des Experimentes war darauf abgestimmt, den Phasenraum möglichst vollständig abzudecken. Zu diesem Zwecke wurde das Vorwärts-Spektrometer ALADiN durch zusätzliche Detektoren erweitert.

## 2.1 Detektoren

Abbildung 2.1 zeigt den Gesamtaufbau. Der von links kommende Strahl passierte in der ersten Streukammer einen Startdetektor, der in einer Eichmessung die Zeitreferenz und die Strahlnormierung für das Experiment lieferte. In der folgenden Kammer befand sich der Miniball/wall-Detektor, in dessen Zentrum das Target montiert war. Dieser Detektor diente dazu, vom Targetrest bzw. aus der Reaktionszone emittierte Teilchen nachzuweisen. Daran

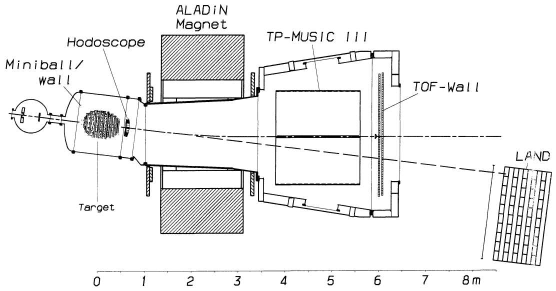


**Abb. 2.1** *: Gesamtaufbau des Experimentes S022. Der von links kommende Strahl passierte zuerst den Startdetektor, dann den Miniball/wall, in dessen Zentrum sich das Target befand, dann ein Teleskopsystem. Nach Durchqueren des Magnetspalts erfolgte der Eintritt in das Gasvolumen der TP-MUSIC, und schließlich wurde der eigentliche Vorwärtsdetektor, die Flugzeitwand, erreicht. Der außerhalb der Streukammer aufgestellte LAND-Detektor wurde in die hier dargestellte Analyse nicht einbezogen.*

anschließend wurden die zwischen Magnet- und Miniwall-Akzeptanz emittierten Fragmente durch ein Hodoskop erfaßt. Nach dem Durchqueren des Magnetspalts erfolgte der Eintritt in das Gasvolumen der TP-MUSIC, die hohe Zählraten nicht verarbeiten kann und daher in den eigentlichen Messungen nicht ausgelesen wurde. Die Eichmessungen mit der TP-MUSIC wurden verwendet, um die Ladungskalibrierung der Flugzeitwand durchzuführen. Der eigentliche Vorwärtsdetektor war eine 2 Meter breite Flugzeitwand, die sich in 6 Metern Abstand vom Target befand. Sie war so montiert, daß sie von dem abgelenkten Strahl in der Mitte getroffen wurde. Außerhalb der großen Streukammer war in Verlängerung der Strahlachse der Neutronendetektor LAND [Bla 92] aufgestellt, dessen Ergebnisse aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden.

### 2.1.1 Miniball und Miniwall

Der Miniball ist ein azimutalsymmetrischer Detektor, der 89 Prozent von $4\pi$ abdeckt. Er wurde am NSCL der Michigan State University gebaut [DeS 90]. Es handelt sich um einen Phoswich-Detektor mit 216 Elementen, die eine untere Nachweisschwelle für geladene Teilchen von etwa E/A≈ $1.5MeV(2.5MeV)$ für Z=3 (Z=10) haben. Abbildung 2.2 zeigt den mechanischen Aufbau des $4\pi$-Detektors. Die Detektoren sind jeweils zu Ringen mit gleichem Polarwinkel zusammengefaßt. Für das vorliegende Experiment wurden von Mitarbeitern der Washington University, St. Louis die beiden inneren Ringe durch einen Neubau mit höherer Granularität und längeren Kristallen ersetzt. Dies geschah, um der Vorwärtsfokussierung und der damit verknüpften steigenden Teilchendichte (Doppelhits) sowie den höheren Teilchenenergien Rechnung zu tragen.

Die Phoswich-Detektoren bestehen aus einer $40\mu m$ $(4mg/cm^2)$ dünnen Plastik-Szintillatorfolie, die aus der Szintillator-Lösung BC-498x hergestellt wurde, und einem $20mm$ langen, Thallium dotierten Cäsium-Jodid-Kristall. Für die Miniwall-Detektoren wurden $40mm$ lange Kristalle verwendet. Die Seitenwände der Kristalle wurden so bearbeitet, daß die beiden Stirnflächen, bezogen auf das Target, gleichen Raumwinkel haben. Die Seitenwände des Szintillators waren aufgerauht und mit Teflon umwickelt, die Stirnflächen poliert. Die Verbindung zur Röhre erfolgte mit einem Lichtleiter aus UVT-Plexiglas. Als Photomultiplier kam die Röhre C83062E von Burle Industries zum Einsatz. Verstärkungsänderungen der Röhren während des Experiments wurden durch ein Lichtpulsersystem mit Leuchtdioden erfaßt. Tabelle 2.1 gibt die minimalen und maximalen $\Theta$-Laborwinkel (Grad) und Raumwinkel (milli-Steradian) für die Detektoren der verschiedenen Ringe an und die Anzahl der Detektoren pro Ring. Die unterschiedlichen Raumwinkel wurden im wesentlichen unter Beibehaltung der Kristallgröße durch unterschiedliche Targetentfernungen realisiert.

Die Photomultiplier wurden über die Anode ausgelesen, der Strom durch passive Spannungsteiler (*splitter*) im Verhältnis $I_{fast} : I_{slow} : I_{tail} : I_{trigger} \approx 0.82 : 0.04 : 0.04 : 0.1$ geteilt und mit *FERA*s digitalisiert. Das schnelle (*fast*) Signal wurde kanalweise durch einen *Linear Gate and Stretcher* gehalten, dann wurden alle Kanäle mit einem gemeinsamen *Gate* ausgelesen. Dieses kanalweise Halten der Signale erfolgte, um von Flugzeitunterschieden der Teilchen unabhängig zu sein. Die *Gates* für das *slow*- und das *tail*-Signal waren $400ns$ bzw. $2\mu s$ lang und wurden für alle Kanäle gleichzeitig angelegt. Das Triggersignal wurde

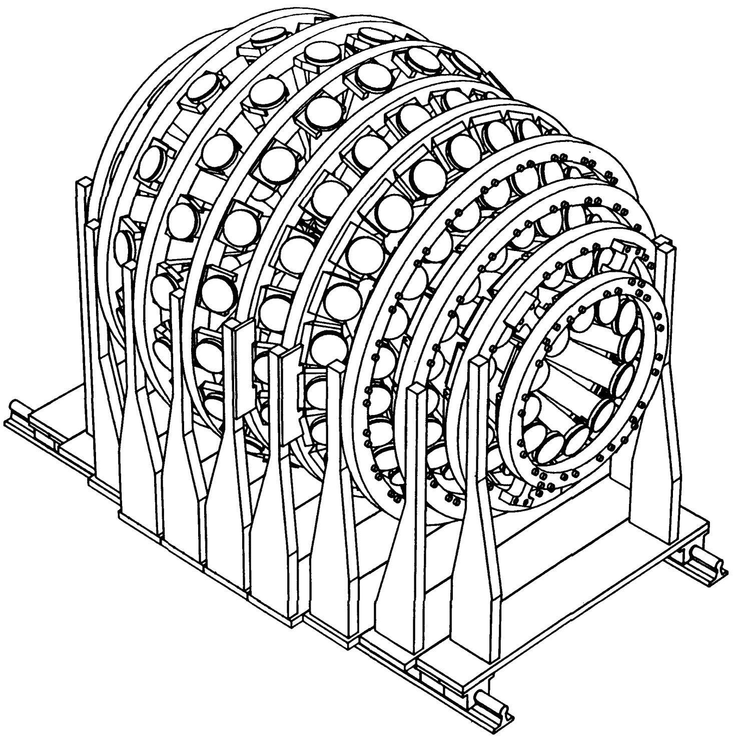

**Abb. 2.2** : *Mechanische Realisation des Miniball $4\pi$-Detektors. Die Erweiterung durch die Miniwall ist nicht eingezeichnet. Der 90° Detektor in Ring 8 wurde entfernt, um das Target einfahren zu können, der Strahl kommt von links.*

nach Durchlaufen eines schnellen Verstärkers auf einen Diskriminator gegeben. Das Diskriminatorsignal wurde als Zeitsignal aufgenommen und lieferte den Start für den *Linear Gate and Stretcher*. Die Signale aller Diskriminatoren wurden analog addiert und damit wurde ein einfacher Multiplizitätstrigger gewonnen.

Die Teilchenidentifikation erfolgt in einer *Pid* vs. *slow* Matrix. Dabei wurde das *Pid*-Signal durch Linearisierung aus dem *fast*-Signal gewonnen [DeS 90]. In der *slow* vs. *tail* Matrix konnten außerdem durchfliegende Teilchen sowie Isotope für Teilchen der Ladung Z=1 und 2 bestimmt werden. Die Energieeichung der Miniball/wall Detektoren erfolgte über die Abbildung der Detektoren auf frühere Eichmessungen [Hsi 93]. Mit Energieverlustrechnungen wurden die gemessenen Energien dann winkelabhängig auf die Targetmitte korrigiert. Die untere Energieschwelle liegt bei 15 MeV für Protonen, unterhalb dieser Energie können sie nicht mehr von Heliumkernen unterschieden werden. Die Energieschwelle, ab

| Ring | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\Theta_{min}$ | 14.50 | 18.75 | 25.0 | 31.0 | 40.0 | 50.0 | 65.0 | 80.0 | 100.0 | 120.0 | 140.0 |
| $\Theta_{max}$ | 18.75 | 25.0 | 31.0 | 40.0 | 50.0 | 65.0 | 80.0 | 100.0 | 120.0 | 140.0 | 160.0 |
| $\Omega$ | 5.30 | 10.36 | 11.02 | 22.9 | 30.8 | 64.8 | 74.1 | 113.3 | 135.1 | 127.3 | 125.7 |
| Anz. | 24 | 24 | 28 | 24 | 24 | 20 | 20 | 18 | 14 | 12 | 8 |

Tab. 2.1 *: Geometrie der Miniball– (3-11) und Miniwall–Detektoren (1,2). Für die 11 azimutalsymmetrischen Ringe sind die Laborwinkel (Grad), der Raumwinkel (milli-Steradian) eines Einzeldetekors sowie die Anzahl der Detektoren pro Ring angegeben.*

der die Teilchen die 20$mm$ Kristalle durchfliegen, liegt bei etwa E=80 MeV für Protonen und steigt linear auf etwa E/A=200 für Teilchen der Ladung Z=10.

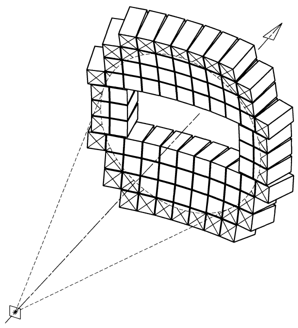

**Abb. 2.3** : *Schematische Darstellung des Hodoskopes mit 84 Si-CsI-Teleskopen. Die Öffnung in der Mitte entspricht der Flugzeitwandakzeptanz. Die Kreislinie deutet an, ab welchem Winkel die Detektoren durch die Miniwall abgeschattet waren.*

### 2.1.2 Hodoskop

Der Akzeptanzbereich zwischen der Flugzeitwand, die nicht azimutalsymmetrisch ist, und dem azimutalsymmetrischen Miniball/wall wurde durch ein Hodoskop abgedeckt. Um den Detektor im Streufeld des Magneten betreiben zu können, wurde das Szintillationslicht mit Photodioden ausgelesen. Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung des Hodoskopes. Die Öffnung in der Mitte entspricht der Flugzeitwandakzeptanz. Teleskope mit einer aktiven Fläche von $30 \times 30mm^2$, bestehend aus jeweils einem Siliziumzähler von $300\mu m$ Dicke und einem Thallium dotierten Cäsium-Jodid Kristall der Länge $60mm$, waren in $60cm$ Entfernung auf das Target ausgerichtet. Die Kristalle haben eine mattierte Oberfläche und sind in Teflon eingepackt. Die aktive Fläche der Photodiode beträgt $1cm^2$. Die Silizium-Signale wurden mit $1.5\mu sec$, die Cäsium-Jodid-Signale mit $3\mu sec$ gefiltert und geformt. Die Digitalisierung erfolgte mit einem *QDC*. Dafür wurde das Amplitudensignal durch einen angepaßten Widerstand direkt am *QDC* in ein Stromsignal umgewandelt und das Maximum mit einem *Gate* von $1.5\mu sec$ integriert. Der Start dieses *Gate*s wurde vom *Master*-Trigger abgeleitet. Da die Teilchenflugzeiten unter $100nsec$ liegen, ist dies ohne wesentliche Auflösungsverluste möglich. Um den unterschiedlichen Pulsbreiten Rechnung zu tragen, wurden die Silizium-Signale und Cäsium-Jodid-Signale zu verschiedenen Zeiten integriert, jedoch mit jeweils einem *Gate* für alle Kanäle des gleichen Detektortyps.

Alle Detektoren oberhalb von 14.5° waren in diesem Experiment durch die Miniwall abgeschattet. Dies ist durch die Kreislinie in Abbildung 2.3 angedeutet. Von den 84 eingesetzten Teleskopen hatten 40 einen ungehinderten Blick auf das Target, 28 wurden durch den innersten Miniwall-Ring teilweise, 16 völlig abgedeckt.

Die Detektorinformation ist für die verschiedenen Einschußenergien sehr unterschiedlich. Während für E/A=100 MeV noch fast alle Teilchen gestoppt werden und eine eindeutige Information aus den $\Delta E$-$E$-Matrizen zu erhalten ist, ist bei E/A=400 MeV die Mehrzahl der Teilchen so schnell, daß sie den Kristall durchfliegen. Diese $\Delta E$-$\Delta E$-Information erlaubt nur eine begrenzte Teilchenidentifikation.

Die Teilchenidentifikation $Pid_i$ wurde empirisch über die folgende Formel gewonnen:

$$Pid_i = log(dE(Si_i)) + fac_i \cdot log(L(CsI_i)) \ , \tag{2.1}$$

wobei $i$ der Detektorindex, $L(CsI_i)$ die Lichtausbeute des Cäsium-Jodid Kristalls und $dE(Si_i)$ das Energieverlustsignal des Siliziumzählers darstellt. Die Faktoren $fac_i$ wurden individuell für jeden Detektor bestimmt. Die Teilchen*gates* wurden dann in der $Pid$ vs. $log(L(CsI_i))$ Matrix gesetzt.

Eine Energieeichung ist nur für die E/A=100 MeV Daten möglich. Zum Zeitpunkt der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit war diese Kalibration jedoch noch nicht abgeschlossen, so daß für die folgenden Analysen diese Information nicht zur Verfügung stand.

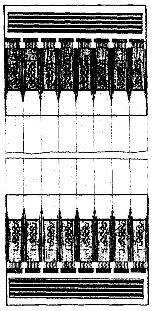

**Abb. 2.4** : *Mechanische Realisation der Flugzeitwandmodule. Jeweils acht Szintillatoren sind zu einem Modul zusammengefaßt. Jeweils 12 dieser Module bilden die Vorder– und Rückwand.*

### 2.1.3 Flugzeitwand

Bei der Flugzeitwand handelt es sich um die Erweiterung des Detekors, der bereits in dem E/A=600 MeV-Experiment (S031) eingesetzt worden war [Hub 92a, Kre 92]. In dem vorliegenden Experiment kamen jeweils 96 Szintillatorstäbe (Bicron BC408) in zwei hintereinanderliegenden Ebenen zum Einsatz, die um halbe Stabbreite gegeneinander versetzt waren. Die Dimension der Szintillatoren ist $1100 \times 25mm^2$, die Dicke beträgt $10mm$. Die Auslese der Stäbe erfolgt durch Photomultiplier (Hamamatsu R3478) an beiden Enden. Abbildung 2.4 zeigt die mechanische Realisation der Flugzeitwandmodule. Jeweils 8 Szintillatorstäbe sind zu einem Modul zusammengefaßt. Die Flugzeitwand, die 6 Meter vom Target entfernt aufgebaut war, war mit einer $0.6mm$ starken Abschirmung aus Messingblech versehen. In diesem Blech werden Deltaelektronen unterhalb von 750 keV gestoppt.

Der direkte Strahl wurde durch ein, der jeweiligen Strahlenergie angepaßtes, Magnetfeld um etwa 7 Grad abgelenkt und auf den 0°-Zähler innerhalb der Flugzeitwand fokussiert. Gleichzeitig wurde dadurch erreicht, daß die Reaktionsprodukte, aufrund des anderen *N/Z*-Verhältnisses, von dem primären Strahl abgelenkt wurden.

Die Flugzeitwand wurde zur Ladungsbestimmung durch eine $\Delta E$-*ToF*-Methode und zur Bestimmung der Flugzeit eingesetzt. Die Kalibration der gemessenen Amplituden erfolgte im unteren Bereich bis etwa Ladung 10 durch individuelles Zuordnen der Ladung in einem Amplitudenspektrum, das für Zeiten von $\pm 0.5 nsec$ um die Flugzeit der Goldprojektile akkumuliert wurde. Der mittlere Bereich wurde in einem Kalibrationsexperiment bei niedriger Intensität mit der TP-MUSIC geeicht. Zur Bestimmung des oberen Referenzpunktes (Z=79) wurde der Magnet eingesetzt, um den Strahl über die Flugzeitwand zu bewegen. Damit konnten etwa die 25 links und rechts vom zentralen Detekor liegenden Szintillatoren erreicht werden. Auch wurden die Zeitnullpunkte der Einzeldetektoren damit bestimmt. Die Zeitnullpunktsbestimmung der äußeren Stäbe wurde mit einem Lasersystem vorgenommen.

Das eigentliche Experiment wurde mit einem $5mg$ Target durchgeführt. Daher kam kein Startdetektor, er hätte eine vergleichbare Dicke gehabt, zum Einsatz. Das Stopsignal für die *TDC*s der Flugzeitwand wurde vom *master*-Trigger abgeleitet und dann in der Analyse auf den Zeitpunkt der Reaktion im Target korrigiert. Dazu wurde die Flugzeitinformation der leichten Teilchen im Miniball verwendet. Die erzielte Zeitauflösung liegt unter einer Nanosekunde.

Abbildung 2.5 zeigt die Ladungsauflösung, integriert über alle Szintillatorstäbe, die bei der Einschußenergie E/A=400 MeV erreicht wurde. Das Spektrum wurde unter einem *minimum-bias*-Trigger akkumuliert. Bis zu Fragmenten mit Z=9 ist die Ladung eindeutig bestimmbar. In der weiteren Analyse finden nur Ladungen mit Z≥2 Verwendung, da die Akzeptanz für Teilchen der Ladung Z=1 aufgrund des abweichenden *A/Z*-Verhältnisses schlechter und eine saubere Trennung der kleinen Amplituden von Signalen durch Deltaelektronen nicht für alle Röhren identisch gut möglich ist. Auch wurden die Diskriminatorschwellen im Experiment nicht einheitlich gesetzt.

Zum weiteren Verständnis der mit der Flugzeitwand gewonnenen Daten zeigt Abbildung 2.6 die Ergebnisse von Energieverlustrechnungen für diesen Detektor. Aufgetragen ist die Laborenergie pro Nukleon E/A als Funktion der Ladung Z. Die Linien markieren die Teilchenenergien, die aufgrund der Energieverluste zwischen Targetmitte und Flugzeitwand nötig sind, um Signale in der Flugzeitwand zu produzieren. Dabei wurden die

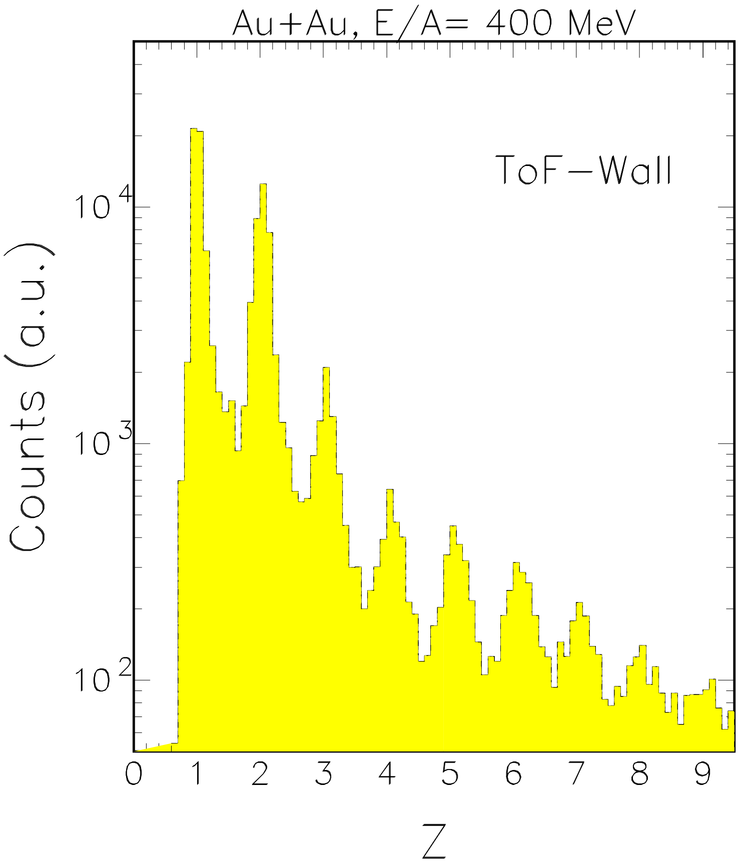


**Abb. 2.5** *: Integriertes Ladungsspektrum der gesamten Flugzeitwand für den minimum-bias Trigger bei E/A=400 MeV. Bis zu Fragmenten mit Z=9 wird die Ladung einzeln aufgelöst.*

halbe Targetdicke, das Eintrittsfenster der MUSIC-Detektorkammer, das Gasvolumen, die TP-MUSIC-Fenster sowie die Messingabsorber berücksichtigt. Die untere Linie zeigt die Energie, die nötig ist, um die Flugzeitwand zu erreichen (*front seen*). Die zweite Linie (*front punch*) gibt an, ab welcher Energie die Teilchen die vordere Wand durchfliegen und über Energieverlust und Flugzeit eine Teilchenidentifikation möglich ist. Wenn beide Lagen durchflogen werden (*back punch*), wird die beste horizontale Ortsbestimmung möglich, da die beiden Wände um eine halbe Szintillatorbreite versetzt sind, auch wird der Energieverlust zweimal gemessen.

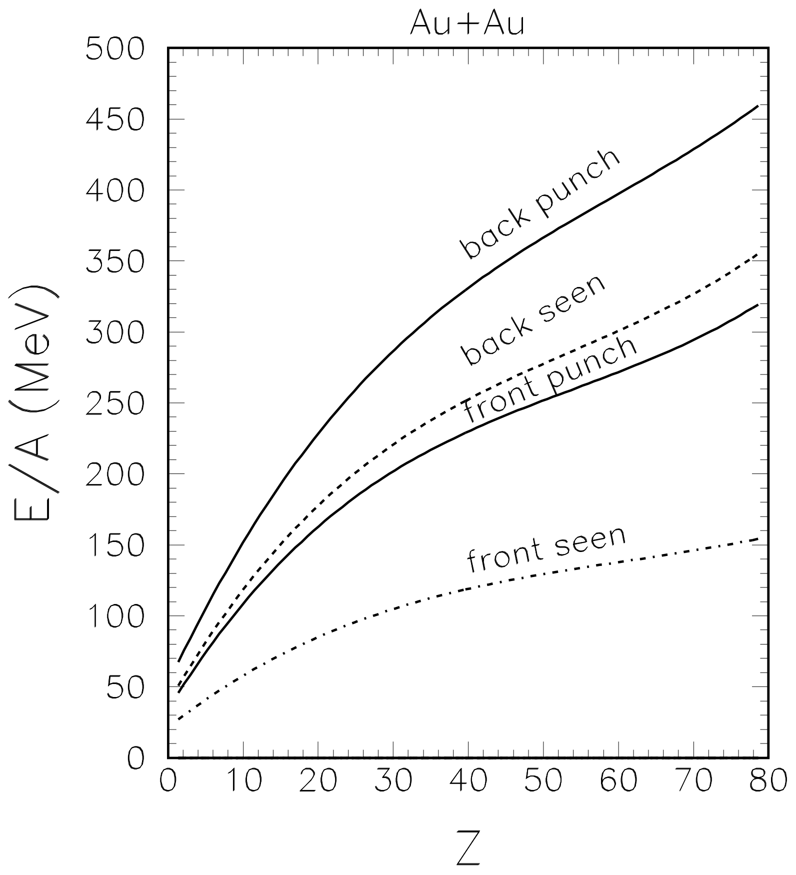


**Abb. 2.6** *: Laborenergie pro Nukleon E/A als Funktion der Ladung Z für Teilchen die von der Flugzeitwand nachgewiesen werden. Die Linien markieren die Teilchenenergien, die aufgrund der Energieverluste zwischen Targetmitte und Flugzeitwand nötig sind, um Signale in der Flugzeitwand zu produzieren. Es werden die Energiebereiche für in der Vorderwand gestoppte (front seen), die Vorderwand durchfliegende (front punch), in der Rückwand gestoppte (back seen) und beide Wände(back punch) durchfliegende Teilchen unterschieden.*

Bei E/A=400 MeV gilt dies für Projektilfragmente bis Ladung Z=60; oberhalb dieser Ladung werden die Teilchen gestoppt, und die Amplitude ist nicht mehr eindeutig einer Ladung zuzuordnen. In der Analyse wurden die Amplituden der Rückwand, die einer Ladung oberhalb von Z=60 entsprechen, nicht zur Spurerkennung verwendet. Ereignisse, bei denen es dadurch zu Fehlrekonstruktionen kam, werden über eine Korrelation zwischen

$Z_{bound}$ und $N_{C.MB}$ erkannt (siehe Abbildung 3.6, Seite 45) und von einer weiteren Analyse ausgeschlossen. Diese Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß trotz kleiner Teilchenmultiplizität ($N_{C.MB}$) im Miniball, also eines peripheren Stoßes, die gebundene Ladung $Z_{bound}$ in der Flugzeitwand um 60 bis 80 Ladungen zu klein ist. Der angewendete Software-Schnitt lautet:

$$N_{C.MB} + Z_{bound} \geq 45 \ , \tag{2.2}$$

wobei $N_{C.MB}$ die Teilchenmultiplizität in Miniball/wall und $Z_{bound}$ die gemessene gebundene Ladung in der Flugzeitwand darstellt. Dieser Software-Schnitt wurde ereignisweise angewendet und bei Nichterfüllen der Bedingung das gesamte Ereignis verworfen. Der Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte wird in den Abschnitten A.1.4 und A.1.5 diskutiert.

### 2.1.4 0°-Zähler

Das Experiment wurde mit einem $5mg$-Target durchgeführt. Es wurde gewählt, um mit der damals am SIS zur Verfügung stehenden maximalen Strahlrate von $4 \cdot 10^4$ pro Puls zu vernünftigen Reaktionsraten zu kommen. Diese Rate führt zu Signalraten, die von den Röhren der Flugzeitwand, die eine sehr hohe Verstärkung haben, nicht mehr verarbeitet werden können, da die Ströme zu groß werden. Um dieses Problem zu umgehen, wurden bei den jeweils beiden im Strahlfokus liegenden Szintillatoren der Vorder- und Rückwand die zentralen $40mm$ durch Plexiglas ersetzt. Damit wird eine gute optische Kopplung der beiden Szintillatorhälften erreicht, während der Strahl ausgeblendet wird. Diese inaktive Zone der Flugzeitwand wurde durch einen 0°-Zähler abgedeckt, der jedoch sehr einschränkenden Designlimits gehorchen mußte. Er mußte sich vor der Flugzeitwand befinden und damit möglichst klein sein, das heißt, eine Auslese mit Photomultipliern war nicht möglich, sondern es kamen nur Photodioden in Frage. Die hohe Strahlrate führte zu der Überlegung, ihn granular zu gestalten, um die Treffer auf mehrere Detektoren zu verteilen. Der Aufbau des eingesetzten 0°-Zählers bestand in einer trichterförmigen Anordnung von Plastik-Szintillatoren(JOPL), die individuell an beiden Enden von Photodioden ausgelesen wurden. Dieses Design mit Photodioden nahe am Strahl und die Aufstreuung des Strahls führten zu Treffern nahe der Dioden bzw. zu direkten Treffern in den Photodioden mit resultierenden Saturationseffekten für einen großen Teil der Ereignisse. Während die Information des JOPL dafür ausreichte, den Strahl zu positionieren und den Einfluß dieser Zone auf die Ergebnisse der Flugzeitwand zu untersuchen, konnte aufgrund der oben angesprochenen Effekte keine quantitative Information gewonnen werden[1]. In der weiteren Analyse wird keine JOPL-Information verwendet. Um die Fehlrekonstruktionen, die durch die inaktive Zone entstehen, von der Analyse auszuschließen, wird der Schnitt nach Gleichung 2.2 angewendet. Denn auch hier gilt, daß, für den Fall eines schweren Treffers im JOPL, die Ladung in $Z_{bound}$ fehlt, und daß, da die assoziierte Teilchenmultiplizität im Miniball klein ist, der Fehler erkannt und das gesamte Ereignis verworfen wird. Der Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt A.1.4 diskutiert.

[1] Inzwischen wurde der zentrale Teil der Flugzeitwand zahlreichen Modifikationen unterworfen, so daß der JOPL in späteren Experimenten auch quantitative Information lieferte. Eine ausführliche Diskussion findet sich in der Diplomarbeit [Gro 94].

## 2.2 Akzeptanz

Die Akzeptanz des Detektorsystems wird im folgenden anhand von Kinematikrechnungen deutlich gemacht. Hierzu wurden die wesentlichen Detektorbegrenzungen sowie verschiedene Laborenergien in eine invariante Darstellung gebracht. In diesem Fall bietet sich als Abszisse die auf die jeweilige Einschußenergie normierte Rapidität an, als Ordinate der Transversalimpuls pro Nukleon, normiert auf den Strahlimpuls pro Nukleon im Schwerpunktsystem.

### 2.2.1 E/A=100 MeV

Abbildung 2.7 zeigt die Akzeptanz der Detektoren in der Ebene: normierter Transversalimpuls pro Nukleon $(\mathrm{P}_{\perp}/\mathrm{A})/(\mathrm{P}_{0_{cm}}/A_0)$ und normierte Rapidität $y/y_0$ für die Einschußenergie von E/A=100 MeV ($\mathrm{P}_{0_{cm}}/A_0 = 147.4$ MeV/c). Die Linien markieren die Laborwinkel $\Theta_{lab}$ der jeweiligen Detektorbegrenzungen, die Kurven stehen für verschiedene Laborenergien $\mathrm{E}_{lab}$/A, sie sind jeweils unterhalb der Abzisse beschriftet. Bei E/A=100 MeV war die Akzeptanz des Gesamtaufbaus im wesentlichen durch den Miniball/wall dominiert.

Im Bereich von 0° bis 5° ist der Nachweis von Wasserstoffisotopen in der Flugzeitwand aus schon erwähnten Gründen (siehe Abschnitt 2.1.3) nicht möglich, zwischen 5° und 14.5° werden Wasserstoffisotope zwischen E/A=10 MeV und E/A=145 MeV im Hodoskop gestoppt, und es sind somit Ladung und im Prinzip die Energie bestimmbar. Oberhalb von 14.5° bis 160° ist die untere Schwelle für Wasserstoffisotope etwa E/A=15 MeV. Die obere Schwelle ist für Miniball und Miniwall verschieden, unterhalb von 25° werden sie in der Miniwall bis E/A=100 MeV gestoppt und sind mit Ladung und Energie identifiziert. Oberhalb von 25° liegt die Durchfliegerschwelle schon bei E/A=75 MeV. Zusammengefaßt bedeutet das eine gute Akzeptanz für Wasserstoffisotope bei mittlerer Rapidität, während Target- und Projektil-Bereich nicht erfaßt werden. Unterhalb von 5° können Fragmente mit Projektilgeschwindigkeit bis etwa Ladung Z=10 identifiziert werden (siehe Abbildung 2.6), nicht jedoch der schwere Projektilrest. Der Bereich mittlerer Rapidität ist nahezu vollständig abgedeckt, Ladungen bis Z=15 werden entweder durch das Hodoskop oder den Miniball/wall oberhalb von 14.5° identifiziert und ihre Energie gemessen. Im Targetbereich kommt die Schwelle von etwa E/A=3 MeV zum Tragen, wodurch ein Großteil der Targetfragmente nicht der Messung zugänglich ist.

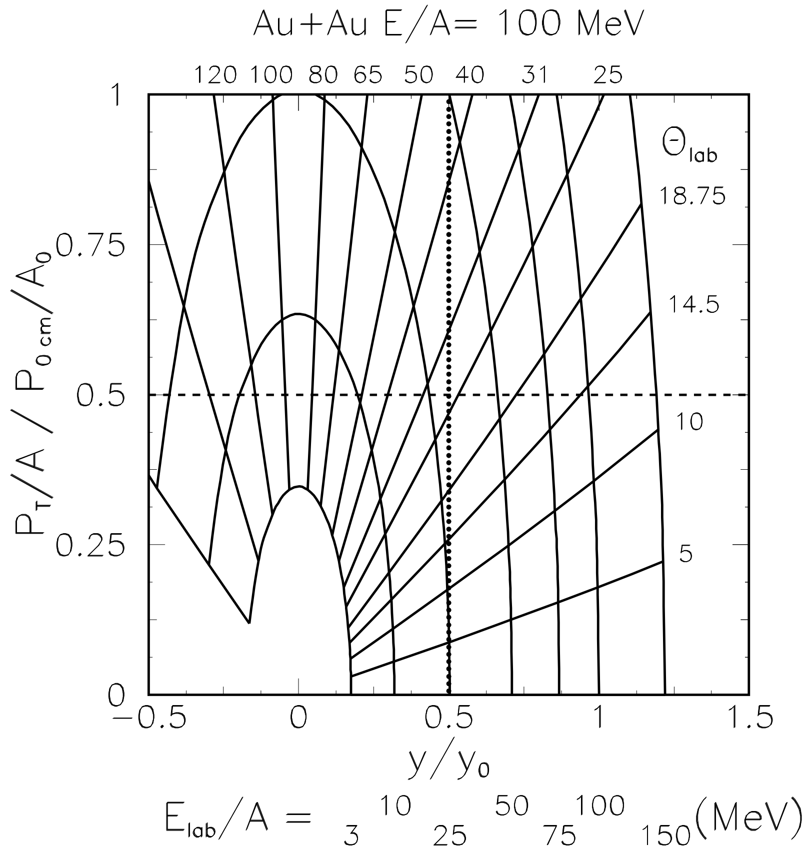


**Abb. 2.7** : *Normierter Transversalimpuls pro Nukleon $(P_\perp/A)/(P_{0_{cm}}/A_0)$ als Funktion der normierten Rapidität $y/y_0$ für die Einschußenergie von E/A=100 MeV. Die Geraden markieren die Laborwinkel $\Theta_{lab}$ der jeweiligen Detektorbegrenzungen, die Kurven stehen für verschiedene Laborenergien $E_{lab}/A$, sie sind jeweils an ihrem unteren rechten Ende beschriftet. Sie starten bei der Schwellenenergie von $E_{lab}/A$=3 MeV. Der Winkelbereich von 14.5° bis 160° wird durch den Miniball/wall, der Bereich von 5° bis 14.5° durch das Hodoskop und der Bereich von 0° bis 10° durch die Flugzeitwand abgedeckt.*

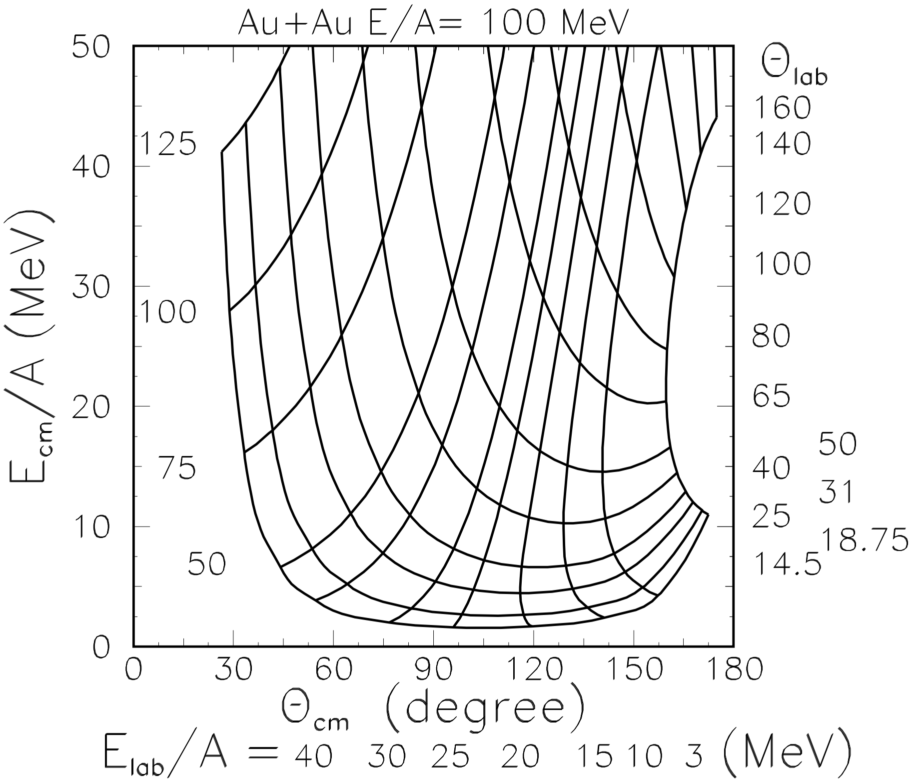


**Abb. 2.8** *: Schwerpunktenergie pro Nukleon $E_{cm}/A$ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\Theta_{cm}$ für die Einschußenergie von E/A=100 MeV. Die horizontal endenden Kurven markieren die Laborwinkel $\Theta_{lab}$ der jeweiligen Detektorbegrenzungen des Miniball/wall und sind an ihrem rechten Ende beschriftet, die vertikal endenden Kurven stehen für verschiedene Laborenergien $E_{lab}/A$, sie sind jeweils an ihrem unteren Ende beschriftet. Sie starten bei der Schwellenenergie von $E_{lab}/A$=3 MeV.*

In dem späteren Abschnitt 5.2 wird der radiale Fluß von Fragmenten bei zentralen Stößen für die Einschußenergie E/A=100 MeV untersucht. Dabei ist das Verständnis der Akzeptanz im Schwerpunktsystem wichtig. Abbildung 2.8 zeigt, wie die Energien und die Laborwinkel der Miniball/wall-Detektoren, die bei der Analyse des radialen Flusses verwendet werden, ins Schwerpunktsystem transformiert aussehen. Es ist die Schwerpunktenergie

$E_{cm}/A$ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\Theta_{cm}$ dargestellt. Die horizontal endenden Kurven markieren die Laborwinkel $\Theta_{lab}$ der jeweiligen Detektorbegrenzungen und sind an ihrem rechten Ende beschriftet, die vertikalen Linien stehen für verschiedene Laborenergien $E_{kin.lab}/A$. Ihre Beschriftung findet sich für Energien von $E_{kin.lab}/A$=3 MeV bis 40 MeV entlang der Abszisse, für $E_{kin.lab}/A$=50 MeV bis 125 MeV links im Bild. Die untere Energieschwelle des Miniball/wall bei E/A=3 MeV erscheint bei $\Theta_{cm}$-Winkeln von 160°. Die Einhüllende, die die untere Schwelle bei der Messung der Schwerpunktenergie $E_{cm}/A$ beschreibt, ist dadurch bedingt, daß nur Energieinformationen für Laborwinkel oberhalb von $\Theta$=14.5° vorliegen. Für Winkel von 90° im Schwerpunktsystem liegt diese Schwelle nur bei etwa $E_{cm}/A$=2 MeV, die Detektorakzeptanz macht es möglich, detaillierte Aussagen über den Fluß zwischen Schwerpunktwinkel von $\Theta_{cm} = 60°$ bis $\Theta_{cm} = 150°$ zu machen. Bei kleinen Schwerpunktwinkeln $\Theta_{cm}$ ist die Auflösung der Schwerpunktenergie $E_{cm}/A$ durch die Energieauflösung der Zähler bestimmt(vertikale $\Theta_{lab}$-Linien). Bei $\Theta_{cm} = 90°$ jedoch wird die Granularität des Detektors zum limitierenden Faktor. Hier wird die Schwerpunktenergie fast ausschließlich über den Laborwinkel $\Theta_{lab}$ gemessen (horizontale $\Theta_{lab}$-Linien).

### 2.2.2 E/A=400 MeV

Abbildung 2.9 zeigt die Akzeptanz für die Einschußenergie von E/A=400 MeV ($P_{0_{cm}}/A_0 =$ 433.1 MeV/c). Wie bei den anderen Energien werden Protonen unterhalb von 5° nicht nachgewiesen. Auch bei größeren Winkeln kann im wesentlichen nur eine Identifikation durchgeführt werden, da der überwiegende Anteil der Protonen Laborenergien hat, die größer als 100 bzw. 75 MeV sind. Man erkennt in Abbildung 2.9, daß die Linie mittlerer Rapidität (gepunktet) an der *Durchflieger*grenze des Miniball/wall verläuft. Auch heliumähnliche Kerne werden nicht mehr vollständig gestoppt. Höhere Ladungen werden gestoppt, und damit ist ihre Energie meßbar. Allerdings sind diese Energieinformationen bei der Einschußenergie E/A=400 MeV nur oberhalb von 25° verfügbar, nicht jedoch zwischen 5° und 14.5° (aus prinzipiellen Gründen, siehe Abschnitt 2.1.2) und 14.5° und 25° (aufgrund eines technischen Defekts in der Miniwall). Im Projektilbereich ist eine schwellenfreie Messung möglich, auch kommt das im übernächsten Abschnitt angesprochene *Pseudo-Tracking* zur Anwendung und stellt Impulse zur Verfügung. Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß bei der Einschußenergie von E/A=400 MeV der Projektilbereich sehr gut gemessen ist, der Targetbereich ein Akzeptanzloch hat, und daß im Bereich mittlerer Rapidität zwar die Anzahl

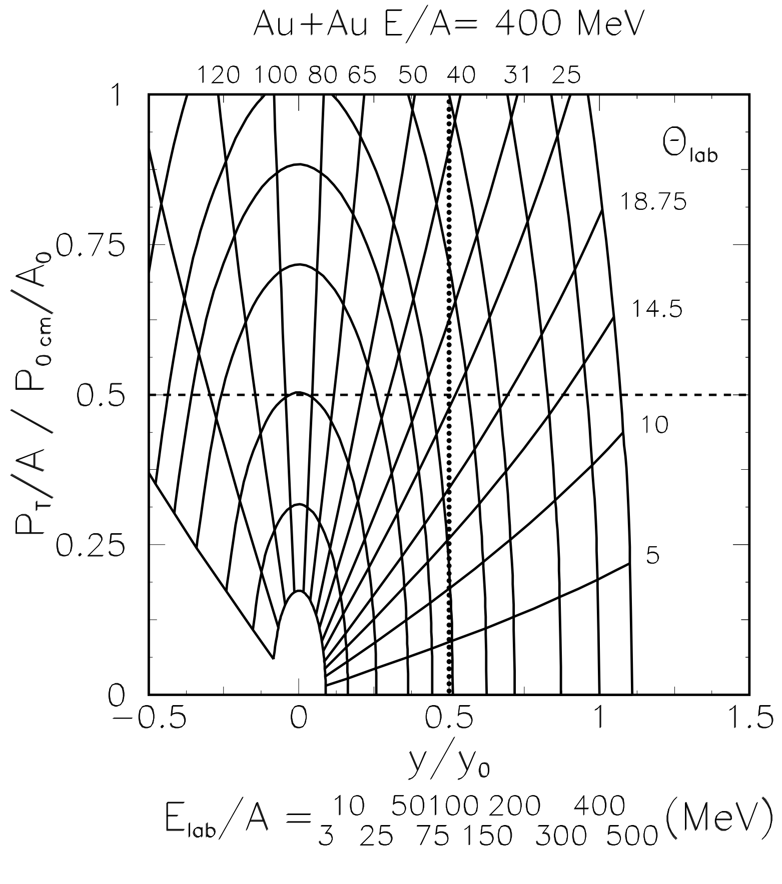


**Abb. 2.9** : *Normierter Transversalimpuls pro Nukleon $(P_\perp/A)/(P_{0_{cm}}/A_0)$ als Funktion der normierten Rapidität $y/y_0$ für die Einschußenergie von E/A=400 MeV. Die Geraden markieren die Laborwinkel $\Theta_{lab}$ der jeweiligen Detektorbegrenzungen, die Kurven stehen für verschiedene Laborenergien $E_{lab}/A$, sie sind jeweils an ihrem unteren rechten Ende beschriftet. Sie starten bei der Schwellenenergie von $E_{lab}/A$=3 MeV. Der Winkelbereich von 14.5° bis 160° wird durch den Miniball/wall, der Bereich von 5° bis 14.5° durch das Hodoskop und der Bereich von 0° bis 10° durch die Flugzeitwand abgedeckt.*

der Teilchen gut gemessen wurde, ihre Energie jedoch nicht bestimmt werden kann.

## 2.3 Nachweiswahrscheinlichkeiten für *IMF*s

Im Kapitel 4 werden die Verteilungen mittelschwerer Fragmente (*IMF*s, Z$\in$ $[3, 30]$) diskutiert, die Nachweiswahrscheinlichkeiten hierzu werden nicht anhand eines detaillierten Reaktionsmodells diskutiert, sondern es wurden schematische Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt. Hierzu wurden Quellen bei 5 verschiedenen Rapiditäten angenommen, eine bei Target-, eine bei Projektilrapidität und jeweils eine bei 1/4, 1/2 und 3/4 der Projektilrapidität. Diese Quellen emittierten isotrop 10 Lithiumfragmente mit thermischen Spektren der Temperaturen T=15, 30, 45 und 60 MeV. Unter Anwendung des später besprochenen Filters wurde bestimmt, wieviele Fragmente im Detektor nachgewiesen würden. Die Fehlerbalken in den folgenden Abbildungen beschreiben die *rms*-Breiten der Rekonstruktion.

Abbildung 2.10 zeigt die Ergebnisse für E/A=100 MeV. Das obere Bild zeigt die durch den Miniball/wall nachgewiesene mittlere Multiplizität von Li-Fragmenten $\langle M_{Li} \rangle$ für die 5 verschiedenen Quellen, das mittlere Bild zeigt den Hodoskopanteil und das untere den Anteil der Flugzeitwand. Für den Miniball gilt, daß mit zunehmender Temperatur die Akzeptanz besser wird und daß bis zu mittlerer Rapidität ein Großteil der Fragmente nachgewiesen wird. Für Projektilfragmente gilt, daß sie nur bei hohen Temperaturen im Miniball/wall gesehen werden, da der kleinste Winkel 14.5° beträgt. Unterhalb dieses Winkels sieht das Hodoskop Fragmente, die eine Rapidität größer als Schwerpunktrapidität haben. Die Flugzeitwand sieht im wesentlichen Fragmente bei Projektilrapidität mit kleiner Temperatur, höhere Temperaturen führen hier zu einer schlechteren Akzeptanz. Die Schwellen durch das Material zwischen Target und Flugzeitwand führen zum Nachweis nur weniger Fragmente.

Die Zusammenfassung in Abbildung 2.11 zeigt das Nachweisvermögen des Gesamtsystems bei der Einschußenergie E/A=100 MeV. Unter Berücksichtigung der Information, daß hier die höchste *IMF*-Multiplizität in zentralen Stößen erreicht wird, bei denen man von einer Quelle mittlerer Rapidität und höherer Temperatur (siehe Abschnitt 5.2) ausgehen kann, zeigt sich, daß etwa $75 \pm 5$ Prozent der Li-Fragmente nachgewiesen werden, der Korrekturfaktor für die maximale gemessene Multiplizität also etwa 1.3 beträgt.

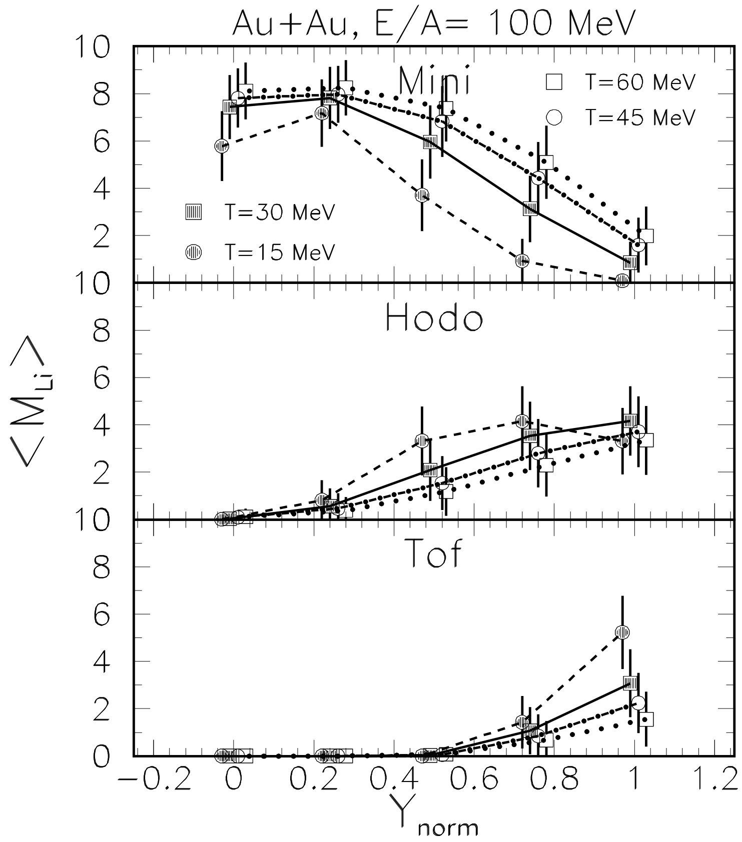


**Abb. 2.10** : *Relation zwischen Multiplizität von Li-Fragmenten $\langle M_{Li} \rangle$ und normierter Rapidität $y/y_0$, aufgeschlüsselt nach den drei Detektoren für die Einschußenergie E/A=100 MeV. Es wurden isotrope Boltzmann-Verteilungen mit jeweils 10 Li-Fragmenten der Temperaturen T=15, 30, 45 und 60 MeV für Quellen bei 5 verschiedenen Rapiditäten simuliert und dem experimentellen Filter unterzogen. Zur besseren Darstellung sind die 4 Datenpunkte für die verschiedenen Temperaturen versetzt eingezeichnet. Das obere Bild zeigt die Zahl der Li-Fragmente, die vom Miniball/wall gesehen werden, das mittlere die Hodoskop-Ergebnisse und das untere Bild die Anzahl der Fragmente, die in der Flugzeitwand nachgewiesen werden. Die Fehlerbalken geben die rms-Breiten der rekonstruierten Multiplizitäten an.*

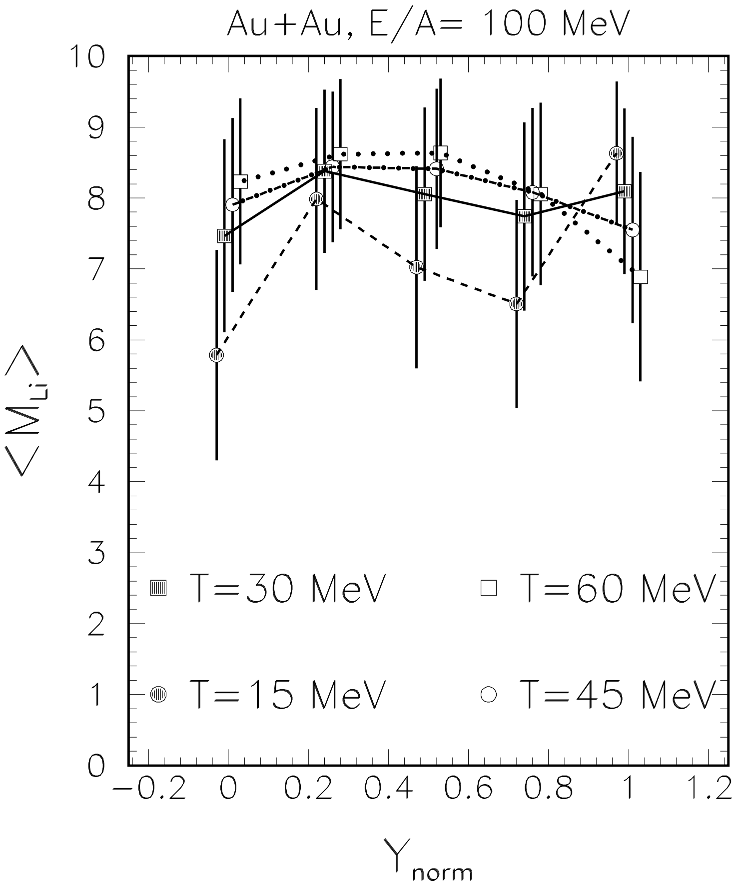


**Abb. 2.11** : *Relation zwischen $\langle M_{Li} \rangle$ und normierter Rapidität $y/y_0$ für die Einschußenergie E/A=100 MeV. Es ist die Gesamtdetektorresponse dargestellt. Es wurden isotrope Boltzmann-Verteilungen mit jeweils 10 Li-Fragmenten der Temperaturen T=15, 30, 45 und 60 MeV für Quellen bei 5 verschiedenen Rapiditäten simuliert und dem experimentellen Filter unterzogen. Die Fehlerbalken geben die rms-Breiten der rekonstruierten Multiplizitäten an.*

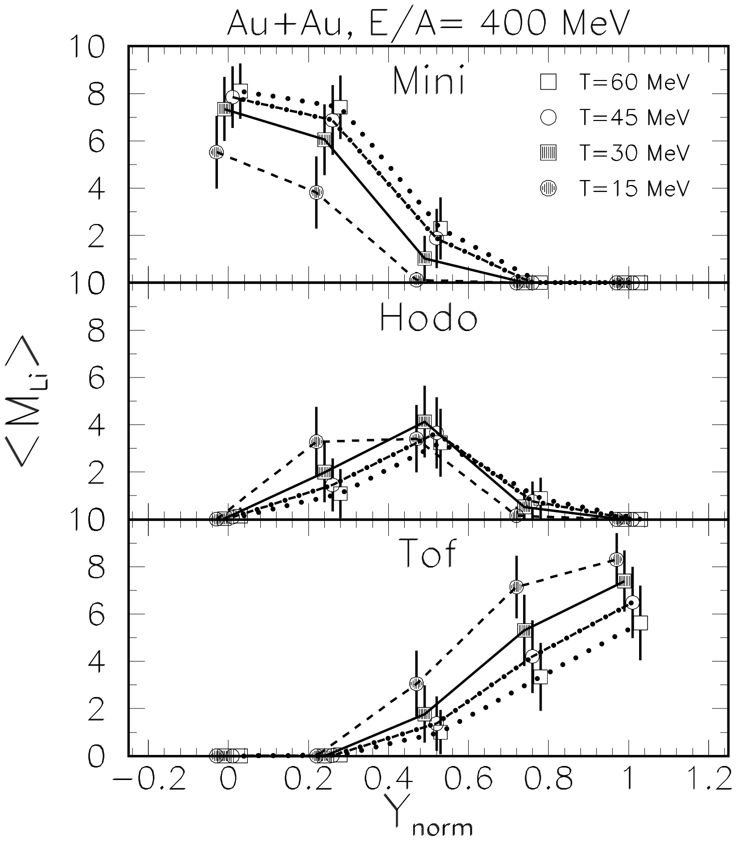


**Abb. 2.12** : *Relation zwischen Multiplizität von Li-Fragmenten* $\langle M_{Li} \rangle$ *und normierter Rapidität* $y/y_0$*, aufgeschlüsselt nach den drei Detektoren für die Einschußenergie E/A=400 MeV. Es wurden isotrope Boltzmann-Verteilungen mit jeweils 10 Li-Fragmenten der Temperaturen T=15, 30, 45 und 60 MeV für Quellen bei 5 verschiedenen Rapiditäten simuliert und dem experimentellen Filter unterzogen. Das obere Bild zeigt die Zahl der Li-Fragmente, die vom Miniball/wall gesehen werden, das mittlere die Hodoskop-Ergebnisse und das untere Bild die Anzahl der Fragmente, die in der Flugzeitwand nachgewiesen werden. Die Fehlerbalken geben die rms-Breiten der rekonstruierten Multiplizitäten an.*

Die geänderte Kinematik bei der Einschußenergie E/A=400 MeV spiegelt sich in den Abbildungen 2.12 und 2.13 wider. Der Miniball/wall sieht jetzt im wesentlichen die Li-Fragmente der targetähnlichen Quelle, das Hodoskop weist den Anteil bei mittlerer Rapidität nach. Im Projektilbereich ist Akzeptanz die Flugzeitwand deutlich besser als bei der niedrigeren Einschußenergie, Schwellen spielen hierbei keine Rolle mehr, alleine die geometrische Akzeptanz führt dazu, daß ein geringer Teil der Li-Fragmente nicht gesehen wird.

Abbildung 2.13 zeigt das Gesamtbild für die Einschußenergie von E/A=400 MeV. Hier führt die Information, daß die höchste Multiplizität in peripheren Reaktionen erreicht wird und damit die *IMF*s aus target- und projektilähnlichen Quellen kommen, zu einer Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit von $(80 + 55)/2 \approx 70$ Prozent.

Da die Akzeptanz für die Projektilfragmente größer ist, kann vermutet werden, daß hier eine genauere Effizienzkorrektur möglich ist, der Korrekturfaktor beträgt etwa 1.25.

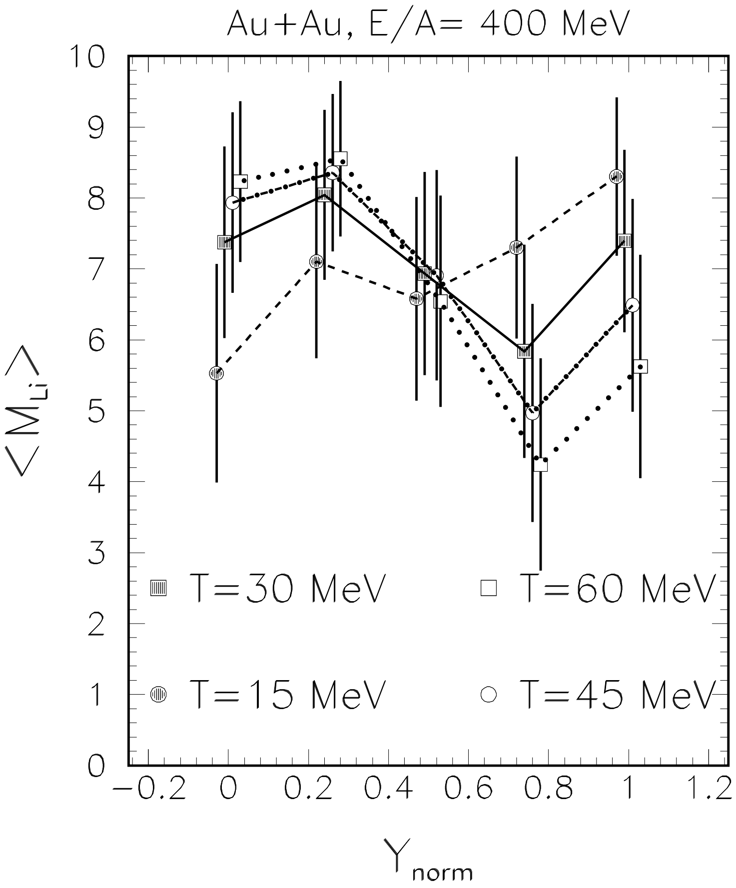


**Abb. 2.13** : *Relation zwischen $\langle M_{Li} \rangle$ und normierter Rapidität $y/y_0$ für die Einschußenergie E/A=400 MeV. Es ist die Gesamtdetektorresponse dargestellt. Es wurden isotrope Boltzmann-Verteilungen mit jeweils 10 Li-Fragmenten der Temperaturen T=15, 30, 45 und 60 MeV für Quellen bei 5 verschiedenen Rapiditäten simuliert und dem experimentellen Filter unterzogen. Die Fehlerbalken geben die rms-Breiten der rekonstruierten Multiplizitäten an.*

## 2.4 Pseudo-Tracking bei E/A=400 MeV

Die Impulsrekonstruktion für die Teilchen, die in der Flugzeitwand nachgewiesen wurden, fand mit einem *Pseudo-Tracking* statt. Bei einem Einsatz des Spektrometers bei niedriger Intensität kommt die TP-MUSIC zum Einsatz, um die durch den Magneten bestimmten Trajektorien der Teilchen zu messen, damit kann die Steifigkeit direkt bestimmt werden. In dem vorliegenden Experiment wurde die TP-MUSIC in den Produktions*runs* nicht ausgelesen, daher kam ein modifiziertes Verfahren zur Impulsrekonstruktion zur Anwendung.

Das angewendete Rekonstruktionsprinzip beruht auf der Abbildung von Parametern am Targetort mittels *GEANT*-Rechnungen auf Größen, die hinter dem Magneten gemessen wurden. Diese gerasterte bijektive Abbildung wird anschließend über eine Anpassung an die Reihenentwicklung dieser Abbildung durch Tschebyscheff-Polynome in die Umkehrfunktion übertragen. Das heißt, man erhält damit die Abbildung, die die gemessenen Größen in die Parameter am Targetort überträgt. Der ALAD$^{\rm i}$N-Magnet hat keinen idealen Dipolcharakter, daher wurde die Feldstärkeverteilung vermessen und im Programmpaket *GEANT* modeliert. Es wurden Teilchenbahnen vom Mittelpunkt des Targets mit Emissionswinkel $\theta$ und $\phi$ und der Steifigkeit $rig$ durch das Spektrometer simuliert und ihr Auftreffort $x_{tof}, y_{tof}$ auf der Flugzeitwand sowie der Winkel in der Biegeebene $x_\theta$ bestimmt. Dieser Winkel wurde normalerweise mit der TP-MUSIC gemessen, hier erfolgte eine Entwicklung der fehlenden Information nach gemessenen zusätzlichen Größen. Man kann zeigen, daß unter Verwendung der in der Flugzeitwand gemessenen Flugzeit $t_{tof}$ und der Annahme des $Z/M$-Verhältnisses die Nullstellen dieser Entwicklung Lösungen darstellen. Das $Z/M$-Verhältnis wurde aus der gemessenen Ladung $Z_{tof}$ und der EPAX-Massenparametrisierung [Süm 90] angenommen. Messungen bei der Einschußenergie von E/A=600 MeV haben die Gültigkeit dieser Parametrisierung gezeigt [Lin 93].

Zur Illustration der Güte der Impulsrekonstruktion wurden Simulationen für verschiedene Auflösungen in der vertikalen Ortsbestimmung mit der Flugzeitwand sowie der Ladung und der Masse gerechnet. Als Eingabe wurde die bei E/A=600 MeV für das System Au+Pb gemessene [Lin 93] mittlere Transversalimpulsverteilung und –Breite als Funktion der Ladung angenommen. Die folgenden Symbolerklärungen beziehen sich auf die Abbildung 2.14. Für alle Auflösungen wurden Gaußverteilungen angenommen, die angegebenen Breiten $\Delta$ sind die *FWHM*-Breiten dieser Verteilungen. Nur für die Ortsauflösung in horizontaler Richtung wurde eine Boxverteilung verwendet, da hier eine gleichförmige Ver-

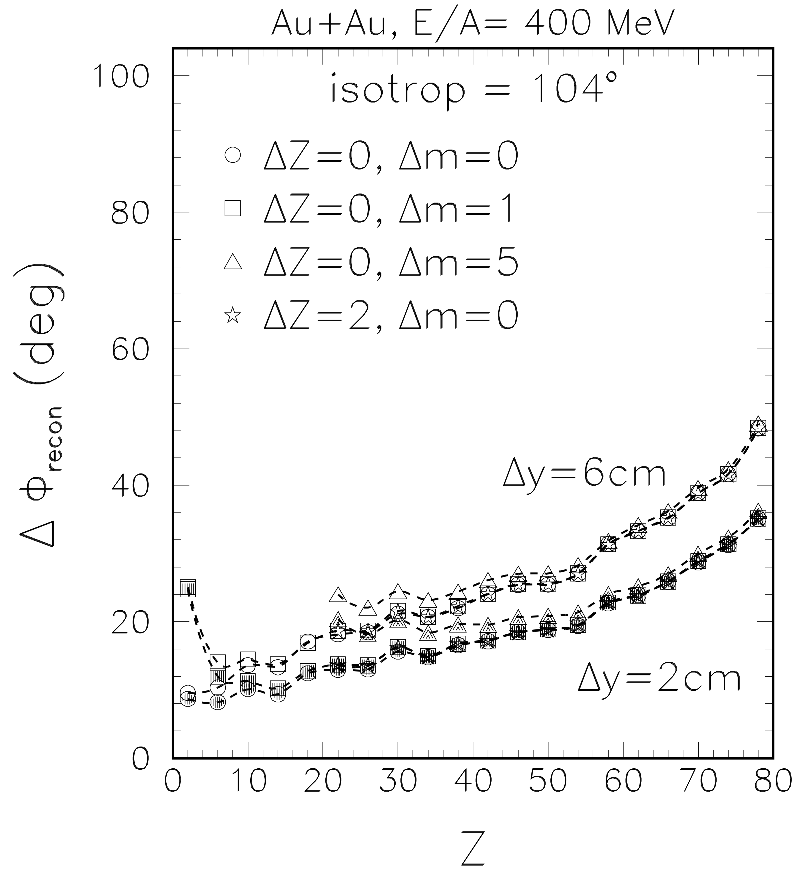


**Abb. 2.14** : *rms-Fehler des rekonstruierten Winkels für Intervalle der Fragmentladung Z. Die obere Kurvenschar stellt die Ergebnisse für eine vertikale Auflösung von $\Delta y = 6cm$ dar (offene Symbole), die untere für eine y-Auflösung von $\Delta y = 2cm$ (geschlossene Symbole). Die verschiedenen Symbole geben Rechnungen für unterschiedliche Ladungs- und Massenauflösungen wieder, alle angegebenen Breiten $\Delta$ bedeuten die FWHM-Breiten von Gaußverteilungen. Eine isotrope Winkelverteilung ergäbe eine rms-Breite von 104°.*

teilung als Funktion vom $x$-Ort gemessen wird. Die angenommene Zeitauflösung betrug $\Delta t = 1nsec$, die horizontale Auflösung $\Delta x = 1.25cm$, für die vertikale Auflösung wurden zwei Annahmen gerechnet, $\Delta y = 2.0cm$ (geschlossene Symbole) und $\Delta y = 6.0cm$ (offene Symbole) [Kre 92]. Um den Einfluß von Ladungs- und Massenauflösung zu illustrieren, wurden vier Kombinationen angenommen: $\Delta Z = 0, \Delta m = 0$ (Kreise); $\Delta Z = 0, \Delta m = 1$ (Quadrate); oberhalb von Ladung Z=20 außerdem $\Delta Z = 0, \Delta m = 5$ (Dreiecke) und $\Delta Z = 2, \Delta m = 0$ (Sterne).

Abbildung 2.14 zeigt den *rms*-Fehler der Winkelrekonstruktion für 20 Ladungsintervalle, beginnend mit Z=2. $104^0$ wäre die Breite einer isotropen Verteilung, das heißt die Breite einer Rekonstruktion, die zufällig wäre. Der Fehler in der vertikalen Ortsbestimmung spielt eine dominante Rolle, die offenen($\Delta y = 6.0cm$) und die geschlossenen($\Delta y = 2.0cm$) Symbole liegen jeweils auf einer Kurve. Für eine perfekte Massen- und Ladungsbestimmung folgt der Winkelfehler einer monotonen Ladungsabhängigkeit, von $9^0$ steigt er auf etwa $30^0$ (Die $y$-Auflösung ist für große Ladungen besser als für kleine.). Eine Breite in der Masssenbestimmung von $\Delta m = 1$ führt nur in dem Ladungsintervall Z$\in [2, 6]$ zu einer deutlichen Verschlechterung der Winkelauflösung. Für Ladungen oberhalb von Z=20 verschlechtert eine Masssenauflösung von $\Delta m = 5$ die Rekonstruktion, ab Z=50 spielt diese Auflösung keine Rolle mehr. Fehler in der Ladungsbestimmung, die im Experiment nur oberhalb von Z=10 auftreten, haben keinen Einfluß auf die Rekonstruktion, die Ergebnisse für eine Breite der Ladungsverteilung von $\Delta Z = 2$ liegen auf den anderen Verteilungen.

Zusammenfassend kann man abschätzen, daß der Winkelfehler unter 20° für Ladungen unterhalb von Z=60 liegt, da sich die Ortsauflösung von $\Delta y = 6.0cm$ für Z=2 auf $\Delta y = 2.0cm$ für Z=40 verbessert [Kre 92]. Die Rechnungen zeigen weiterhin, daß die Breite des gemessenen Transversalimpulses nur zu etwa 10 Prozent auf Rekonstruktionseffekte zurückzuführen ist.

## 2.5 Filter

Den Abschluß dieses experimentellen Kapitels bildet die Beschreibung des Software-Filters, der es ermöglicht, die Vorhersagen von theoretischen Modellen mit den gemessenen Daten zu vergleichen. Die Realisation dieses Filters fand in Fortran statt und wurde in die Analyse-Software eingebunden. Analog zu den Befehlen, die die experimentellen Daten als Analyse-Eingabe verwenden, wurden Routinen entwickelt, die die Ausgabedateien der theoretischen Simulationen einlesen und gefiltert als kalibrierte Detektordaten in der Analyse erscheinen lassen. Damit können dieselben Routinen für die Physikanalyse verwendet werden. So wurde erreicht, daß Theorie–Experiment–Vergleiche bei wirklich numerisch identischer Analyse stattfinden.
Der Filter umfaßt die folgenden Elemente:

- Exakte Detektorgeometrie inklusive toter Zonen zwischen den Kristallen,
- Auswirkung des Magnetfeldes auf die Teilchenbahnen,
- Energieverlust durch unterschiedliche effektive Targetdicken,
- Schwellen durch Energieverluste in Absorbermaterialien,
- Ladungs-, Orts- und Zeitauflösung der Flugzeitwand,
- Mehrfachtreffer,
- *Durchflieger*-Bestimmung.

Nicht implementiert wurden:

- Trefferrekonstruktion aus Vorder- und Rückwand der Flugzeitwand,
- Streuung aus den Detektorvolumina in Nachbardetektoren,
- Kleinwinkelstreuung und Energieverlustfluktuationen im Target,

da hier keine wesentlichen Effekte erwartet werden.

# Kapitel 3

# Observablen der Einzeldetektoren bei E/A=400 MeV

Zentraler Punkt der vorliegenden Arbeit ist eine Gegenüberstellung der Fragmentproduktion bei den Einschußenergien pro Nukleon von E/A=100 MeV und E/A=400 MeV. Wie später ausführlich diskutiert wird, konzentriert sich die Diskussion dabei auf einen Vergleich von zentralen Reaktionen bei E/A=100 MeV und peripheren Reaktionen bei E/A=400 MeV. Aus der Darstellung in Abschnitt 2.2.1 ist zu entnehmen, daß bei E/A=100 MeV – insbesondere bei zentralen Stößen mit nur einer Quelle bei mittlerer Rapidität – der Miniball/wall den Großteil der Information liefert. Das Hodoskop und die Flugzeitwand des ALAD$^{\mathrm{i}}$N-Spektrometers liefern ergänzende Informationen nur in einem relativ kleinen Vorwärtsbereich im Schwerpunktsystem (siehe Abbildung 2.8).

Demgegenüber tragen bei peripheren Stößen bei E/A=400 MeV – hier kann man von Quellen bei Target– und Projektilrapidität (*spectator*-Materie) sowie bei mittlerer Rapidität (*participant*-Zone) ausgehen – das Miniball/wall– und Hodoskop–System sowie die Flugzeitwand vergleichbare Information bei.

Die Diskussion der Observablen der einzelnen Detekorsysteme erfolgt daher am Beispiel der Reaktion Au+Au bei E/A=400 MeV.

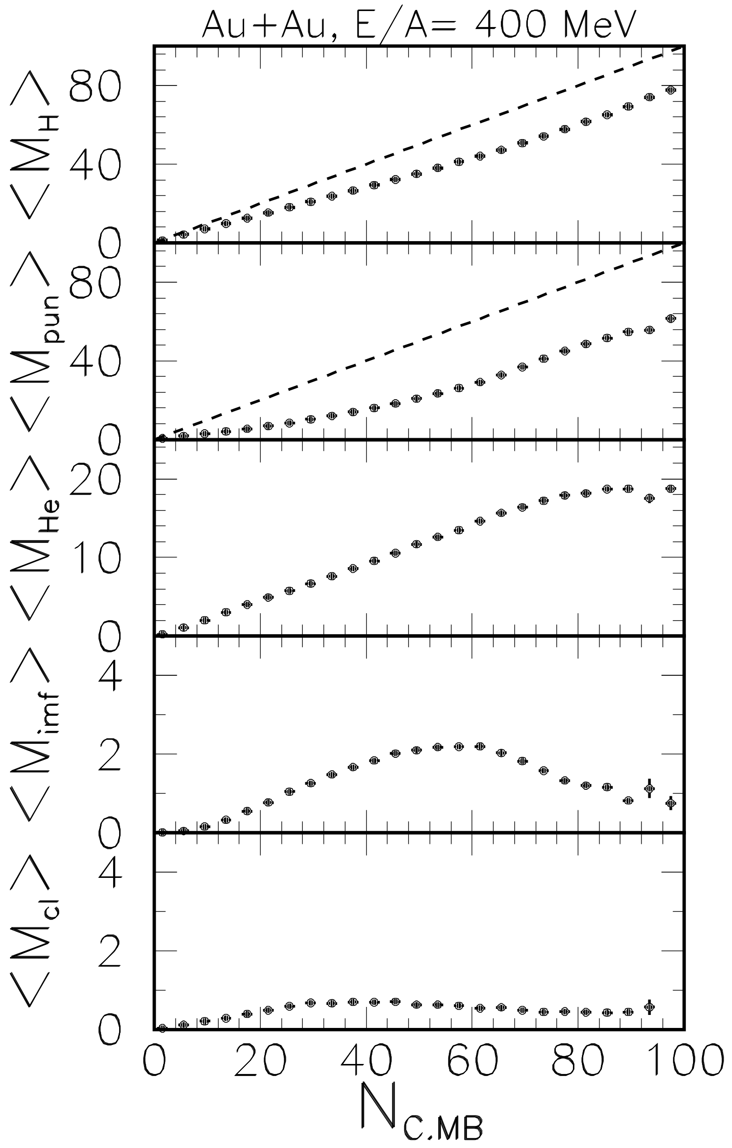


**Abb. 3.1** : *Mittlere Anzahl der im Miniball/wall nachgewiesenen wasserstoffähnlichen Teilchen* $\langle M_H \rangle$, *durchfliegenden Teilchen* $\langle M_{pun} \rangle$, *heliumähnlichen Fragmente* $\langle M_{He} \rangle$, *mittelschweren Fragmente* $\langle M_{IMF} \rangle$ *und im Plastik gestoppten Fragmente* $\langle M_{cl} \rangle$ *als Funktion der Anzahl der geladenen Teilchen* $N_{C.MB}$.

## 3.1 Miniball/wall

Abbildung 3.1 zeigt die im Miniball/wall gemessenen Verteilungen des Ladungsraumes. Die Abszisse bildet die Anzahl der geladenen Teilchen im Miniball/wall $N_{C.MB}$. Diese Zahl ist definiert als die Anzahl der Detektoren, die mindestens ein Teilchen gesehen haben, das heißt im Plastikszintillator gestoppte Teilchen, normal detektierte Teilchen, Mehrfachtreffer oder durchfliegende Teilchen. In Anhang A wird gezeigt, daß man aus $N_{C.MB}$ eine Stoßparameterskala ableiten kann. Zentrale Stöße finden sich hier bei den hohen Multiplizitäten, periphere Reaktionen liegen bei kleinen Multiplizitäten geladener Teilchen im Miniball/wall. Das oberste Bild zeigt die mittlere Zahl der Teilchen, denen die Ladung 1 zugeordnet wurde, also Wasserstoffisotope $\langle M_H \rangle$. Die diagonal verlaufende Linie deutet das Limit, in dem alle im Miniball nachgewiesenen Teilchen wasserstoffähnlich sind, an. Man erkennt, daß generell ein Großteil der gemessenen Teilchen Wasserstoffisotope sind. Im vorherigen Kapitel wurde angesprochen, daß es oberhalb mittlerer Rapidität Teilchen gibt, die im Miniball/wall nicht mehr gestoppt werden. Das zweite Bild von Abbildung 3.1 zeigt die mittlere Anzahl dieser durchfliegenden Teilchen $\langle M_{pun} \rangle$. Die Linie gibt wiederum das Limit an, in dem alle Teilchen durchfliegende Teilchen sind. Aus der Abbildung ersieht man, daß die Mehrzahl der Teilchen nicht gestoppt wird. Das bedeutet unter anderem, daß für diese Teilchen keine Energien bestimmt werden können. Das mittlere Bild zeigt die mittlere Anzahl der Heliumisotope $\langle M_{He} \rangle$. Es ist ein monotoner Anstieg mit der Multiplizität geladener Teilchen zu verzeichnen, nur bei den höchsten Werten von $N_{C.MB}$ setzt eine Saturation ein. Das Verhältnis der mittleren Multiplizität von Teilchen mit den Ladungen Z=1 und Z=2 ist unabhängig von der Anzahl der geladenen Teilchen $N_{C.MB}$ und beträgt etwa 4:1. Die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten $\langle M_{IMF} \rangle$ verläuft anders als die bisher diskutierten Verteilungen nicht monoton, sondern zeigt ein Maximum bei etwa halber Maximalmultiplizität von geladenen Teilchen $N_{C.MB}$. Diese Verteilung wird hier nicht weiter diskutiert, sondern es wird auf das Kapitel 4, Seite 49 verwiesen. Das unterste Bild zeigt die mittlere Zahl von Teilchen, die in den Plastikszintillatoren gestoppt wurden $\langle M_{cl} \rangle$. Für diese Teilchen gibt es keine Ladungsinformation, sie wurden in der weiteren Analyse nicht verwendet.

Geht man als Abschätzung davon aus, daß alle $N = 216$ Detektoren des Miniball/wall mit gleicher Wahrscheinlichkeit von Teilchen getroffen werden, so ist bei einer gegebenen

Teilchenmultiplizität $M$ die Wahrscheinlichkeit $P_1$ eines Einzeltreffers in einem Detektor

$$P_1 = \left(1 - \frac{1}{N}\right)^{M-1} \quad . \tag{3.1}$$

Für eine Teilchenmultiplizität von $M = 100$ ergibt sich ein Wert von $P_1 = 0.63$, das heißt, nur 63 Prozent aller Teilchen können eindeutig identifiziert werden. Auch wenn diese Zahl klein ist, muß beachtet werden, daß durch Mehrfachtreffer im wesentlichen die Zahl der leichten Teilchen verfälscht wird. Die Anzahl der mittelschweren Fragmente sowie deren gemessene Ladung bleiben weitgehend unbeeinflußt, insbesondere da man die Doppeltreffer von Z=2 Teilchen eindeutig von den Z=3 Fragmenten in den Identifikationsmatrizen trennen kann [Hsi 93]. Nichtsdestotrotz ist klar, daß der Einfluß von Mehrfachtreffern bei den Simulationsrechnungen zu berücksichtigen war.

## 3.2 Quellen von $N_{C.MB}$

In der späteren Analyse findet sowohl die Gesamtmultiplizität der geladenen Teilchen im Miniball/wall (z.B. Abschnitt A.1) als auch die Information aus den gestoppten Teilchen im Miniball Verwendung (siehe Abschnitt A.2). Hier sollen die "Quellen"dieser Teilchen betrachtet werden. Im oberen Bild von Abbildung 3.2 ist die mittlere Anzahl *aller* Teilchen im Miniball/wall in der Targetregion (targ) und in der Region mittlerer Rapidität (mid) als Funktion der Gesamtzahl der geladenen Teilchen $N_{C.MB}$ dargestellt. Targetregion und Region mittlerer Rapidität sind durch einen Schnitt in der normierten Rapidität bei $y/y_0$=0.3 festgelegt.(Bei der Bestimmung der Rapiditäten für durchfliegende Teilchen wurde die maximal im Kristall gestoppte Energie angenommen.) Man erkennt, daß beide Anzahlen mit der Gesamtzahl der geladenen Teilchen $N_{C.MB}$ zunehmen. Geht man davon aus, daß die Multiplizität bei mittlerer Rapidität ein Maß für den Stoßparameter darstellt, so folgt, daß durch die Hinzunahme der Teilchen im Targetbereich die Sensitivität auf den Stoßparameter noch erhöht werden kann. In Abschnitt A.1 wird daher die Summe der beiden Komponenten, $N_{C.MB}$, zur Stoßparameterbestimmung verwendet. Beginnend bei peripheren Reaktionen überwiegt jedoch der Targetanteil, bis dann bei einer mittleren Multiplizität von $\langle N_{C.MB} \rangle =$ 70 die relativen Anteile gleich groß werden. Bei zentralen Stößen beträgt der Anteil bei mittlerer Rapidität 60 Prozent. $N_{C.MB}$ mißt also eine Mischung der geladenen Teilchen aus *spectator*– und *participant*–Region.

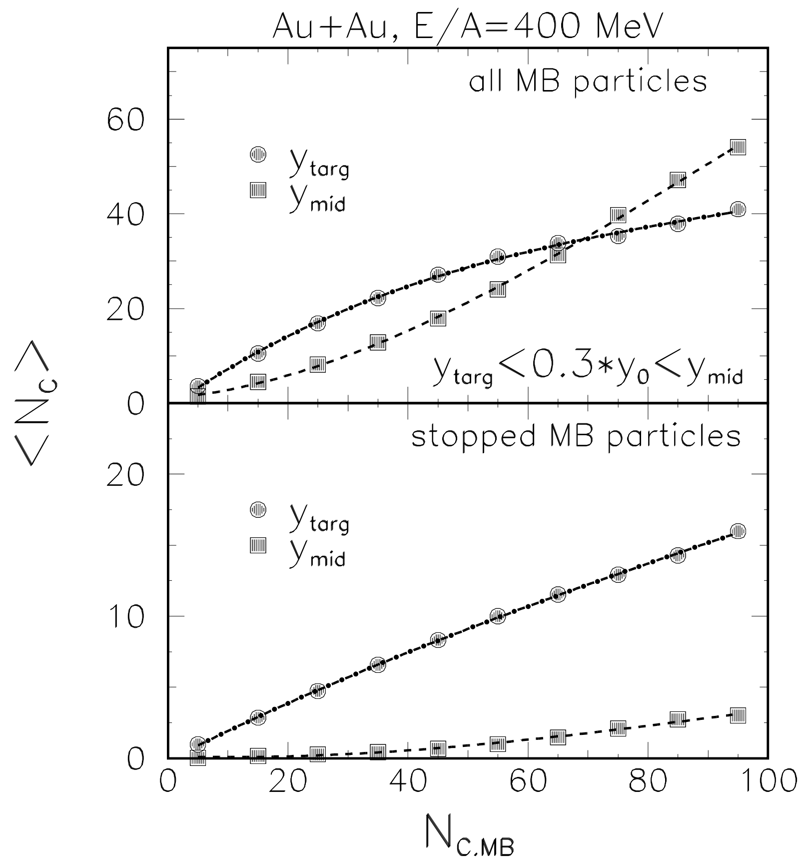


**Abb. 3.2** *: Mittlere Anzahl aller geladenen Teilchen im Miniball/wall in der Targetregion (targ) bzw. der Region mittlerer Rapidität (mid) als Funktion der Gesamtzahl der geladenen Teilchen $N_{C.MB}$ im Miniball/wall (oberes Bild). Die Zuordnung zur Targetregion bzw. zur Region mittlerer Rapidität erfolgt über einen Schnitt in der normierten Rapidität bei $y/y_0$=0.3 . Das untere Bild zeigt die mittlere Anzahl aller gestoppten Teilchen im Miniball ($\theta_{lab} > 25°$) in der Targetregion bzw. der Region mittlerer Rapidität.*

Bei der Analyse der Reaktionsebene (Abschnitt A.2) wird die Information der *gestoppten* Teilchen im Miniball($\theta_{lab} > 25°$) verwendet (nur für diese Teilchen liegen Energieinformationen vor). Das untere Bild von Abbildung 3.2 zeigt, daß diese Teilchen fast ausschließlich bei Targetrapidität liegen und man sie somit dem *spectator* zuorden kann.

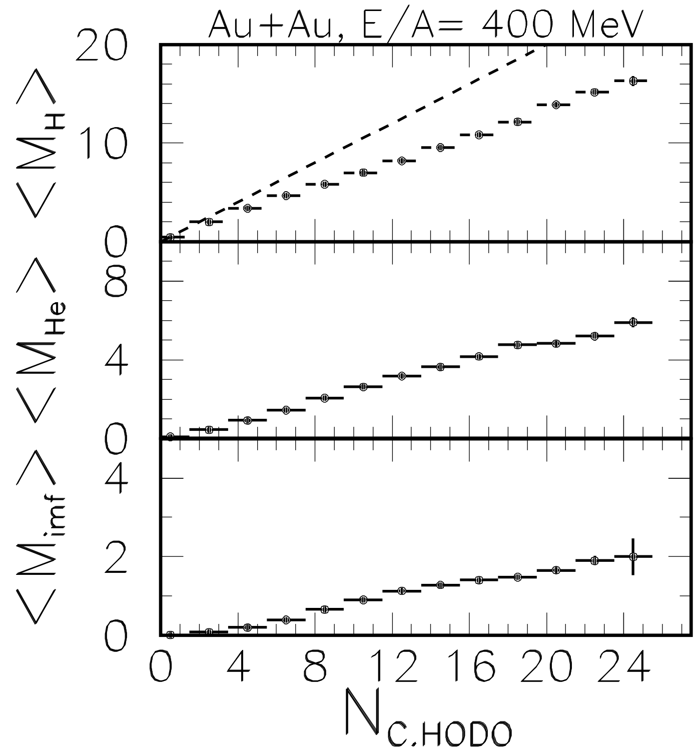


**Abb. 3.3** : *Mittlere Anzahl der im Hodoskop nachgewiesenen wasserstoffähnlichen Teilchen $\langle M_H \rangle$, heliumähnlichen Fragmente $\langle M_{He} \rangle$ und mittelschweren Fragmente $\langle M_{IMF} \rangle$ als Funktion der Anzahl der beobachteten geladenen Teilchen $N_{C.HODO}$.*

## 3.3 Hodoskop

Die Hodoskopergebnisse sind in Abbildung 3.3 abgebildet. Die Abzisse wird auch hier aus der Anzahl der geladenen Teilchen $N_{C.HODO}$ im betrachteten Detektor gebildet. Die Größe $N_{C.HODO}$ ist allerdings nicht monoton mit der Anzahl der im Miniball/wall nachgewiesenen geladenen Teilchen verknüpft. Mit der Annahme, daß $N_{C.MB}$ eine monotone Funktion des Stoßparameters ist (siehe Abschnitt A.1), folgt, daß $N_{C.HODO}$ *keine* eindeutige Funktion des Stoßparameters darstellt. Dies ist eine Konsequenz der sowohl zu kleinen als auch zu großen Winkeln hin begrenzten Akzeptanz des Hodoskops (siehe Abschnitt 2.2 und auch Abbildung 2.12).

Im oberen Teil der Abbildung 3.3 ist die mittlere Anzahl von Wasserstoffisotopen $\langle M_H \rangle$ aufgetragen, die Linie im Bild stellt wieder das Limit dar, daß alle gesehenen Teilchen die Ladung Z=1 hätten. Das mittlere Bild zeigt die mittlere Anzahl von Heliumisotopen $\langle M_{He} \rangle$, auch sie nimmt monoton mit der Multiplizität der geladenen Teilchen zu. Die mittlere Anzahl der mittelschweren Fragmente $\langle M_{IMF} \rangle$ ist im unteren Bild dargestellt, anders als bei Miniball und Flugzeitwand verläuft sie monoton. Der Grund liegt in dem nicht eindeutigen Zusammenhang zwischen $N_{C.HODO}$ und dem Stoßparameter.

## 3.4 Flugzeitwand

Abbildung 3.4 faßt die Ergebnisse der Flugzeitwand zusammen. Die Abszisse für die Darstellung der Ladungsobservablen bildet die Größe $Z_{bound}$. Sie wurde in früheren ALADiN-Experimenten eingeführt [Hub 91] und stellt die Summe aller in Fragmenten mit Ladung $Z \geq 2$ gebundenen, in der Flugzeitwand nachgewiesenen Ladungen dar. Diese Definition trägt einerseits dem unzureichenden Protonennachweis durch die Flugzeitwand Rechnung, andererseits der Schwierigkeit, Protonen ereignisweise einer bestimmten Quelle zuzuordnen. $Z_{bound}$ ist sowohl mit der Größe des Prefragmentes als auch dessen Anregungsenergie korreliert [Hub 91]. Wie später gezeigt wird (siehe Abschnitt A.1), bildet sie auch ein Maß für den Stoßparameter; zentrale Stöße sind bei $Z_{bound} = 0$, periphere Stöße bei $Z_{bound} = 79$ zu finden.

Die oberste Darstellung zeigt die mittlere Anzahl von Treffern der Flugzeitwand $\langle N_{hit} \rangle$. Sie zeigt bei mittlerem $Z_{bound}$ ein Maximum, um dann zu beiden Seiten monoton abzufallen. In den folgenden Bildern werden diese Treffer nach Ladungen aufgeschlüsselt. Das zweite Bild von Abbbildung 3.4 zeigt die mittlere Anzahl von Teilchen, denen eine Ladung kleiner als 2 zugeordnet wurde. Wie schon früher erwähnt wurde (Abschnitt 2.1.3), kann man hier nicht wirklich von Wasserstoffisotopen sprechen. Durch den Magneten ist der Protonenanteil unterdrückt, nachgewiesene Wasserstoffisotope wären überwiegend Deuterium und Tritium. Auffallend ist, daß die mittlere Multiplizität hier nicht auf Null für $Z_{bound} = 0$ zurückgeht, auch in den zentralen Stößen gibt es noch Teilchen, die innerhalb der Akzeptanz des ALADiN-Magneten emittiert werden. Die mittlere Anzahl von Heliumisotopen $\langle M_{He} \rangle$ startet bei 0. Dies ist durch die Definition von $Z_{bound}$ bedingt, auch die Flanke bis $Z_{bound} = 10$ ist im wesentlichen dadurch bestimmt. Später werden über einen weiten Bereich konstant 4 Fragmente der Ladung Z=2 gemessen, zu großen Werten von $Z_{bound}$ hin geht die Muliplizität wieder zurück. Die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten $\langle M_{IMF} \rangle$

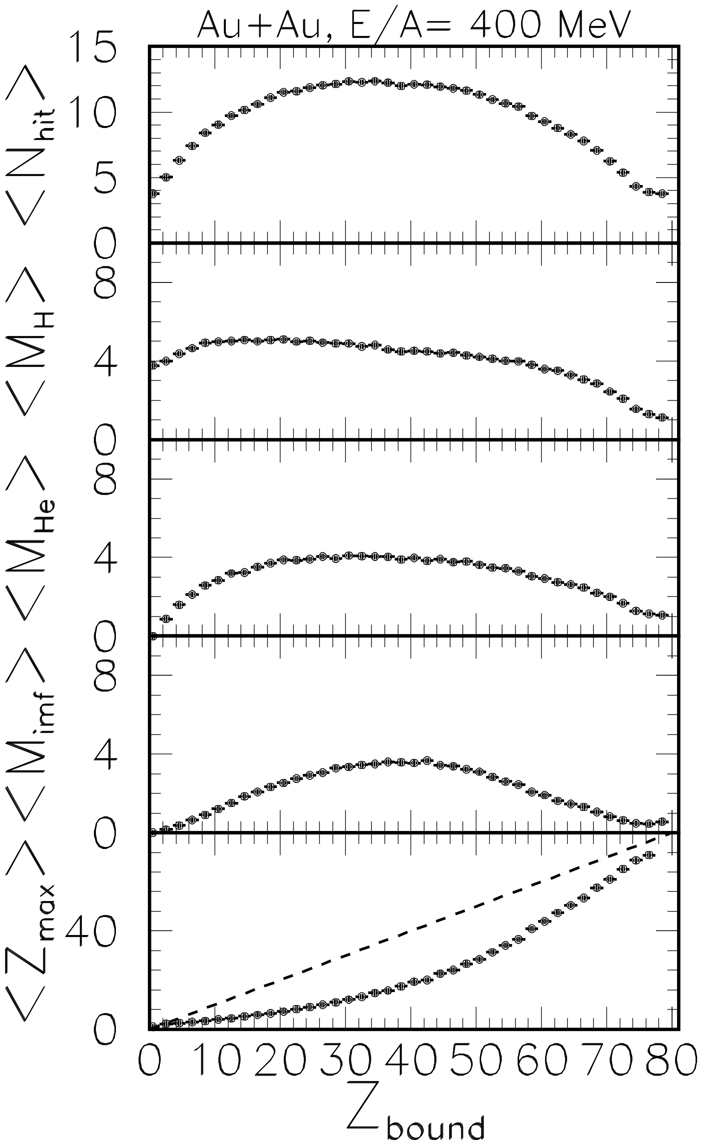


**Abb. 3.4** : *Mittlere Anzahl der in der Flugzeitwand nachgewiesenen Treffer $\langle N_{hit} \rangle$, Teilchen leichter als Helium $\langle M_{<He} \rangle$, heliumähnlichen Fragmente $\langle M_{He} \rangle$, mittelschweren Fragmente $\langle M_{IMF} \rangle$ und die mittlere Größe des schwersten Fragments als Funktion der gebundenen Ladung $Z_{bound}$.*

zeigt das schon von der Einschußenergie E/A=600 MeV bekannte *rise and fall*-Verhalten [Ogi 91], es soll nicht hier, sondern in Kapitel 4 diskutiert werden. Nur kurz soll angedeutet sein, daß im vorliegenden Experiment die Flugzeitwand in horizontaler Richtung um einen Faktor 2 größer war als bei dem E/A=600 MeV Experiment der ALADiN-Gruppe (S031), das beobachtete Maximum der *IMF*-Verteilung also nicht direkt vergleichbar ist. Das unterste Bild zeigt die mittlere Größe des schwersten Fragmentes $Z_{max}$. Unterhalb von $Z_{bound} = 60$ ist $Z_{bound}$ nicht mehr durch $Z_{max}$ dominiert, sondern es findet ein Aufbruch in mehrere Fragmente statt.

## 3.5 Güte von $Z_{bound}$

In den bisherigen ALADiN-Experimenten wurde die Größe $Z_{bound}$, d.h. die Summe aller Ladungen von Fragmenten mit $Z \geq 2$ und einer Rapidität nahe der Strahlrapidität, als universeller Ordnungsparameter für die beobachteten Ladungskorrelationen benutzt [Hub 92, Kre93]. So zeigt sich die Targetunabhängigkeit der Multifragmentation insbesondere in der Darstellung der $\langle M_{IMF} \rangle$ vs. $Z_{bound}$. Korrelationen zwischen $Z_{bound}$ und anderen, die Reaktion charakterisierenden Größen, waren nur bedingt zu untersuchen, da lediglich die Multiplizität geladener Teilchen im Winkelbereich von 5° bis 40° zusätzlich verfügbar war. Da die Raumwinkelabdeckung in diesem Winkelbereich nur 15% bis 50% betrug [Hub 92], und da mögliche Kontaminationen durch leichte Teilchen aus dem Projektilfragment nicht abgetrennt werden konnten, war zum Beispiel eine quantitative Untersuchung der Korrelationen zwischen $Z_{bound}$ und den Teilchen aus der Reaktionszone nicht durchführbar.

Im vorliegenden Experiment sind weitergehende Untersuchungen möglich, da globale Größen in kinematisch disjunkten Bereichen mit hoher Effizienz gemessen wurden. Einerseits wird der Vergleich der verschiedenen kinematischen Bereiche bei festen Werten von $Z_{bound}$ zeigen, ob $Z_{bound}$ die primäre Reaktion eindeutig charakterisiert, andererseits ist dies eng verknüpft mit der Frage nach der Unabhängigkeit von Projetkil- und Target-*spectator* Zerfall.

Die Notwendigkeit zusätzlicher - oder anderer - Parameter zur eindeutigen Charakterisierung der Primärreaktion, die über $Z_{bound}$ hinausgehen, deutet sich bei der Betrachtung der Ladung $Z_{max}$ des schwersten Fragmentes an, welches in $Z_{bound}$ enthalten ist. Abbildung

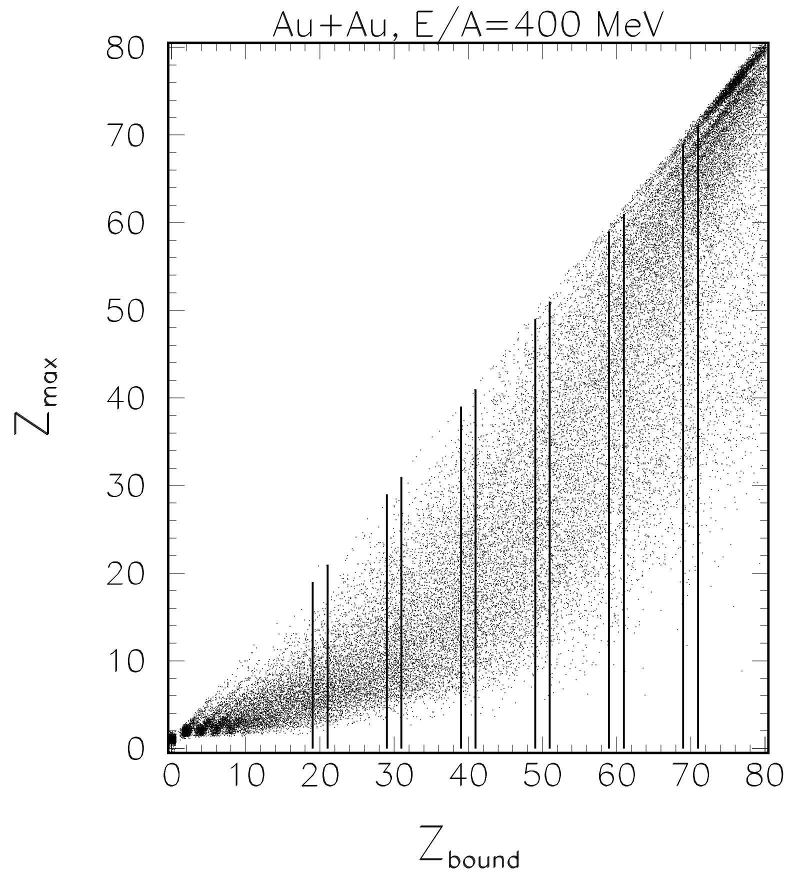


**Abb. 3.5** *: Korrelation zwischen dem schwersten Fragment $Z_{max}$ und der gebundenen Ladung $Z_{bound}$ bei Projektilgeschwindigkeit. Eingetragen sind die Schnitte in $Z_{bound}$, die in Abbildung 3.7 Verwendung finden.*

3.5 zeigt die Korrelation zwischen $Z_{max}$ und $Z_{bound}$. Für feste Werte von $Z_{bound}$, in der Abbildung durch die Linien markiert, zeigt die große Variation von $Z_{max}$, das sehr unterschiedliche Aufbrüche stattfinden. Insbesondere im Bereich der höchsten Multiplizität von *IMF*s, daß heißt bei $Z_{bound} \approx 40$, ist die Variation der Größe des schwersten Fragmentes beträchtlich.

Im vorliegenden Experiment ist $N_{C.MB}$ als weitere ereignischarakterisierende Größe zugänglich. Abbildung 3.6 zeigt die Korrelation zwischen $Z_{bound}$ und $N_{C.MB}$. Die gestri-

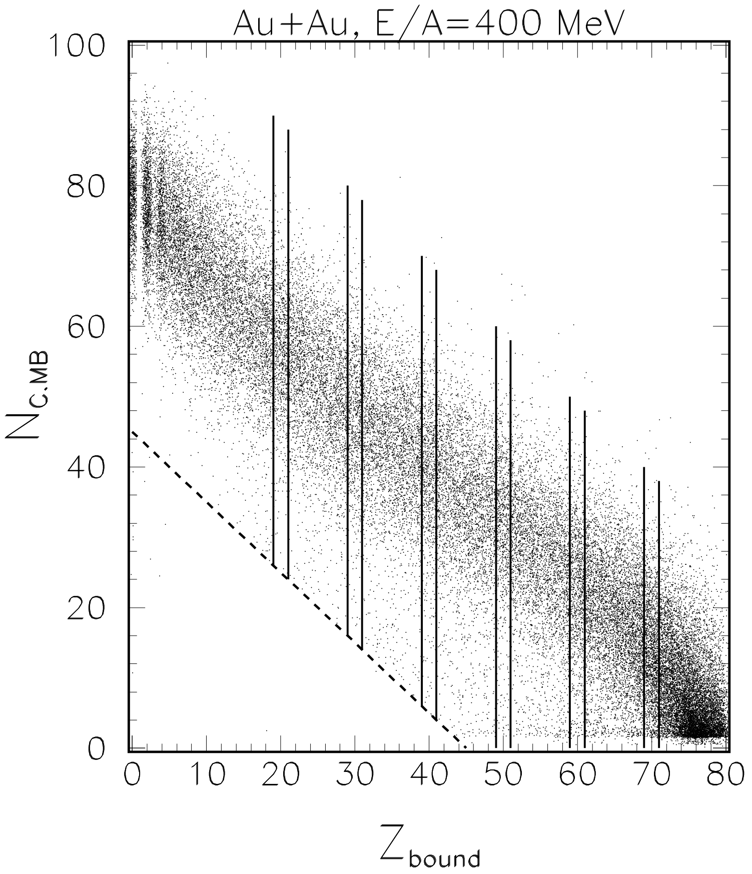


**Abb. 3.6** *: Korrelation zwischen der Anzahl von geladenen Teilchen im Miniball $N_{C.MB}$ und der gebundenen Ladung bei Projektilgeschwindigkeit $Z_{bound}$. Eingetragen sind die Schnitte in $Z_{bound}$, die in Abbildung 3.7 Verwendung finden. Die gestrichelte Linie markiert den Software-Schnitt nach Gleichung 2.2.*

chelte Linie markiert den Software-Schnitt nach Gleichung 2.2, Seite 18. Der Verlauf des Bandes zeigt, daß die beiden Größen stark korreliert sind (dies wurde bei der Stoßparameterbestimmung in Anhang A.1 ausgenutzt). Für einen gegebenen Wert von $Z_{bound}$ hat die Verteilung in $N_{C.MB}$ jedoch eine endliche Breite. Hier soll jetzt der Frage nachgegangen werden, ob und in welchem Maße die Anzahl der Teilchen im Miniball/wall $N_{C.MB}$, wenn die Reaktion schon durch einen festen Wert von $Z_{bound}$ charakterisiert ist, mit der Größe des

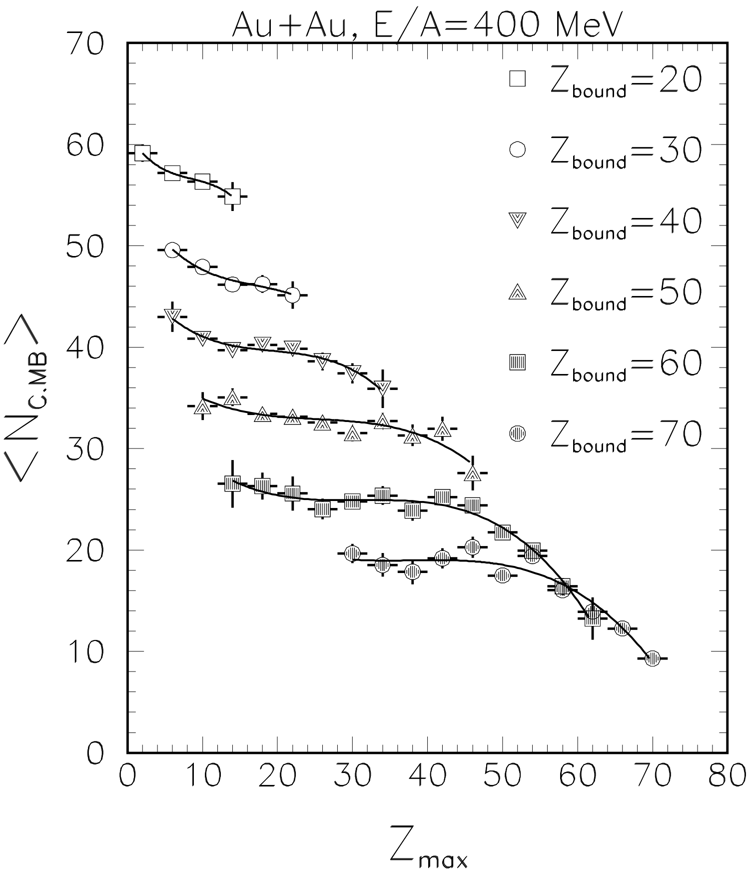


**Abb. 3.7** : *Korrelation zwischen der mittleren Anzahl von geladenen Teilchen $\langle N_{C.MB} \rangle$ und dem schwersten Fragment $Z_{max}$ bei Projektilgeschwindigkeit für 6 Schnitte in $Z_{bound}$.*

schwersten Fragmentes im Projektilbereich korreliert ist. Dazu werden die in Abbildung 3.6 eingezeichneten Schnitte analysiert.

In Abbildung 3.7 ist die Korrelation zwischen der mittleren Zahl der geladenen Teilchen im Miniball $N_{C.MB}$ und der Größe des schwersten Fragmentes $Z_{max}$ in der Flugzeitwand dargestellt. Die Daten sind für jeweils einen der in den Abbildungen 3.5 und 3.6 markierten Schnitte in $Z_{bound}$ durch eine Kurve miteinander verbunden.

Für den Wert von $Z_{bound} = 20 \pm 1.5$ zeigt sich, daß die Anzahl der geladenen Teilchen im Miniball nicht mit der Größe des schwersten Fragmentes zusammenhängt. Für alle

$Z_{max}$ werden im Mittel 57 Teilchen mit einer Variation von 5 Prozent im Miniball gesehen. Bei $Z_{bound} = 30$ zeigt sich das gleiche Bild. Es werden unabhängig von $Z_{max}$ im Mittel 47 Teilchen gesehen. Wenn man den jeweils letzten Punkt des vorherigen Schnittes mit dem ersten Punkt des betrachteten Schnittes vergleicht, erkennt man, daß die Aussage der weitgehenden Unabhängigkeit der mittleren Teilchenmultiplizität im Miniball $\langle N_{C.MB} \rangle$ von der Ladung (Größe) des schwersten Fragmentes in der Flugzeitwand $Z_{max}$ bis zu dem $Z_{bound} = 50$ Schnitt zulässig ist.

Bei $Z_{bound} = 60$ ist über weite Bereiche von $Z_{max}$ ebenfalls keine signifikante Abhängigkeit zu verzeichnen. Oberhalb von $Z_{max} = 50$ wird allerdings für größere $Z_{max}$ eine kleiner werdende mittlere Anzahl geladener Teilchen im Miniball gesehen. Insbesondere gilt auch nicht mehr das oben verwendete Argument, daß der letzte Punkt des $Z_{bound} = 60$ Schnittes oberhalb des ersten Punktes des $Z_{bound} = 70$ Schnittes zu liegen kommt. Für $Z_{bound} = 60$ und $Z_{bound} = 70$ zeigt sich klar, daß im Bereich oberhalb von $Z_{max} = 50$ primär die Größe des schwersten Fragmentes und nicht mehr $Z_{bound}$ mit der Anzahl der leichten Teilchen im Miniball korreliert ist.

Hervorzuheben ist, daß der weitgehend horizontale Verlauf der in Abbildung 3.7 gezeigten Daten nicht allein eine Folge trivialer Autokorrelation zwischen $Z_{bound}$ und $N_{C.MB}$ aufgrund der Ladungserhaltung ist. Wie in Abschnitt A.1.6 anhand von QMD-Rechnungen demonstriert werden konnte, führt eine Kombination von $Z_{bound}$ und $N_{C.MB}$ zu einer genaueren Stoßparameterbestimmung als die Verwendung nur einer dieser Größen (siehe Abbildung A.10).

Bei der Interpretation der Beobachtungen muß der Einfluß von Fluktuationen berücksichtigt werden. Zunächst wird die Größe des *spectators* nicht streng mit dem Stoßparameter korreliert sein, auch die Deposition von Anregungsenergie ist nicht scharf. Im weiteren führen die verschiedenen Zerfallskanäle zu einem nicht immer identischen $Z_{bound}$. Ein gegebenes $Z_{bound}$-Intervall wird also immer Beiträge von verschiedenen Stoßparametern haben. Inwieweit diese Beiträge von kleineren oder größeren Stoßparametern die Mittelwerte verändern, hängt von den relativen Anteilen ab. Die Betrachtung von Abbildung 3.5 zeigt, daß in bestimmten Intervallen von $Z_{max}$ die Dichten zu beiden Seiten des $Z_{bound}$-Intervalls gleich sind. Nimmt man zum Beispiel $Z_{bound}$=40, so gilt dies für den Bereich von $Z_{max} = [10, 30]$. Unterhalb von $Z_{max} = 10$ ist die Dichte bei kleineren $Z_{bound}$ größer. Durch die angesprochenen Fluktuationen erwartet man deshalb überwiegend Beiträge kleinerer Stoßparameter. Oberhalb von $Z_{max} = 30$ ist die Dichte bei größeren $Z_{bound}$ höher, so daß größere Stoßparameter stärker beitragen. Hier ist der Effekt allerdings noch schwach ausgeprägt. Die Beiträge kleinerer Stoßparameter führen in Abbildung 3.7 für $Z_{bound}$=40 dazu, daß der erste Punkt der Verteilung leicht erhöht ist und der letzte Punkt leicht erniedrigt ist, also im Mittel auf größere Stoßparameter hinweist. Voll ausgeprägt ist dieser Effekt für die $Z_{bound}$-Intervalle $Z_{bound}$=60 und 70. Abbildung 3.5 zeigt, daß für große $Z_{max}$ die Dichte bei höheren $Z_{bound}$ deutlich größer ist, man also aufgrund von Fluktuationen starke Beiträge von peripehereren Stößen erwartet. Abbildung 3.7 läßt erkennen, daß oberhalb von $Z_{bound} = 50$ die Größe des schwersten Fragmentes mit der mittleren Anzahl von Teilchen im Miniball skaliert. Je peripherer der Stoß, desto größer ist das schwerste Fragment, und desto weniger Teilchen werden im Miniball gesehen.

Zusammenfassend zeigt diese Analyse, daß die Reaktion bis zu $Z_{bound} \approx 50$ (bzw. einem reduzierten Stoßparameter von $\hat{b}\approx0.5$, siehe Anhang A.1) durch die Größe $Z_{bound}$ sehr gut charakterisiert wird. Für periphere Reaktionen ist die Größe $Z_{max}$ stärker mit $N_{C.MB}$ korreliert.

# Kapitel 4

# Multifragmentation in zentralen und peripheren Stößen

Ausgehend von experimentellen Beobachtungen der Fragmentproduktion im Fermienergiebereich [Poc 91] konzentrierte man sich beim Studium der Multifragmentation zunächst auf zentrale Stöße. Wie das ALAD$^{i}$N Experiment bei E/A=600 MeV jedoch zeigte [Ogi 91, Hub 91, Hub 92, Kre93], findet man bei relativistischen Einschußenergien für schwere Target-Projektil-Kombinationen die maximale Fragmentmultiplizität in peripheren Reaktionen.

Trotz *qualitativ* ähnlicher Beobachtungen (wie z.B. die Form der Ladungsverteilung von Fragmenten mit $Z \leq 8$ [Ogi 91]) sind Unterschiede im Fragmentationsmechanismus nicht auszuschließen. Während man in zentralen Au+Au Reaktionen Kompressions– und Dekompressionseffekte erwartet [Pei 92, Dan 92], ist in peripheren Stößen – die Targetunabhängigkeit der Au-Fragmentation bei E/A=600 MeV [Hub 92, Kre93] belegt dies – keine wesentliche Kompression zu erwarten. In diesem Kapitel soll daher zunächst der Frage nachgegangen werden, welche Gemeinsamkeiten und welche Unterschiede in den Fragmentverteilungen zu beobachten sind.

Darüber hinaus bietet die unterschiedliche (Dekompressions-) Dynamik, welche der zentralen bzw. peripheren Fragmentation überlagert ist, einen zusätzlichen experimentellen Ansatz, mit dessen Hilfe dynamische Fragmentationsmodelle genauer untersucht werden können.

## 4.1 Stoßparameterabhängigkeit der *IMF*-Produktion

Abbildung 4.1 zeigt die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten $\langle M_{IMF} \rangle$ als Funktion der nachgewiesenen geladenen Teilchen $N_{C.MB}$ im Miniball/wall. Die Ergebnisse für die drei Einschußenergien E/A=100 MeV (oberes Bild), 250 MeV (mittleres Bild) und 400 MeV (unteres Bild) sind nicht akzeptanzkorrigiert, das heißt, es sind die gemessenen Größen dargestellt. Zu $\langle M_{IMF} \rangle$ tragen alle drei Detektorteile bei, nur durchfliegende Teilchen im Hodoskop sind ausgeschlossen.

Bei E/A=100 MeV zeigt sich ein Anstieg der *IMF*-Multiplizität mit ansteigender Multiplizität geladener Teilchen. Dieser Anstieg endet bei einer Multiplizität von $N_{C.MB} \approx 50$. Hier werden etwa 10 mittelschwere Fragmente gemessen. Bei Reaktionen, in denen eine noch größere Zahl von Teilchen im Miniball/wall nachgewiesen werden, ändert sich die gemessene Zahl von *IMF*s nicht mehr. Der höchste gemessene Wert für $N_{C.MB}$ betägt etwa 70.

Im Falle von E/A=250 MeV ist kein monotoner Zusammenhang mehr zu sehen. Während bei E/A=100 MeV die *IMF*-Multiplizität saturierte, zeigt sich hier, daß sie ab $N_{C.MB} \approx 55$ wieder abfällt. Die maximal gemessene *IMF*-Multiplizität liegt bei 6.5, bei den Reaktionen mit der höchsten gemessenen Teilchenmultiplizität ($N_{C.MB} \approx 80$) ist sie dann um 40 Prozent zurückgegangen.

Bei E/A=400 MeV wird dieses Verhalten noch ausgeprägter. Das gemessene Maximum der mittleren *IMF*-Multiplizität erscheint bei $N_{C.MB} \approx 48$ und beträgt etwa 5. Mit zunehmender Teilchenmultiplizität geht die *IMF*-Multiplizität dann zurück und beträgt bei der höchsten gemessenen Teilchenmultiplizität von etwa $N_{C.MB} \approx 90$ nurmehr ein Viertel der Maximalmultiplizität. Die Linie in diesem Bild beschreibt den Anteil, den die Flugzeitwand sieht, man sieht eine ähnliche Verteilung wie in der Reaktion Pb+Au bei der Einschußenergie von E/A=600 MeV [Kre93]. Das Maximum liegt bei etwa 3.5-4 *IMF*s.

Da die Achse $N_{C.MB}$ für die drei Einschußenergien nicht direkt vergleichbar ist, so ändern sich zum Beispiel die geometrische Akzeptanz, die effektiven Schwellen und das Proton zu Helium Verhältnis, wird die *IMF*-Produktion im folgenden Abschnitt als Funktion des aus der Teilchenmultiplizität bestimmten Stoßparameters betrachtet.

In Abbildung 4.2 ist die mittlere auf das jeweilige Maximum normierte *IMF*-Multiplizität als Funktion des reduzierten Stoßparameters (siehe Abschnitt A.1) dargestellt. Die Darstellung als normierte Multiplizität ist sinnvoll, da, wie in Abschnitt 2.3 gezeigt wurde, die Nachweiseffizienz nur wenig von der Rapidität abhängt. Bei Betrachtung der Stoßparame-

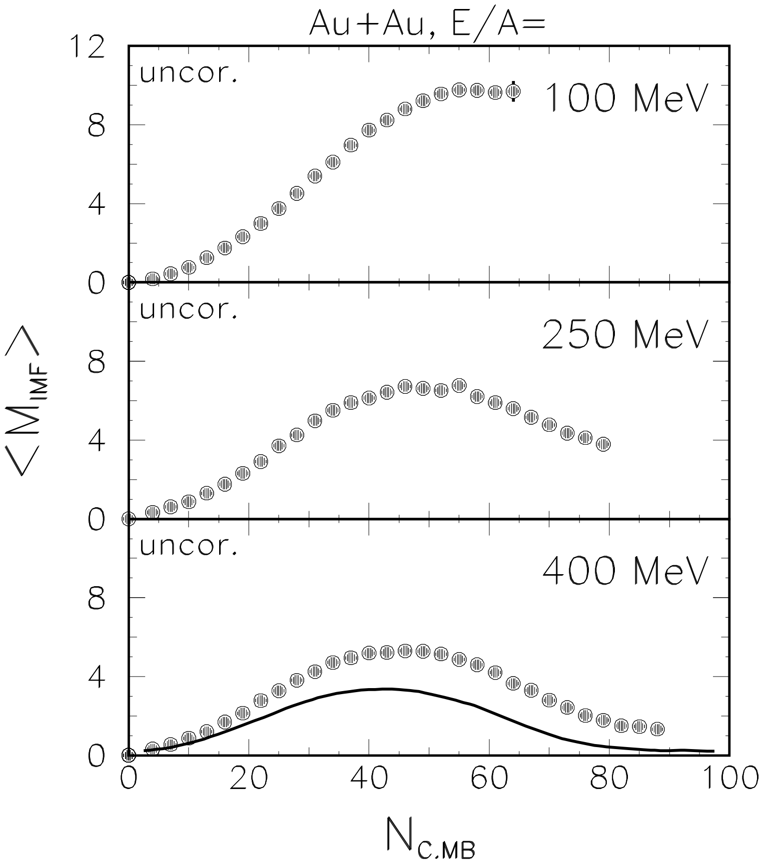


**Abb. 4.1** *: Mittlere gemessene IMF-Häufigkeit $\langle M_{IMF}\rangle$ als Funktion der Multiplizität geladener Teilchen im Miniball/wall $N_{C.MB}$. Das obere Bild zeigt die Einschußenergie von E/A=100 MeV, das mittlere E/A=250 MeV und das untere die Ergebnisse für die Einschußenergie E/A=400 MeV. Im unteren Bild ist zusätzlich als Linie die Verteilung eingezeichnet, die man aus der Flugzeitwand alleine erhält. Die mittleren Multiplizitäten sind nicht auf die Akzeptanz korrigiert.*

terverteilungen zeigt sich, daß für die drei Einschußenergien das Maximum der gemessenen mittleren Zahl von *IMF*s bei sehr unterschiedlichen Reaktionsgeometrien erreicht wird. Während bei E/A=100 MeV dieses Maximum bei zentralen Stößen liegt, verschiebt es sich bei E/A=250 MeV zu peripheren Stößen. Bei E/A=400 MeV liegt es dann bei einem reduzierten Stoßparameter von $\hat{b}\approx0.6$ . Bei einem maximalen Stoßparameter von $14fm$ (siehe Abschnitt A.1.5) entspricht dies einem Stoßparameter von etwa $9.5fm$.

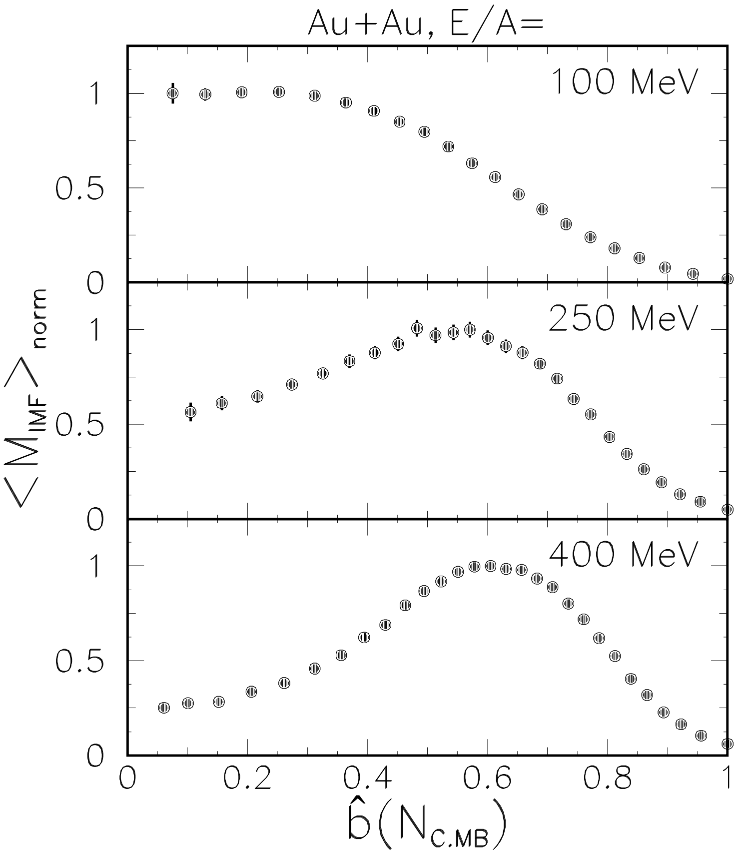


**Abb. 4.2** : *Mittlere normierte IMF-Häufigkeit $\langle M_{IMF}\rangle_{norm}$ als Funktion des reduzierten Stoßparameters $\hat{b}(N_{C.MB})$. Das obere Bild zeigt die Einschußenergie von E/A=100 MeV, das mittlere E/A=250 MeV und das untere die Ergebnisse für die Einschußenergie E/A=400 MeV.*

## 4.2 Maximum der *IMF*-Produktion

Bei der Interpretation der maximalen Fragmentmultiplizitäten ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der unterschiedlichen Stoßparameter, bei denen diese maximale *IMF*-Produktion beobachtet wird, sich auch die Größe des zerfallenden Systems ändert. Bei der Untersuchung des Maximums der *IMF*-Häufigkeit werden die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Ergebnisse zur *IMF*-Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet.

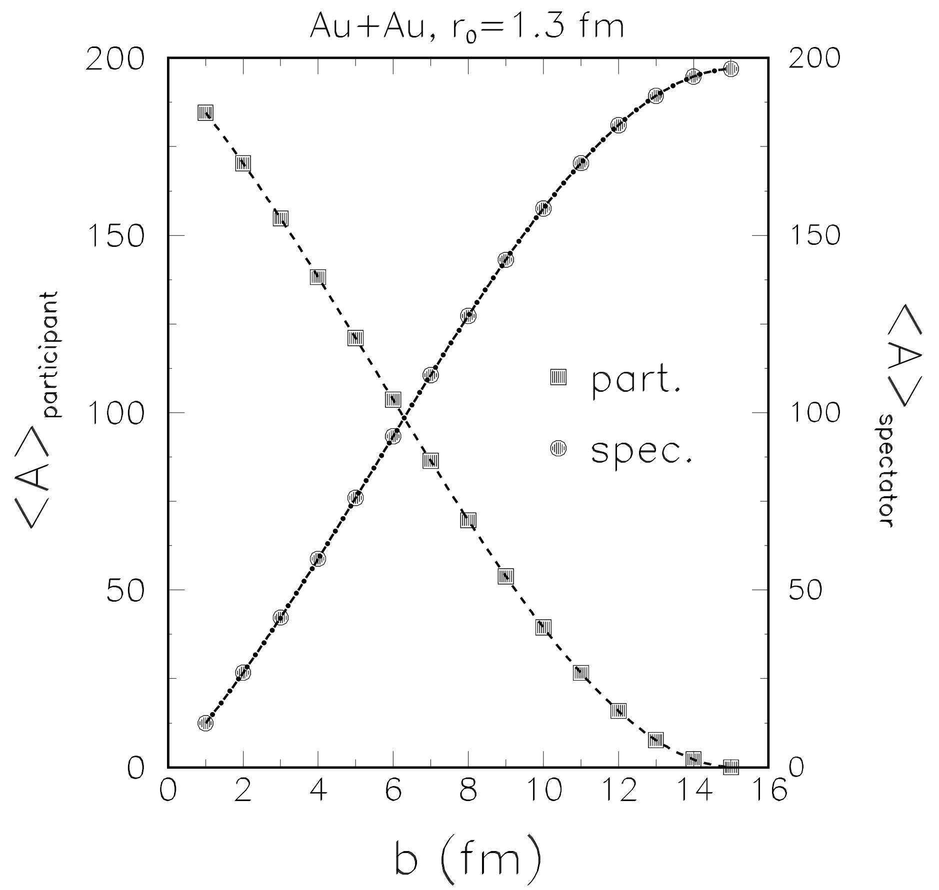


**Abb. 4.3** *: Mittlere Masse des participant- und des spectator-Anteils eines Kerns als Funktion des Stoßparameters für das symmetrische System Au+Au. Die Rechnung [Gos 77] gilt für einen Radiusparameter von* $r_0 = 1.3 fm$*, dies entspricht einem maximalen Stoßparameter von* $15 fm$.

Zunächst wird die Einschußenergie von E/A=100 MeV betrachtet. Hier beträgt das gemessene Maximum der mittleren *IMF*-Multiplizität 10. Mit dem Korrekturfaktor aus Abschnitt 2.3 wird die Gesamtmultiplizität zu $12 \pm 1$ mittelschwere Fragmente in zentralen Stößen abgeschätzt, dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Gruppen [Wie 93]. Die Systemgröße beträgt hier, da man in den zentralen Stoßen von einer Quelle ausgehen kann, $2 \cdot 197$ Nukleonen. Pro $33 \pm 2$ Nukleonen beobachtet man somit *ein* mittelschweres Fragment.

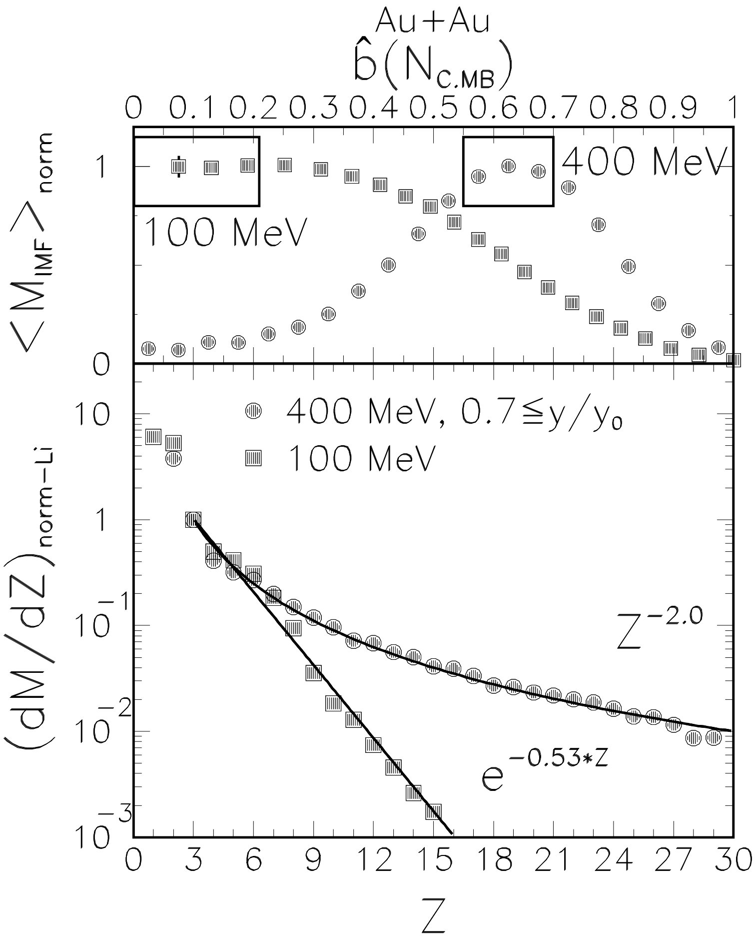


**Abb. 4.4** *: Normierte mittlere IMF-Häufigkeit $\langle M_{IMF}\rangle_{norm}$ als Funktion des reduzierten Stoßparameters $\hat{b}(N_{C.MB})$ für E/A=100 MeV und 400 MeV (oberes Bild). Die Bereiche höchster IMF-Multiplizität $\langle M_{IMF}\rangle_{norm}$ sind markiert und bilden das Auswahlkriterium für die Verteilungen im unteren Bild. Ladungsverteilung dM/dZ versus Z für den Bereich der größten IMF-Produktion bei den Einschußenergien von E/A=100 MeV und 400 MeV (unteres Bild). Die Verteilungen sind für Z=3 auf 1 normiert. Anpassungen im Bereich Z$\in$ [3, 15] mittels einer Exponentialfunktion (E/A=100 MeV) und eines Potenzgesetzes (E/A=400 MeV) sind durch die Linien beschrieben.*

Bei E/A=400 MeV werden in der schwellenfreien Flugzeitwand etwa 3.4 *IMF*s im Maximum beobachtet (siehe unteres Bild in Abbildung 4.1). Da das System symmetrisch ist, sollte sich das gleiche Bild für den Target-*spectator* zeigen, es folgt also für das Gesamtsystem ein Faktor 2. Diese *"beobachteten"* 7 mittelschweren Fragmente stellen nun 80

Prozent der wahren Multiplizität dar (siehe Abschnitt 2.3). Das Maximum der mittleren *IMF*-Produktion bei E/A=400 MeV liegt also bei etwa 9 Fragmenten.

Diese Anzahl ist geringer als bei der Einschußenergie E/A=100 MeV, jedoch ist hier im Maximum der *IMF*-Produktion die Systemgröße anders. Abbildung 4.3 zeigt den Anteil der *participant*-Nukleonen bzw. die Masse des *spectator*s als Funktion des Stoßparameters [Gos 77]. Hierbei wurde das System Au+Au und ein Radiusparameter $r_0$ von $1.3fm$ zugrunde gelegt; dies entspricht einer maximalen Stoßgeometrie von $15fm$. Bei der Einschußenergie E/A=400 MeV findet die größte *IMF*-Produktion im Mittel bei einem Stoßparameter von $9.5fm$ statt, es ergibt sich hier die Masse eines *spectator*s zu etwa 150 Nukleonen. Bei einer Gesamtmultiplizität von 9 *IMF*s ergibt sich wiederum, daß *ein IMF* pro etwa $33 \pm 1.5$ Nukleonen produziert wird.

## 4.3 Z-Verteilungen im Maximum der *IMF*-Produktion

Es zeigte sich im vorangegangenen Abschnitt, daß, normiert auf die Systemgröße, das Maximum der *IMF*-Produktion für die beiden Einschußenergien ähnlich ist. Um Aussagen über die Vergleichbarkeit der Fragmentationsprozesse bei zentralen und peripheren Stößen zu treffen, wird als nächster Schritt die Ladungsverteilung betrachtet. Abbildung 4.4 zeigt im oberen Bild nochmals die normierte mittlere *IMF*-Häufigkeit $\langle \mathrm{M}_{IMF} \rangle_{norm}$ als Funktion des reduzierten Stoßparameters $\hat{\mathrm{b}}(\mathrm{N}_{C.MB})$ für E/A=100 MeV und 400 MeV. Die Bereiche, für die im folgenden die Ladungsverteilung untersucht wird, sind markiert($\hat{\mathrm{b}} \in [0, 0.2]$ für E/A=100 MeV und $\hat{\mathrm{b}} \in [0.55, 0.70]$ für E/A=400 MeV). Im unteren Bild sind die entspechenden Verteilungen in der Form dM/dZ als Funktion der Fragmentladung Z dargestellt. Für E/A=400 MeV ist das Ladungspektrum aus der Flugzeitwand gewonnen ($0.7 \leq y/y_0$), für E/A=100 MeV sind die Miniball/wall-Ergebnisse aufgetragen. Die Daten für die beiden Einschußenergien sind jeweils bei Ladung Z=3 auf 1 normiert. Für E/A=400 MeV kann die Verteilung durch ein Potenzgesetz

$$Z \sim Z^{-\tau} \tag{4.1}$$

mit einem $\tau$-Parameter von 2.0 beschrieben werden. Für E/A=100 MeV ist die Ladungsverteilung deutlich steiler und folgt einem Exponentialgesetz:

$$Z \sim e^{-\sigma Z} \ . \tag{4.2}$$

Der $\sigma$-Parameter beträgt 0.57. Für beide Verteilungen erfolgte die Anpassung im Bereich $Z \in [3, 15]$. Bei Z=13 liegen die beiden Verteilungen bereits um einen Faktor 10 auseinander. Die Prozesse sind also, wiewohl sie die gleiche Anzahl von Nukleonen des zerfallenden Systems je produziertem *IMF* involvieren, sehr verschieden.

## 4.4 *IMF*-Produktion in dynamischen Modellen

Die vorangegangene Diskussion zeigt, daß die Fragmentproduktion in Schwerionenkollisionen ein komplexes Mehrteilchenphänomen darstellt, dem zudem die Nichtgleichgewichtsdynamik des Kern-Kernstoßes überlagert ist. Zur Beschreibung der Reaktionsdynamik haben sich Transporttheorien [Mol 84, Ber 84, Kru 85a, Kru 85b, Aic85a, Aic85b, Gal 87, Mol 87, Gre 87b, Bur 92], welche die Entwicklung der Einteilchenverteilungsfunktionen verfolgen, als sehr erfolgreich erwiesen (für einen Überblick siehe z.B. [Stö 86, Ber 88, Cas 90, Blä 93]). Während diese Einteilchentheorien die Teilchenproduktion in hochenergetischen Schwerionenstößen bewerkstelligen können (z.B. [Cas 90]), sind diese Theorien allerdings nicht in der Lage, die Zerlegung des Systems in (mehrere) komplexe Fragmente zu beschreiben. Numerische Fluktuationen führen auch in diesen Rechnungen zur Bildung nuklearer Fragmente [Bau 87]. Ob und inwiefern dies mit den Ergebnissen einer Vielteilchentheorie vergleichbar ist, wird zur Zeit intensiv diskutiert (z.B. [Mor 92, Bau 92, Gro 92, Bat 93, Col 93a, Col 93b]). Ein möglicher Weg, auch auf Basis dieser Theorien die Fragmentproduktion zu beschreiben, besteht in der Verknüpfung dieser Modelle mit statistischen Modellen[Bot 85, Bon 85, Gro 90], welche den Zerfall der angeregten Kernsystems beschreiben (siehe z.B. [Hub 92]).

Ein grundlegendes Problem dieser Hybridmodelle besteht in der Kopplung der beiden Teile. Zum einen hat diese Kopplung vor der Ausbildung von (numerischen) Instabilitäten, welche zur Fragmentbildung führen, zu geschehen. Vorhersagen für diese Zeit liegen zwischen einigen $10 fm/c$ [Boa 90] bis etwa $100 fm/c$ [Idi 93]. Zum anderen sollte das System zu diesem Zeitpunkt weitgehend äquilibriert sein. Typische Äquilibrierungszeiten im Impulsraum liegen bei etwa $100 fm/c$ (siehe z.B. [Cas 90]). Daher ist nicht klar, ob ein Zeitpunkt für die Kopplung der beiden Modelle gefunden werden kann, zu dem beide oben genannten Bedingungen erfüllt sind.

Qualitativ konnte die Projektilfragmentation in 600 MeV pro Nukleon Au-induzierten Reaktionen mit Hilfe solcher Hybridmodelle reproduziert werden [Hub 92]. Spätere, genauere Analysen [Bot 92, Bao 93, Bar 93] dieser Daten im Rahmen der statistischen Zerfallsmodelle ergaben aber Anregungsenergien für die zerfallenden Systeme [Poc 94], welche deutlich niedriger als die Vorhersagen mikroskopischer Modellrechnungen zu einem Zeitpunkt von etwa $60 - 100 fm/c$ [Ogi 91] sind.

Ausgehend von diesen Einteilchenmodellen wurden, basierend auf klassischen Mole-

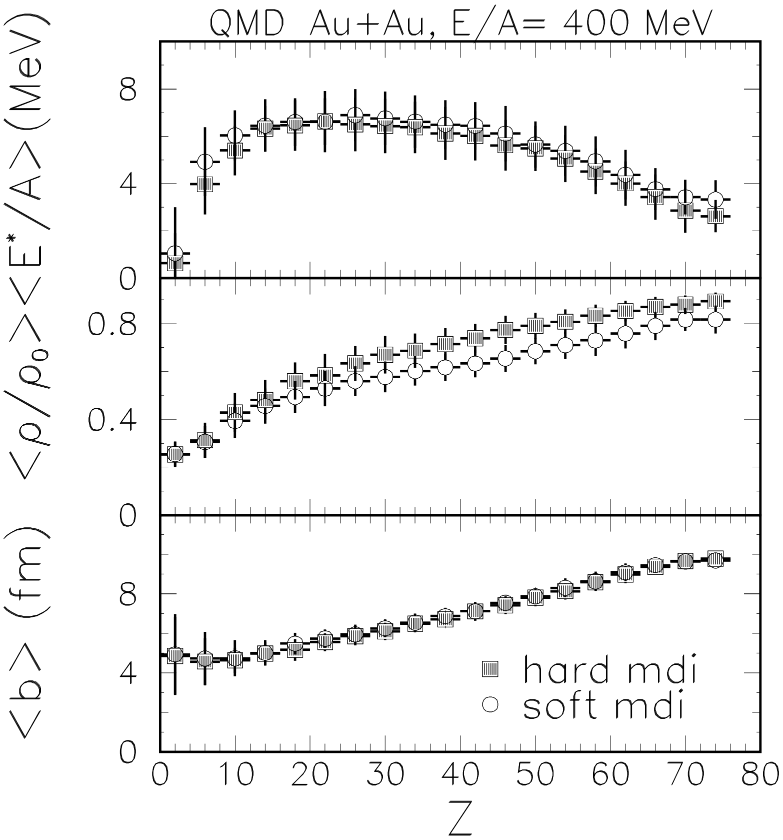


**Abb. 4.5** *: Mittlere Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E^{\star}/A \rangle$ (oberes Bild) mittlere normierte Dichte $\langle \rho/\rho_0 \rangle$ (mittleres Bild) und mittlerer Stoßparameter $\langle b \rangle$ (unteres Bild) als Funktion der Ladung Z des schwersten Fragmentes für QMD-Rechnungen. Die Fehlerbalken stellen die rms-Breiten der Verteilungen dar.*

kulardynamikrechnungen, mikroskopische Transportmodelle [Aic 86, Pei 89, Boa 88] entwickelt, welche die Vielteilchendynamik berücksichtigen und damit im Prinzip in der Lage sein sollten, sowohl die Reaktionsdynamik als auch die Fragmentproduktion konsistent zu beschreiben. Die Fragmentbestimmung erfolgt hier über einen einfachen Koaleszenzansatz im Ortsraum nach einer Propagation über etwa $200 - 300 fm/c$. In nachfolgenden Arbeiten [Pei 92, Kon 93] zeigte sich jedoch, daß selbst am Ende dieser Transportrechnungen bei

$200 - 300 fm/c$ die entstandenen Fragmente noch hoch angeregt sind. Auch in diesem Fall erwies sich eine sekundäre Zerfallsstufe als notwendig, wobei allerdings jetzt die Kopplung zu einem späteren, eindeutigeren Zeitpunkt erfolgen kann.

Im folgenden werden Ergebnisse, die mit dem *Quanten-Molekular-Dynamik*–Modell (QMD) [Aic 88, Pei 89] gewonnen wurden, vorgestellt. Die QMD-Ereignisse wurden von G. Peilert generiert und für die Analysen zur Verfügung gestellt [Pei 93]. Neben Simulationen, die das Pauli-Potential berücksichtigen [Pei 92], werden auch Rechnungen mit impulsabhängigen Kräften (*momentum dependent interaction (mdi)*) gezeigt. Letztere zeichnen sich durch eine bessere Erhaltung der Gesamtenergie aus [Pei 93]. Der Zerfall der angeregten Fragmente wurde mit dem *Statistischen-Multifragmentations-Modell* (SMM) von Botvina [Bot 87] gerechnet.

Abbildung 4.5 zeigt im oberen Bild die mittlere Anregungsenergie $\langle E^\star/A \rangle$ und im mittleren Bild die mittlere normierte Dichte $\langle \rho/\rho_0 \rangle$ als Funktion der Ladung Z des schwersten Fragments. Die Anregungsenergien und Dichten, die QMD für die Ereignisse fragmentweise voraussagt, werden als Eingabe für die SMM-Simulation verwendet. Im unteren Bild ist der mittlere Stoßparameter als Funktion der Ladung Z des schwersten Fragmentes aufgetragen, der Fehlerbalken gibt die *rms*-Breite des Stoßparameters an. Man erkennt, daß oberhalb von Z=20 eine strenge Korrelation zwischen Stoßparameter und Größe des schwersten Fragmentes besteht. Ferner ist bemerkenswert, daß der Goldkern selbst bei einem Stoßparameter von $10 fm$ nahezu ohne Ladungsverlust überlebt. Im *participant-spectator*-Bild (siehe Abbildung 4.3) entspricht dieser Stoßparameter einer *spectator*-Größe von A≈160 Nukleonen. Auffallend ist, daß sowohl die mittlere Anregungsenergie $\langle E^\star/A \rangle$ als auch die Korrelation zwischen schwerstem Fragment und Stoßparameter nur schwach von der angenommenen Zustandgleichung abhängen. Dies läßt vermuten, daß die Verteilungen der beoachtbaren Fragmentladungen nur wenig von der Zustandsgleichung beinflußt werden.

Abbildung 4.6 zeigt die mittlere *IMF*-Häufigkeit $\langle M_{IMF} \rangle$ als Funktion des reduzierten Stoßparameters $\hat{b}(N_{C.MB})$. Sowohl für die Einschußenergie E/A=400 MeV als auch für E/A=100 MeV wurde für die Darstellung der Modellvoraussagen der maximale Stoßparameter $b_{max} = 14 fm$ nach Abschnitt A.1.5 zugrunde gelegt. Zunächst soll anhand des oberen Bildes von Abbildung 4.6 der Einfluß von sekundären Zerfällen im SMM auf die vorausgesagte *IMF*-Häufigkeit diskutiert werden. Hier kann man zwei Bereiche unterscheiden. Im Falle peripherer Stöße und somit von QMD vorausgesagten großen Restkernen, die eine Ladung größer als die maximale *IMF*-Ladung haben ($Z_{max} > 30$), führt die sta-

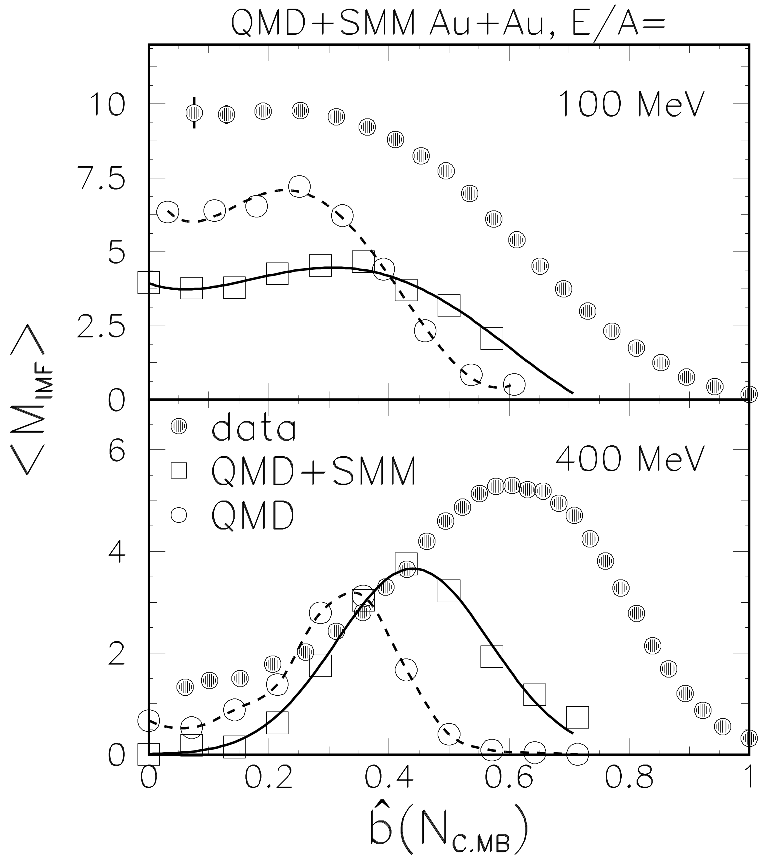


**Abb. 4.6** *: Mittlere IMF-Häufigkeit $\langle M_{IMF} \rangle$ als Funktion des reduzierten Stoßparameters $\hat{b}(N_{C.MB})$. Das obere Bild zeigt die Einschußenergie von E/A=100 MeV, das untere die Ergebnisse für die Einschußenergie E/A=400 MeV. Die Kurven repräsentieren gefilterte Modellsimulationen mit einer harten Zustandsgleichung, für E/A=100 MeV wurde mit einem Paulipotential und für E/A=400 MeV mit impulsabhängigen Kräften gerechnet.*

tistische Multifragmentation zu einer erhöhten *IMF*-Häufigkeit. Im Falle zentralerer Stöße und damit kleinerer Prefragmente führt SMM zu einer reduzierten *IMF*-Häufigkeit, da der Aufbruch eines *IMF*s in zwei Tochter-*IMF*s selten ist. Das Bild zeigt, daß bei der Einschußenergie von E/A=100 MeV oberhalb eines reduzierten Stoßparameters von $\hat{b}$=0.4 der erste Prozeß überwiegt, während bei zentraleren Stößen der zweite Prozeß dominiert.

Im Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt sich, daß in zentralen Stößen sowohl bei der Einschußenergie von E/A=100 MeV als auch bei E/A=400 MeV die Produktion von *IMF*s generell unterschätzt wird. Auch ohne die Anwendung von SMM ist die von QMD vorausgesagte *IMF*-Häufigkeit bereits kleiner als die experimentell beobachtete. Dies deutet darauf hin, daß das QMD-Modell zu viele leichte Teilchen und/oder zu instabile Prefragmente produziert.

In peripheren Stößen bei E/A=400 MeV wird die maximale Multiplizität näherungsweise beschrieben, jedoch ist hier die Korrelation zum Stoßparameter nicht richtig vorausgesagt. Allgemein sind kleinere als beobachtete Stoßparameter zur Fragmentation notwendig. Der *spectator* ist in den Rechnungen zu stabil. Zwei mögliche Erklärungen bieten sich hier an, zum einen mag der Zerfall nicht richtig beschrieben sein, zum anderen aber ist die Deposition von Anregungsenergie nicht richtig wiedergegeben.

Modelluntersuchungen [Pei 92, Beg 93], in denen die Fragmentationseigenschaften einzelner Kernen in QMD Rechnungen untersucht wurden, schienen letzteres zu belegen. So untersuchten z.B. Begemann und Mitarbeiter Kerne, die durch ein lineares Skalieren der Nukleonenimpulse nach der Initialisierung angeregt wurden. Dabei ergibt sich zwar nicht ein thermalisiertes System, auch werden die Fermiimpulsverteilungen nicht richtig transformiert, jedoch wird auch im wirklichen Schwerionenstoß zu Beginn kein thermalisiertes System vorliegen. Diese Studien zeigen, daß bei Anregungsenergien von $E^\star/A \approx 10$ MeV zwischen 5 und 8 *IMF*s produziert werden.

Hier bietet sich die Untersuchung der Größe $Z_{bound}$ an, die ein Maß für die Anregungsenergie darstellt. Abbildung 4.7 zeigt die Korrelation zwischen der mittleren gebundenen Ladung $Z_{bound}$ und dem absoluten Stoßparameter nach Abschnitt A.1.5. Die Unsicherheit ($\pm 1 fm$) im absoluten Stoßparameter ist durch die beiden, die experimentellen Daten flankierenden, Linien angedeutet. Allgemein liegt die Kurve für QMD oberhalb der Kurve von QMD+SMM. Die Anwendung von SMM führt zur Evaporation von Protonen und damit zu einem kleineren $Z_{bound}$. Wie bereits aufgrund der in Abbildung 4.5 gezeigten Ergebnisse vermutet wurde, hat die Variation der Zustandsgleichung nur einen sehr geringen Einfluß. Der Vergleich von Experiment und Theorie bei mittleren und großen Stoßparametern zeigt deutliche Unterschiede. Bei einem Stoßparameter von $7fm$ wird experimentell im Mittel ein $Z_{bound}$ von etwa 20 gesehen. Die QMD-Modellvoraussage ist 40 und auch nach SMM wird immer noch eine gebundene Ladung von $Z_{bound} \approx 30$ vorausgesagt.

Während QMD also in zentralen Stößen zu wenige Fragmente und zu viele leichte Teilchen produziert, findet man in periphereren Stößen einen zu großen Restkern. Um

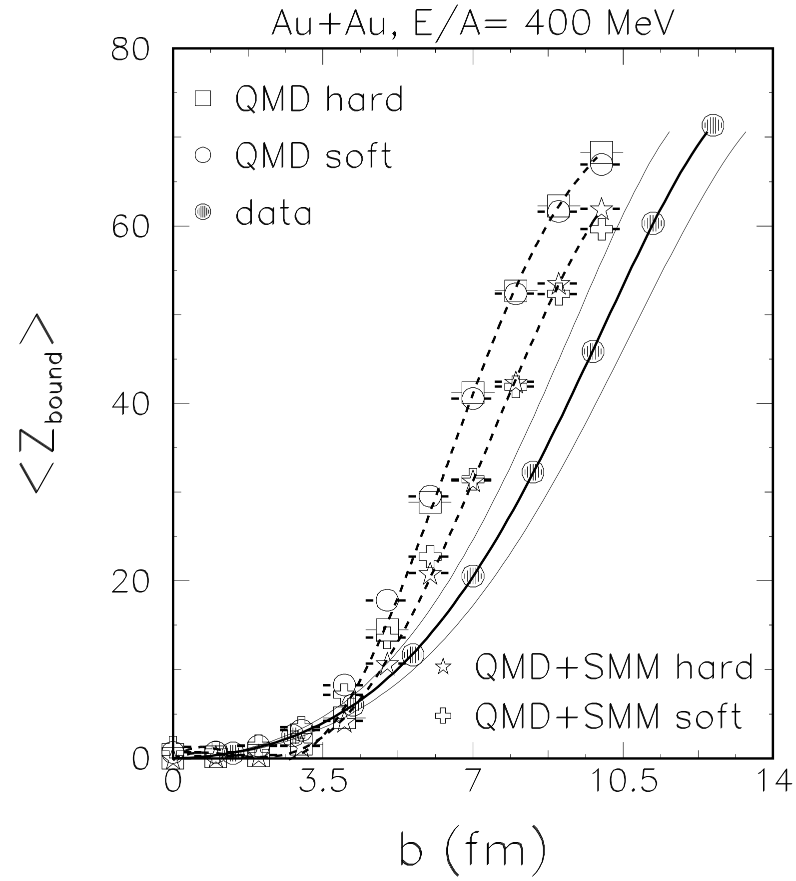


**Abb. 4.7** *: Mittlere gebundene Ladung $Z_{bound}$ als Funktion des Stoßparameters b. Die offenen Symbole repräsentieren die Rechnungen mit QMD und QMD+SMM. Die geschlossenen Symbole geben die experimentellen Ergebnisse wieder, die Linien um die Daten deuten die Unsicherheit im absoluten Stoßparameter an.*

möglichen Ursachen der zu geringen Fragmentblidung in zentralen Reaktionen näher zu kommen, werden in Kapitel 5 die dynamischen Prozesse, welche in diesen Stößen auftreten, weitergehend analysiert. Zur Klärung der Frage, ob der zu stabile *spectator* auf einen zu geringen Energietransfer in den QMD Simulationen zurückzuführen ist, wird in Kapitel 6 der transversale Impulsübertrag auf den *spectator* untersucht und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

# Kapitel 5

# Radialer Fluß und Fragmentproduktion

In mehreren Experimenten oberhalb der Fermienergie wurden in zentralen Reaktionen Energieverteilungen von Fragmenten beobachtet, die auf einen kollektiven radialen Fluß schließen ließen [Bar 91, Bau 93b, Jeo 93]. Barz und Mitarbeiter extrahierten für zentrale $^{36}$Ar+Ag/Br Reaktionen bei der Einschußenergie von E/A=65 MeV eine mittlere radiale Flußenergie pro Nukleon von $\langle \epsilon_{flow} \rangle \approx 3$ MeV. Bauer und Mitarbeiter fanden anschließend in zentralen $^{94}$Kr+Ag/Br Kollisionen bei Einschußenergien von E/A=70-120 MeV einen mittleren Fluß pro Nukleon von $\langle \epsilon_{flow} \rangle \approx 10$ MeV. Die Messungen der FOPI-Gruppe [Her 93, Jeo 93] am System Au+Au bei E/A=150 MeV zeigten einen Fluß für zentrale Stöße, der bei etwa $\langle \epsilon_{flow} \rangle \approx 18$ MeV liegt. Dort wurde der Fluß bei Schwerpunktwinkeln von $\theta_{cm} \in [25^o, 45^o]$ bestimmt. Mögliche Transparenz der Kernmaterie beeinflußt dabei die Größe des extrahierten Flusses. Somit ist der dort genannte Wert als Obergrenze aufzufassen.

Im Bereich der peripheren Stöße bei E/A=600 wurde für das System Au+Pb [Lin 93] für Ladungen oberhalb von Z=8 eine obere Grenze für die Flußenergie mit $\langle \epsilon_{flow} \rangle \leq 1$ MeV angegeben. Im weiteren wird davon ausgegangen, daß in den Kollisionen mit der maximalen *IMF*-Produktion (peripheren Stößen) bei E/A=400 MeV kein radialer Fluß relativ zum Schwerpunkt des *spectator*s auftritt.

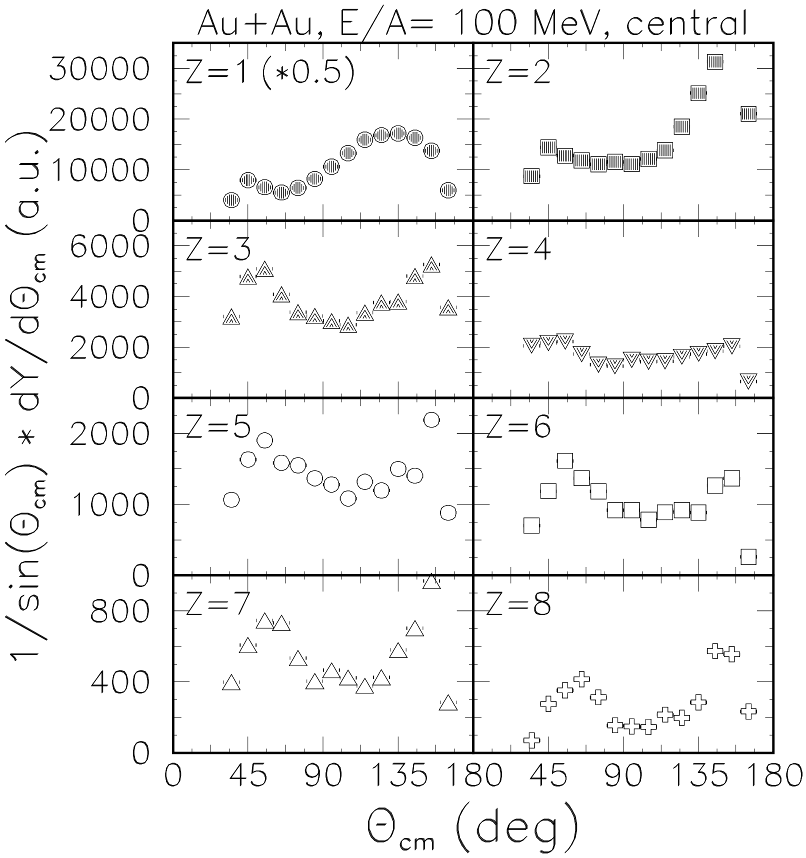


**Abb. 5.1** *: Raumwinkelkorrigierte differentielle Produktionswirkungsquerschnitte $1/sin(\theta_{cm}) \cdot dY/d\theta_{cm}$ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\theta_{cm}$ für die Ladungen Z=1 bis 8. Die Darstellung erfolgt für zentrale Stöße mit $\hat{b} \in [0, 0.2]$ und ist nicht akzeptanzkorrigiert.*

## 5.1 Fluß der Fragmente bei E/A=100 MeV

Die Untersuchung des Flusses in den zentralen Reaktionen bei der Einschußenergie von E/A=100 MeV erfolgt in dem durch eine relativistische Transformation gewonnenen Schwerpunktsystem. Die Selektion der zentralen Reaktionen erfolgte über einen Schnitt in der Multiplizität der geladenen Teilchen im Miniball $N_{C.MB}$; der Schnitt entspricht einem reduzierten Stoßparameter von $\hat{b} \in [0, 0.2]$, bzw. einem rekonstruierten Stoßparameter von

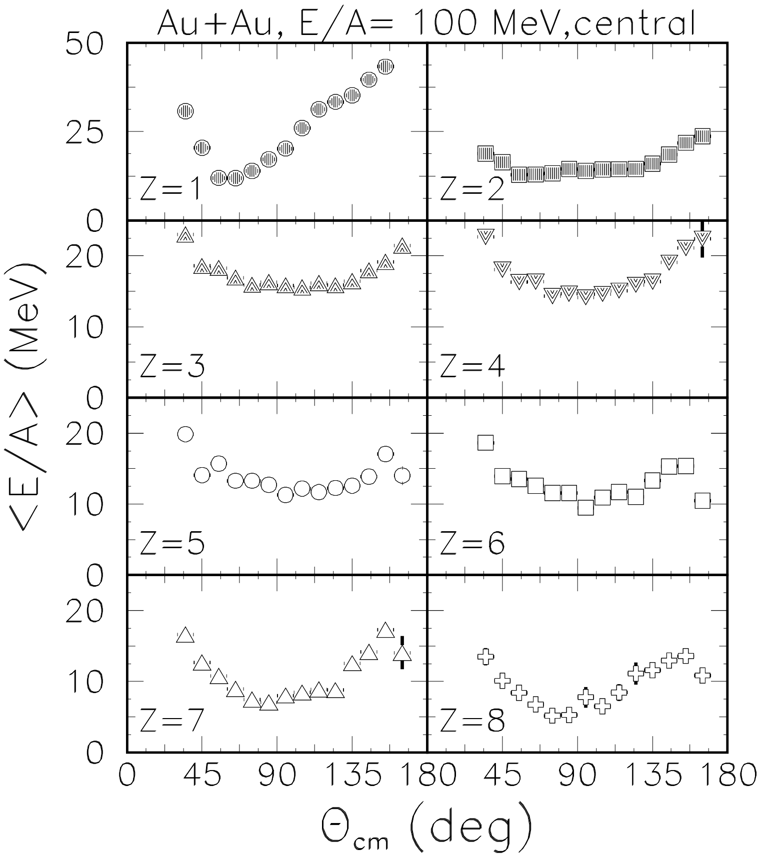


**Abb. 5.2** *: Mittlere Energie pro Nukleon* $\langle E/A \rangle$ *als Funktion des Schwerpunktwinkels* $\theta_{cm}$ *für die Ladungen Z=1 bis 8. Die Darstellung erfolgt für zentrale Stöße mit* $\hat{b} \in [0, 0.2]$ *und ist nicht akzeptanzkorrigiert.*

etwa $0 - 3fm$.

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind die raumwinkelkorrigierten differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte $1/sin(\theta_{cm}) \cdot dY/d\theta_{cm}$ und die mittleren Energien pro Nukleon im Schwerpunksystem ⟨E/A⟩ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\theta_{cm}$ für die Ladungen Z=1 bis 8 dargestellt. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert. Abbildung 2.8 (Seite 22) ist zu entnehmen, daß bei Schwerpunktwinkeln zwischen $\theta_{cm}$ =45$^o$ und 150$^o$ Detektoreinflüsse gering sind. (Eine Ausnahme bilden die Protonen, bei denen der limitierte dynamische

Bereich der Detektoren eine entscheidende Rolle spielt, so daß die Verteilung der raumwinkelkorrigierten differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte in Abbildung 5.1 bei allen Schwerpunktwinkeln durch Detektoreffekte beeinflußt ist.) Demgegenüber sind die Abnahme der Produktionswirkungsquerschnitte (und damit auch die lokalen Maxima) wie auch die Reduktion der mittleren Energien pro Nukleon außerhalb dieses Winkelbereichs durch die begrenzte Detektorakzeptanz bedingt.

Sowohl die Produktionswirkungsquerschnitte als auch die mittleren kinetischen Energien weisen innerhalb des mit geringen Korrekturen gemessenen Bereichs ($\theta_{cm} \in [45^o, 150^o]$) eine deutliche Anisotropie auf, die Überhöhungen finden sich bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln. Um die Anisotropie des Wirkungsquerschnitts zu veranschaulichen, kann man - da Effizienzkorrekturen bei $\Theta_{cm} = 90^o$ vernachlässigbar sind - die bei $\Theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ gemessene Multiplizität mittelschwerer Fragmente unter der Annahme einer isotropen Verteilung auf $4\pi$ extrapolieren. Dabei ergibt sich eine Gesamtmultiplizität von $M_{4\pi}^{exp,90^o} \approx 7.2$ . Demgegenüber liegt die beobachtete, effizienzkorrigierte mittlere *IMF*-Multiplizität bei $M_{4\pi}^{exp} \approx 12$, und damit das Verhältnis $M_{4\pi}^{exp}/M_{4\pi}^{exp,90^o}$ bei etwa 1.7 . Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß die experimentell beobachtete Reduktion der mittleren *IMF*-Multiplizität von 12 auf etwa 7 Fragmente mit der Selektion von besonders kleinen Stoßparametern verknüpft ist (siehe Abschnitt 5.4). Da nicht zu erwarten ist, daß mit abnehmendem Stoßparameter die Anisotropie entlang der Strahlachse wieder zunimmt, bedeutet dies, daß das in Abbildung 4.2 zu erkennende Plateau der mittleren *IMF*-Multiplizität bei E/A=100 MeV und kleinen Stoßparametern auf eine Stoßparametermittelung zurückzuführen ist, und daß bereits bei E/A=100 MeV für sehr kleine Stoßparameter (b$\approx 1fm$) die mittleren *IMF*-Multiplizität wieder abnimmt.

Wie in Abschnitt 5.4 anhand von Modellrechnungen gezeigt wird, ist diese Anisotropie wahrscheinlich auf Beiträge nicht-zentraler Stöße zurückzuführen. Um im folgenden diese Kontaminationen durch nicht-zentrale Reaktionen und damit auch die Einflüsse der Ereignisselektion zu minimieren, werden zur Bestimmung des radialen Flusses nur die Verteilungen der bei einem Schwerpunktwinkel von $\theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ emittierten Fragmente analysiert.

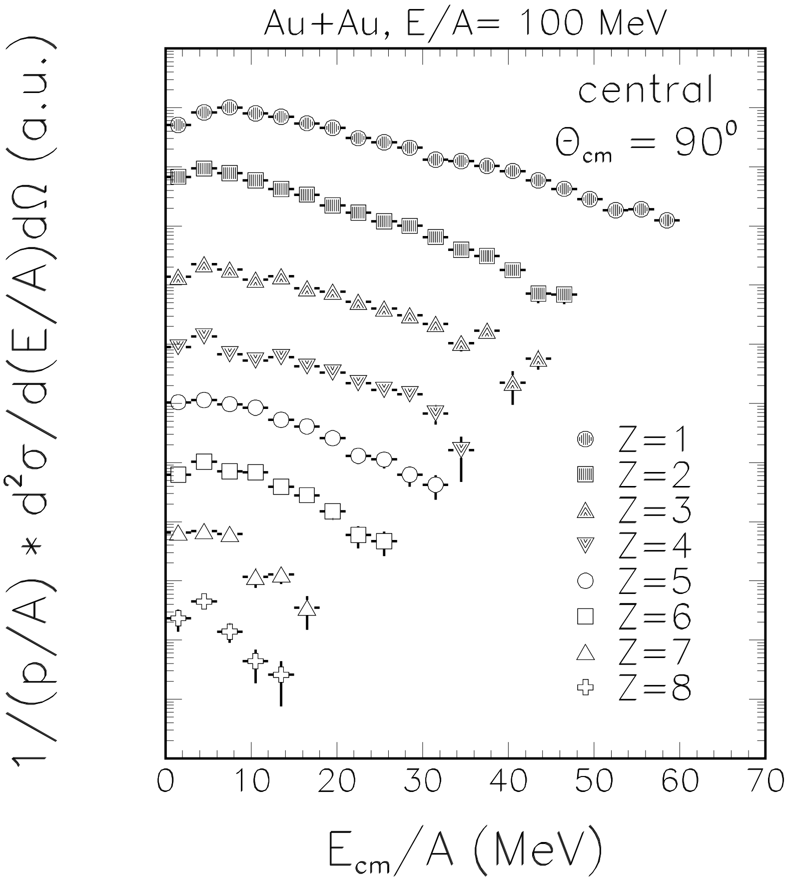


**Abb. 5.3** : *Doppeltdifferentieller invarianter Wirkungsquerschnitt $1/(p/A) \cdot d^2\sigma/d(E/A)d\Omega$ als Funktion von $E_{cm}/A$ für Teilchen, die im Schwerpunktsystem unter $90^o \pm 10^o$ emittiert wurden. Die Spektren der Ladungen Z=1 bis 8 sind jeweils um einen Faktor 10 skaliert. Es wurden zentrale Ereignisse ($\hat{b} \in [0, 0.2]$)bei der Einschußenergie E/A=100 MeV ausgewählt.*

## 5.2 Radialer Fluß bei 90° im Schwerpunktsystem

Der doppeltdifferentielle invariante Wirkungsquerschnitt $1/(p/A) \cdot d^2\sigma/d(E/A)d\Omega$ ist in Abbildung 5.3 als Funktion der kinetischen Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem E/A für Teilchen der Ladung 1 bis 8 dargestellt. Die Ladungen Z=1,2 wurden isotopenaufgelöst gemessen, für die höheren Ladungen wurde A/Z= 2 angenommen. Um den Einfluß nichtzentraler Stöße zu reduzieren, wurden die Spektren bei einem Schwerpunktwinkel von

$\theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ betrachtet (siehe Abschnitt 5.4). Die Spektren sind jeweils um einen Faktor 10 skaliert. Der auffälligste Aspekt der Verteilungen ist, daß die Spektren der Fragmentenergien pro Nukleon für alle betrachteten Ladungen sehr ähnlich sind und sie daher nicht einfach durch thermische Verteilungen mit einem gemeinsamen Temperaturparameter beschrieben werden können.

Im folgenden wird versucht, eine konsistente Beschreibung dieser Spektren zu gewinnen, indem man zwei Parameter, die Temperatur $T$ und die maximale Flußenergie pro Nukleon $\epsilon_0$ anpaßt. In Anlehnung an eine Arbeit von J.Bondorf [Bon 78] wird die Energieverteilung im Schwerpunktsystem als eine Superposition einer thermischen Verteilung und einer radial expandierenden Quelle parametrisiert. Da die Rechnungen im Schwerpunktsystem der expandierenden Quelle stattfinden, werden Galilei-Transformationen angewendet. Von einem Volumenelement mit der ortsabhängigen Temperatur $T(r)$, das sich mit der ortsabhängigen radialen Geschwindigkeit $u(r)$ bewegt und Teilchen emittiert, sieht ein Detektorelement die folgende Energieverteilung:

$$\tilde{f}(E_{kin}) = \frac{1}{2\sqrt{\pi k T(r)}} \cdot \sqrt{E_{kin} \cdot e^{-(E_{kin}+W(r)-2\cos\theta\sqrt{E_{kin}W(r)})/(kT(r))}} \,, \tag{5.1}$$

wobei $W = \frac{1}{2}mu(r)^2$ die Flußenergie und $\theta$ der Winkel zwischen Teilchengeschwindigkeit und Flußrichtung ist. Da die Winkelverteilung in $\theta$ isotrop ist, kann man über alle Emissionsrichtungen integrieren. Die anschließende Integration über das Quellvolumen ergibt die Energieverteilung:

$$f(E_{kin}) = \frac{1}{mN} \int\limits_0^{R_b} \frac{1}{\sqrt{\pi k T(r)}} \frac{1}{\sqrt{W(r)}} e^{-(E_{kin}+W(r))/(kT(r))} \cdot \sinh\left\{ \frac{2\sqrt{E_{kin}W(r)}}{kT(r)} \right\} \omega(r) r^2 \, dr \,, \tag{5.2}$$

mit der Masse $m$, der Normierung $N$, dem Boltzmann-Faktor $k$, der Temperatur $T(r)$, der Flußenergie $W(r)$, der kinetischen Energie $E_{kin}$ und der Emissionswahrscheinlichkeit $\omega(r)$. Die Integration erfolgt vom Zentrum $r = 0$ bis zum Aufbruchsradius $R_b$.

Zur weiteren Vereinfachung werden eine von der Position unabhängige Temperatur $T(r) = T = const$ und eine Emissionswahrscheinlichkeit $\omega(r) = \omega = const$ gewählt. Die Expansion wurde als selbstähnlich angenommen, das bedeutet, daß das Geschwindigkeitsfeld proportional zum radialen Abstand ist. Die Flußenergie lautet hierfür:

$$W(r) = \frac{r^2}{R_b^2} \cdot \epsilon_0 \cdot A \,, \tag{5.3}$$

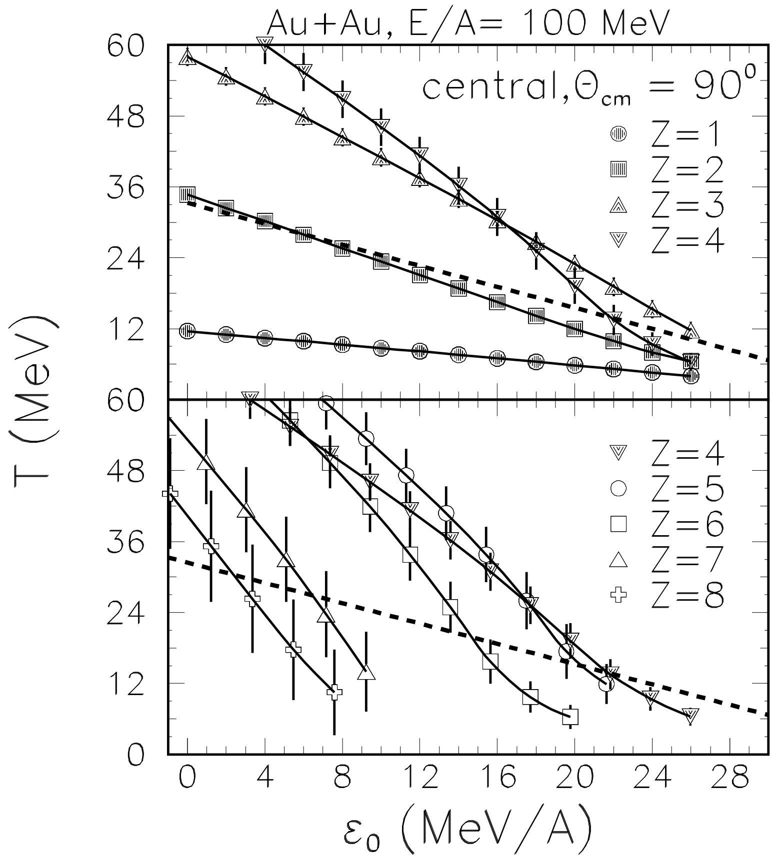


**Abb. 5.4** : *Temperaturparameter $T$ als Funktion des Flußenergie $\epsilon_0$ für Anpassungen nach Gleichung 5.2 an die $\Theta_{cm} = 90°$-Spektren nach Abbildung 5.3. Bei Vorgabe der maximalen Flußenergie $\epsilon_0$ wurde der Temperaturparameter $T$ angepaßt. Das obere Bild zeigt die Ergebnisse für die Ladungen Z=1 bis 4 , das untere Bild die Ergebnisse für die Ladungen Z=4 bis 8. Es sind nur Anpassungen mit einem $\chi^2 < 2$ dargestellt. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Abschätzung nach Gleichung 5.6.*

mit der maximalen Flußenergie pro Nukleon $\epsilon_0$ und der Anzahl der Nukleonen $A$.

Die Energieverteilung pro Nukleon $f(E_{kin}/A)$ wurde, erweitert um den Phasenraumfaktor $1/(p/A)$, an die Verteilungen in Abbildung 5.3 angepaßt. Dabei wurde in Schritten von 2 MeV die maximale Flußenergie $\epsilon_0$ vorgegeben und der zugehörige Temperaturparameter durch eine $\chi^2$-Anpassung bestimmt. In Abbildung 5.4 ist der Temperaturparameter als Funktion der maximalen Flußenergie aufgetragen. Das obere Bild zeigt die Ergebnisse für die Ladungen Z=1 bis 4, das untere Bild die Ergebnisse für die Ladungen Z=4 bis 8. Die Anpassungsergebnisse sind für jeweils eine Ladung mit einer Linie verbunden. Die Anpassungen mit dem besten $\chi^2$ sind durch die gestrichelte Linie markiert. Da für alle in Abbildung 5.4 gezeigten Anpassungen das $\chi^2$ kleiner als 1 ist, ist dieses Optimum jedoch mit großen Unsicherheiten behaftet.

Abbildung 5.3 zeigt, daß aus der Form der kinetischen Energiespektren alleine keine eindeutige Trennung von kollektivem Fluß und thermischen Anteil möglich ist. Eine weitere Relation zwischen der (scheinbaren) Temperatur $T$ und der mittleren Flußenergie pro Nukleon $\langle\epsilon_{flow}\rangle$ kann jedoch aus der Energieerhaltung abgeleitet werden. Bezeichnet $\langle M_{tot}\rangle$ die mittlere totale Teilchenmultiplizität, ist die gesamte kinetische Energie $E_{tot}$ im Mittel näherungsweise durch

$$E_{tot} \approx \frac{3}{2} \cdot T \cdot \langle M_{tot}\rangle + \langle\epsilon_{flow}\rangle \cdot A_s \tag{5.4}$$

gegeben. Hierbei ist $A_S$ die Gesamtmasse des Systems. Vernachlässigt man die Vorgleichgewichtsemission sowie die Bindungsenergie der Fragmente, so ist die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie $E_{tot} = E_{beam}/2$, mit der Strahlenergie $E_{beam}$. Damit folgt die Beziehung

$$\langle\epsilon_{flow}\rangle = \frac{E_{beam}}{2 \cdot A_S} - \frac{3}{2} \cdot T \cdot \frac{\langle M_{tot}\rangle}{A_S} \ . \tag{5.5}$$

Aus der beobachteten Fragmentverteilung (siehe Abschnitt 4.4) und unter Berücksichtigung der Neutronen kann die mittlere Teilchenmasse für die zentralen Reaktionen bei $E_{beam}$/A=100 MeV durch $A_S/\langle M_{tot}\rangle \approx 2$ genähert werden. Mit der Strahlenergie $E_{beam}$/A erhält man die Relation

$$\langle\epsilon_{flow}\rangle \approx 25MeV - \frac{3}{4} \cdot T \ . \tag{5.6}$$

Diese Abschätzung stellt eine obere Grenze dar, da bei der Annahme der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie die Bindungsenergie, Verluste durch Vorgleichgewichtsemission sowie mögliche Anisotropien nicht berücksichtigt wurden. Trotz dieser Einschränkung folgt aus dieser oberen Grenze für Fragmente mit Ladung $Z \in [3,6]$, daß der radiale Fluß $\epsilon_0$ zwischen 12 und 26 MeV beträgt. Unter der Annahme eines für diesen Ladungsbereich gleichen Temperaturparameters variert der Fluß $\epsilon_0$ nur noch um $\pm 3$ MeV.

Zwar sind die extrahierten Flußwerte ($\langle\epsilon_{flow}\rangle = \frac{3}{5} \cdot \epsilon_0 \approx 7 - 16MeV$) qualitativ mit den Beobachtungen der FOPI-Kollaboration [Jeo 93] in Übereinstimmung, jedoch lassen sich

| Z | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\epsilon_{0_{T=15MeV}}(MeV)$ | 0.0 | 13.7 | 20.0 | 19.1 | 17.2 | 14.2 | 7.7 | 5.2 |
| $\epsilon_{0_{T=10MeV}}(MeV)$ | 5.4 | 18.4 | 24.5 | 22.2 | 21.8 | 16.4 | 9.2 | 6.8 |

Tab. 5.1 *: Radiale Flußenergien $\epsilon_{0_T}$ für die festen Temperaturparameter $T = 15$ und 10 MeV aus Anpassungen von Gleichung 5.2 für die Ladungen 1 bis 8 an Spektren von Teilchen, die in zentralen Stößen ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) bei der Einschußenergie von E/A=100 MeV im Schwerpunktsystem unter $\theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ emittiert wurden.*

die Verteilungen für $Z > 6$ unabhängig von der Wahl des Temperaturparameters nicht mit diesen Flußwerten beschreiben. Geht man von der Annahme aus, daß der Temperaturparameter für alle Fragmente mit Z$\geq$ 3 identisch ist, so ergibt sich zwischen Z=3 und Z=8 eine Abnahme des Flußes um etwa 70 Prozent. Zur Illustration sind in Tabelle 5.1 die Flußwerte für zwei feste Temperaturparameter von $T = 10$ MeV und 15 MeV gelistet.

Auf den ersten Blick scheint sich die Beobachtung eines von der Fragmentmasse abhängigen Flusses nicht mit der Annahme eines lokalen chemischen Gleichgewichts während der Fragmentation in Einklang bringen zu lassen. Jedoch führt die endliche Größe des Systems dazu, daß nicht das gesamte Volumen des Kerns als Entstehungsort eines Fragmentes zur Verfügung steht. Mit dem Radius des Gesamtsystems $R_S$ und dem Koaleszenzradius

$$R_A = \tilde{r_0} \cdot A^{1/3} \tag{5.7}$$

eines sphärischen Fragmentes der Masse $A$ folgt, daß das Zentrum des Fragmentes nur innerhalb einer Kugel mit dem Radius

$$R_b = R_S - \tilde{r_0} \cdot A^{1/3} \tag{5.8}$$

liegen kann [Don 92]. Unter der Annahme einer über das Volumen konstanten Aufbruchsdichte $\rho(r) = \rho = const$ ist der Radiusparameter $\tilde{r_0}$ durch $R_S/A_S^{1/3}$ gegeben, mit der Masse $A_S$ des Gesamtsystems. Für eine selbstähnliche Expansion ergibt sich damit eine von der Fragmentmasse abhängige maximale Flußenergie von

$$\epsilon_A = \epsilon_o \cdot \left(1 - \left(\frac{A}{A_S}\right)^{1/3}\right)^2 \quad . \tag{5.9}$$

Für zentrale Stöße des Systems Au+Au, also bei einer Gesamtmasse des Systems von $A_S \approx 2 \cdot 197$, erwartet man demzufolge für Fragmente der Ladung Z=8 einen gegenüber Lithiumfragmenten um etwa 24 Prozent niedrigeren Fluß.

Eine weitere Reduktion des radialen Flusses schwerer Fragmente ist möglicherweise bei einer nach außen abfallenden Dichte zu erwarten. So ist im Falle eines einfachen Koaleszenzmechanismus die Produktionswahrscheinlichkeit eines Fragmentes der Masse $A$ proportional zur $A$-ten Potenz der räumlichen Dichte. Große Fragmente werden demnach bevorzugt bei höheren Dichten und damit kleineren Radien und demzufolge kleineren Flüssen gebildet.

Der niedrige Fluß und/oder der niedrige Temperaturparameter der Protonen und He-Fragmente bleiben noch unverstanden. Insbesondere für diese leichten Teilchen sind allerdings folgende weitere Effekte bei einer quantitativen Interpretation zu berücksichtigen. Einmal führt das Vielkörper-Coulombfeld zu einer ungerichteten Streuung der leichten Teilchen. Dies bewirkt bei einer Analyse der Spektren möglicherweise, daß eine geringere kollektive Komponente zu erkennen ist und bei der Anpassung die ungerichteten Beiträge als Temperatur interpretiert werden. Weiterhin führen sequentielle Zerfälle dazu, daß der radiale Fluß der Protonen und He-Fragmente das Mittel über die radialen Flußenergien pro Nukleon $\langle \epsilon_{z>2} \rangle$ der sequentiell zerfallenen Fragmente darstellt, während - bei Vernachlässigung der Zerfallsenergien - die ungerichtete (thermische) Energie der sequentiell produzierten Teilchen die, mit dem Massenverhältnis von Tochter- und Mutterkern gewichtete - und damit kleinere - mittlere thermische Energie der primären Fragmente widerspiegelt.

## 5.3 Einfluß des Flusses auf die Fragmentproduktion

Der kollektive radiale Fluß führt zu einer Reduktion der Dichte im Impulsraum. Da z.B. im Rahmen eines Koaleszenzformalismus die Produktionswahrscheinlichkeit eines Fragmentes der Masse $A$ ebenfalls von der $A$-ten Potenz der Dichte im Impulsraum $\rho_p$ abhängt, liegt es nahe, die in Abbildung 4.4 zu erkennende Unterdrückung schwerer Fragmente in zentralen Stößen auf den dort größeren radialen Fluß zurückzuführen.

Als vereinfachender Ansatz wird im folgenden angenommen, daß die Impulsraumdichte $\rho_p$ umgekehrt proportional zur dritten Potenz des $rms$-Impulses $p_{rms}$ der Nukleonen ist:

$$\rho_p \propto \frac{1}{p_{rms}^3} \,. \tag{5.10}$$

Vergleicht man den Fall einer rein thermischen Impulsverteilung mit einer Verteilung mit zusätzlichen radialen Flußkomponenten, so erwartet man eine massenabhängige Unterdrückung um einen Faktor

$$f_A = \left[ \frac{p_{rms}^{thermal}}{\sqrt{(p_{rms}^{thermal})^2 + (p_{rms}^{flow})^2}} \right]^{3 \cdot A} . \tag{5.11}$$

Für die *rms*-Impulse wird folgender Ansatz verwendet: Im Fall einer thermischen Verteilung der Temperatur $T$ ist der *rms*-Impuls der Nukleonen durch

$$p_{rms}^{thermal} = \sqrt{\frac{3}{2} T \cdot 2m_0} \tag{5.12}$$

gegeben, wobei $m_0$ die Nukleonmasse bezeichnet. Für eine selbstähnliche Flußverteilung ergibt sich ein *rms*-Impuls der Nukleonen, welche das Fragment der Masse $A$ bilden, von

$$p_{rms}^{flow} = \sqrt{\left(\frac{3}{5}\epsilon_0\right) \cdot \left(\frac{R_F}{R_S}\right)^2 \cdot 2m_0} . \tag{5.13}$$

Hier ist $\epsilon_0$ die maximale Flußenergie beim Radius des Gesamtsystems $R_S$ und $R_F$ der Radius des Koaleszenzvolumens des Fragmentes.

Durch Einsetzen der Beziehungen 5.12 und 5.13 in die Gleichung 5.11 folgt mit $R_A/R_S = A^{1/3}/A_S^{1/3}$ und $k = 1$ der Unterdrückungsfaktor

$$f_A = \left(1 + \frac{2}{5}\frac{\epsilon_0}{T}\left(\frac{A}{A_S}\right)^{2/3}\right)^{-\frac{3A}{2}} . \tag{5.14}$$

Um im folgenden Systeme unterschiedlicher Größe vergleichen zu können, ist wiederum der bereits in Gleichung 5.9 auftretende geometrische Faktor

$$f_A^{vol} = \left(1 - \left(\frac{A}{A_S}\right)^{1/3}\right)^3 \tag{5.15}$$

zu berücksichtigen. Damit ergibt sich der von der Gesamtmasse $A_S$ und dem Verhältnis von maximalem Fluß zu Temperatur $\epsilon_0/T$ abhängende Unterdrückungsfaktor

$$f_A(A_S, \epsilon_0/T) = \frac{\left(1 - \left(\frac{A}{A_S}\right)^{1/3}\right)^3}{\left(1 + \frac{2}{5}\frac{\epsilon_0}{T}\left(\frac{A}{A_S}\right)^{2/3}\right)^{\frac{3A}{2}}} . \tag{5.16}$$

Untersucht wird jetzt das Verhältnis der Fragmentproduktion bei E/A=400 MeV und bei E/A=100 MeV. Wie weiter oben bereits erwähnt, wurden für E/A=400 MeV eine Systemgröße von $A_S = 150$ und für E/A=100 MeV eine Größe des Gesamtsystems von $A_S = 400$ festgelegt. Ferner wird angenommen, daß bei den Stoßparametern, die bei E/A=400 MeV zur maximalen Fragmentproduktion führen, kein radialer Fluß auftritt [Lin 93] und auch die *freez-out*-Temperatur die gleiche ist. (Die Annahme einer Flußenergie von 1 MeV führt zu keiner qualitativen Änderung der Ergebnisse.)

Abbildung 5.5 zeigt Rechnungen für verschiedene Werte des Fluß-zu-Temperaturverhältnisses $\epsilon_0/T$ (Kurven). Dargestellt ist das Fragmentproduktionsverhältnis $\xi$(A) von E/A=400 zu E/A=100 MeV

$$\xi(A) = \frac{f_A(A_S = 150, (\epsilon_0/T) = 0)}{f_A(A_S = 400, (\epsilon_0/T)_{100})} / \frac{f_{A=6}(A_S = 150, (\epsilon_0/T) = 0)}{f_{A=6}(A_S = 400, (\epsilon_0/T)_{100})} \,, \tag{5.17}$$

mit der Masse des Systems $A_S = 150$ und keinem Fluß ($\epsilon_0/T = 0$) für E/A=400 MeV sowie $A_S = 400$ und dem Fluß-zu-Temperaturverhältnis $\epsilon_0/T$ für E/A=100 MeV. Der zweite Term stellt die Normierung auf Fragmente der Masse $A = 6$ dar. Den Rechnungen ist das, aus den Ladungsverteilungen nach Abbildung 4.4 gewonnene, gemessene Fragmentproduktionsverhältnis gegenübergestellt. Hier erfolgte die Normierung für Z=3.

Die Daten zeigen einen funktionalen Verlauf, der auch durch die Rechnungen vorausgesagt wird. Man erkennt, daß die Daten für $Z \geq 8$ durch ein Fluß-zu-Temperaturverhältnis von $\epsilon_0/T \approx 1.4$ beschrieben werden. Unterhalb von $Z \approx 8$ sind die Daten nicht sehr sensitiv auf das Fluß-zu-Temperaturverhältnis. Weiterhin ist zu beachten, daß diese einfache Abschätzung Details, wie einen von der Fragmentmasse abhängigen Fluß, nicht berücksichtigt. Der angegebene Wert für das Fluß-zu-Temperaturverhältnis von $\epsilon_0/T$ sollte daher als *"typischer"* Wert für Fragmente mit $Z \geq 8$ betrachtet werden. Mit der Information aus den Energieverteilungen ergibt sich für Fragmente mit $Z = 8$ ein Fluß von $\epsilon_0 \approx 8$MeV ($\langle\epsilon_{flow}\rangle \approx 5$MeV) und ein Temperaturparameter von $T \approx 6$ MeV.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß für die Mehrzahl der Fragmente bei $\Theta_{cm} = 90^o$ im Schwerpunktsystem die mittlere Flußenergie pro Nukleon zwischen $\langle\epsilon_{flow}\rangle \approx 7$ und 16 MeV liegt. Die Verteilungen der kinetischen Energien lassen allerdings erkennen, daß der radiale Fluß von der Fragmentmasse abhängt. Weiterhin wurde anhand eines einfachen Koaleszenzbildes demonstriert, daß der kollektive radiale Fluß die Produktion schwerer Fragmente unterdrückt. Daraus folgt, daß rein statische Modelle, wie zum Beispiel die sta-

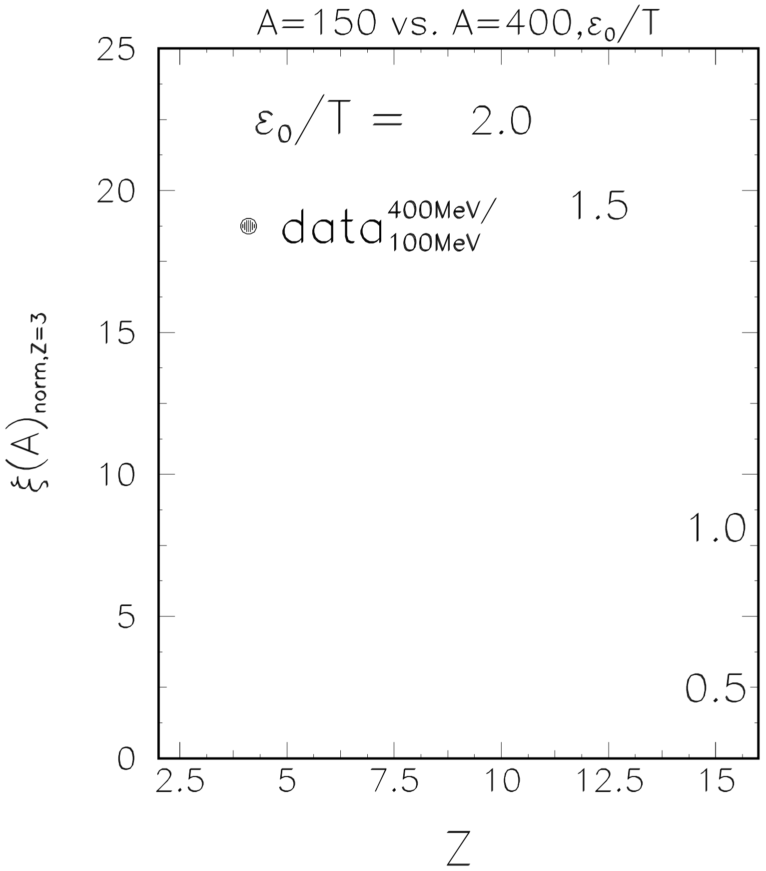


**Abb. 5.5** *: Fragmentproduktionsverhältnis* $\xi(A) = (f_A(A_S = 150, (\epsilon_0/T) = 0)/\ f_A(A_S = 400, (\epsilon_0/T)_{100MeV}))_{norm}$ *für verschiedene Werte des Fluß-zu-Temperaturverhältnisses* $\epsilon_0/T$ *(Kurven). Das experimentelle Ergebnis aus dem Verhältnis der Fragmentproduktion bei E/A=400 MeV und E/A=100 MeV ist durch die Symbole dargestellt. Die gestrichelte Linie dient zur Orientierung.*

tistischen Multifragmentationsmodelle, nur bedingt zur Beschreibung der Multifragmentation in zentralen Stößen geeignet sind.

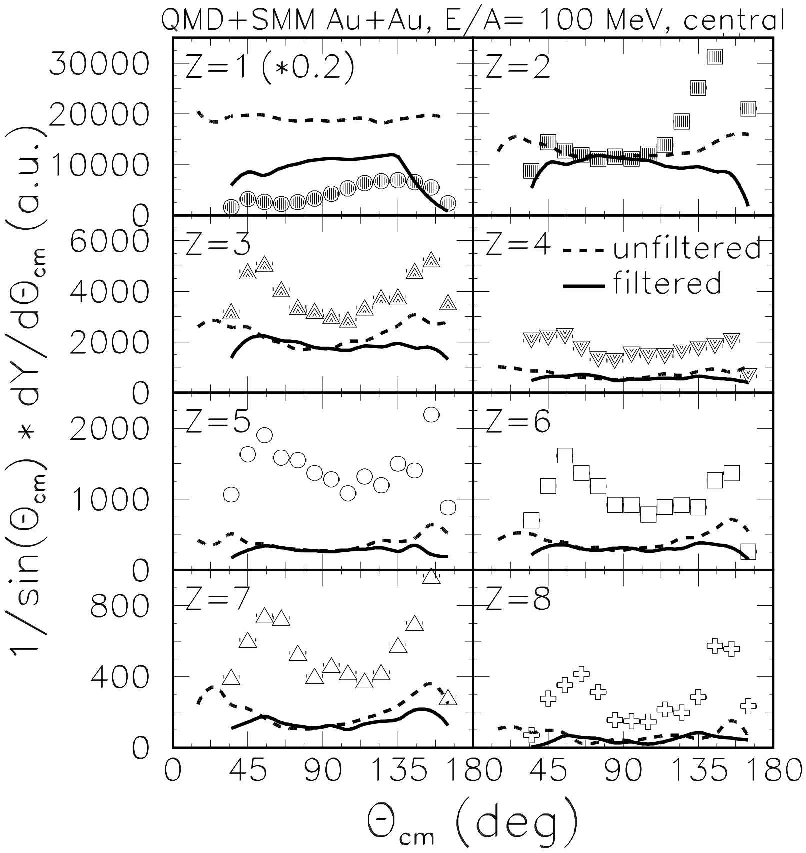


**Abb. 5.6** *: Raumwinkelkorrigierte differentielle Produktionswirkungsquerschnitte* $1/sin(\theta_{cm}) \cdot dY/d\theta_{cm}$ *als Funktion des Schwerpunktwinkels* $\theta_{cm}$ *für die Ladungen Z=1 bis 8. Die Darstellung erfolgt für zentrale Stöße mit* $\hat{b} \in [0, 0.2]$*. Die Linien geben die Ergebnisse von gefilterten und ungefilteren QMD+SMM-Rechnungen wieder.*

## 5.4 Fluß in dynamischen Modellen

In diesem Abschnitt werden die zuvor gemachten Beobachtungen den Ergebnissen von QMD-Rechnungen gegenübergestellt. Damit werden zwei Ziele verfolgt: Zum einen erhofft man sich dadurch Rückschlüsse auf die Ursachen für das Scheitern der QMD+SMM-Rechnungen bei der Beschreibung der mittleren Fragmentmultiplizitäten (siehe Abschnitt 4.6. Zum anderen können mit Hilfe dieser Rechnungen nicht nur die Detektoreinflüsse,

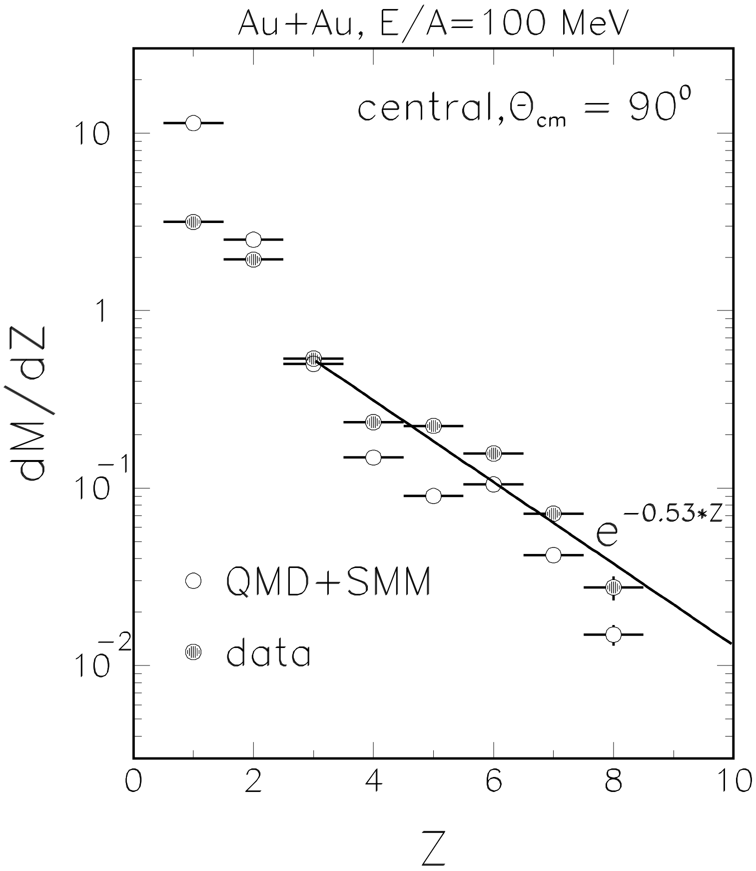


**Abb. 5.7** *: Ladungsverteilung dM/dZ für Teilchen, die im Schwerpunktsystem unter 90° ± 10° emittiert wurden. Es wurden zentrale Ereignisse ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) bei der Einschußenergie E/A=100 MeV ausgewählt. Daten und Rechnungen sind jeweils über die Anzahl der Ereignisse normiert. Die Linie gibt die Anpassung an die vollständige Ladungsverteilung (siehe Abbildung 4.4) in zentralen Stößen wieder.*

sondern auch die Auswirkungen der Ereignisselektion untersucht werden.

Die im folgenden gezeigten QMD+SMM-Rechnungen erfolgten mit einer harten Zustandsgleichung ohne die Berücksichtigung impulsabhängiger Kräfte, aber unter dem Einschluß eines Pauli-Potentials. Alle gezeigten Rechnungen wurden dem in Abschnitt 2.5 besprochenen Filter unterzogen. Entsprechend der Ereignischarakterisierung der experimentellen Daten, fand die Selektion der zentrale Stöße über die Multiplizität der im Miniball/wall "nachgewiesenen" geladenen Teilchen statt. (Die im folgenden gezeigten ungefilterten und gefilterten Rechnungen sind identisch selektiert.) Eine Untersuchung der Effektivität des zentralen Schnittes $\hat{b} \in [0, 0.2]$ ergab, daß für dieses Intervall der mittlere *wahre* Stoßparameter $2.4fm$ und die *rms*-Breite $1fm$ beträgt.

In Abbildung 5.6 sind die Modellvorhersagen den beobachteten raumwinkelkorrigierten differentiellen Produktionswirkungsquerschnitten $1/sin(\theta_{cm}) \cdot dY/d\theta_{cm}$ für die Ladungen Z=1 bis 8 gegenübergestellt. Ein Vergleich zwischen den ungefilterten (unterbrochene Linien) und den gefilterten (durchgezogene Linien) Rechnungen bestätigt, daß die Protonenverteilungen stark durch die Detektoreffizienzen beeinflußt werden, wohingegen die Wirkungsquerschnitte für die schwereren Fragmente im Winkelbereich $\theta_{cm} \in [45^o, 135^o]$ nur geringfügig modifiziert werden.

Wie bereits der in Abschnitt 4.6 vorgestellte Vergleich zwischen der experimentell beobachteten und der von den Modellen vorhergesagten mittleren Fragmentmultiplizität zeigte, ist auch in Abbildung 5.6 die zu geringe, von QMD+SMM berechnete Fragmentmultiplizität zu erkennen. Zum direkten Vergleich werden in Abbildung 5.7 die Ladungsverteilungen unter $\Theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ verglichen. Neben der Unterdrückung von *IMF*s in den Modellrechnungen ist dort auch die Produktion von Wasserstoffisotopen deutlich (um einen Faktor 3) überschätzt. Gleichzeitig belegt Abbildung 5.7, daß die Form der experimentellen Ladungsverteilung in diesem Winkelbereich der Gesamtverteilung für zentrale Stöße folgt (zum Vergleich ist in Abbildung 5.7 die Anpassung an die Gesamtverteilung aus Abbildung 4.4 gezeigt).

Ebenso wie in den experimentellen Verteilungen sind auch in den von QMD+SMM vorhergesagten Winkelverteilungen leichte Überhöhungen im Bereich von $\theta_{cm} \approx 50^o$ und $\theta_{cm} \approx 135^o$ zu erkennen. Diese bevorzugte Emission bei Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkeln zeigt sich noch deutlicher in den ungefilterten Rechnungen. Die Ursache für diese Anisotropie wird aus dem unteren Teil der Abbildung 5.8 deutlich. In diesem Bild sind die (ungefilterten) Winkelverteilungen für Z=3 Fragmente für vier verschiedene Bereiche des in den QMD-Rechnungen als Eingabe verwendeten Stoßparameters gezeigt. Dabei wurden nur die Ereignisse berücksichtigt, die bereits dem Multiplizitätskriterium für zentrale Stöße ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) genügen. Man erkennt, daß die Überhöhung der in Abbildung 5.6 gezeigten Winkelverteilung aller in scheinbar "zentralen" Reaktionen erzeugten (Lithium-) Fragmente auf Stöße mit Stoßparametern von 3 und 4 fm zurückzuführen ist. Während bei $\theta_{cm} \leq 45^o$ und $\theta_{cm} \geq 135^o$ diese nicht-zentralen Reaktionen deutlich dominieren, tragen

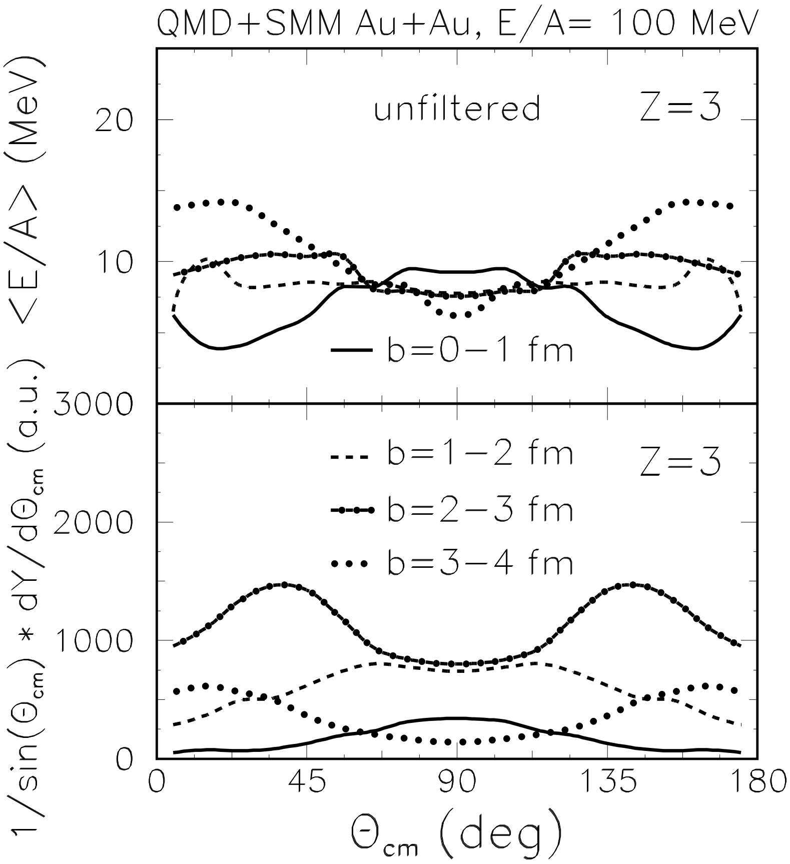


**Abb. 5.8** : *Mittlere Energie pro Nukleon ⟨E/A⟩ (oberes Bild) und raumwinkelkorrigierter differentieller Produktionswirkungsquerschnitt $1/sin(\theta_{cm}) \cdot dY/d\theta_{cm}$ (unteres Bild) als Funktion des Schwerpunktwinkels $\theta_{cm}$ für die Ladung Z=3. Dargestellt sind die ungefilterten Ergebnisse von QMD+SMM-Rechnungen für vier Intervalle des Stoßparameters. Es sind nur die Ereignisse berücksichtigt, die auch dem Multiplizitätskriterium für zentrale Stöße ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) genügen.*

bei $\theta_{cm} \approx 90^o$ Stöße unterhalb und oberhalb von $b = 2fm$ zu etwa gleichen Teilen bei. Die Beobachtung von Fragmenten bei einem Schwerpunktwinkel von $\theta_{cm} = 90^o$ kann somit - zumindest für die vorliegende Reaktion und im Rahmen des QMD+SMM-Modells - als zusätzliches Selektionskriterium für zentrale Reaktionen verwendet werden.

Die mittlere Energie pro Nukleon ⟨E/A⟩ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\theta_{cm}$ ist in Abbildung 5.9 für die Ladungen Z=1 bis 8 gezeigt, die Modellvorhersagen sind durch die Li-

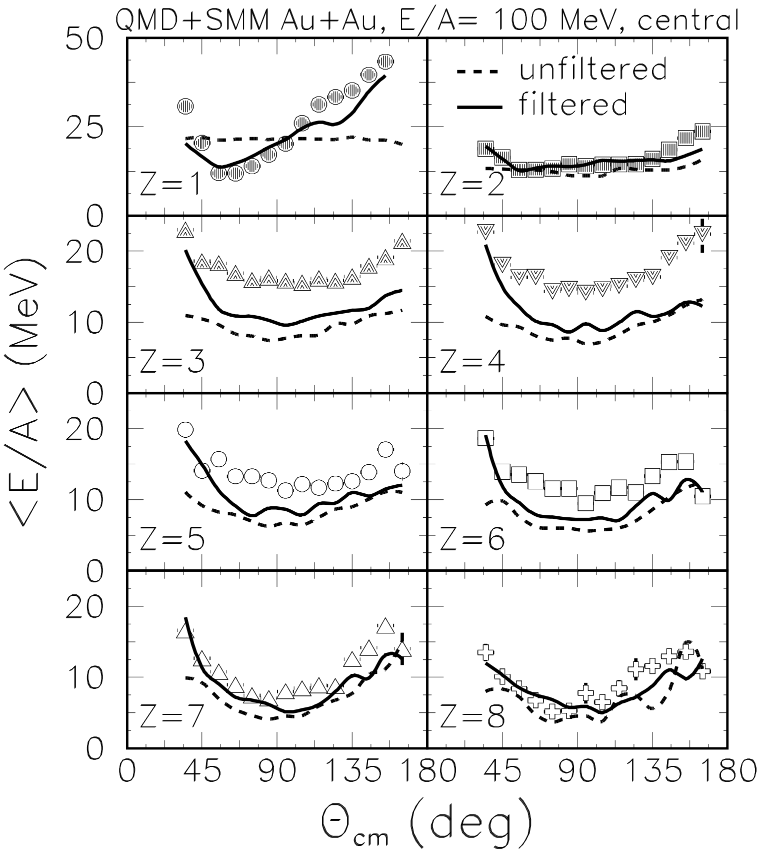


**Abb. 5.9** : *Mittlere Energie pro Nukleon $\langle E/A \rangle$ als Funktion des Schwerpunktwinkels $\theta_{cm}$ für die Ladungen Z=1 bis 8. Die Darstellung erfolgt für zentrale Stöße mit $\hat{b} \in [0, 0.2]$. Die Linien geben die Ergebnisse von gefilterten und ungefilteren QMD+SMM-Rechnungen wieder.*

nien repräsentiert. Die Betrachtung der Unterschiede zwischen ungefilterten (unterbrochene Linien) und gefilterten (durchgezogene Linien) Rechnungen zeigt, daß auch hier für Fragmente mit $Z \geq 2$ die Detektoreffekte im Winkelbereich $\theta_{cm} \in [40^o, 150^o]$ klein sind. Die für Protonen extrahierten mittleren Energien sind jedoch im wesentlichen durch die Detektorakzeptanz dominiert. Für die Fragmente sind die mittleren Energien pro Nukleon aufgrund des Filters etwas zu hoch rekonstruiert, da hier die, durch das Fehlen kleiner Laborwinkel (siehe Abschnitt 2.8) bedingte, untere Energieschwelle im Schwerpunktsystem zum Tragen kommt. Durch Doppeltreffer kommt es zu der leichten Asymmetrie der rekonstruierten Energieverteilung. Da die rekonstruierten Schwerpunktwinkel von der Laborenergie der Fragmente abhängen (siehe Abbildung 2.8), führt eine zusätzliche Energiedeposition zu einer Verschiebung der Verteilung zu kleineren Winkeln. Bei den Schwerpunktwinkeln um $\theta_{cm} = 90°$ sind die Korrekturen am geringsten.

Ein Vergleich der gefilterten QMD+SMM-Rechnungen mit den Daten zeigt, daß die Winkelabhängigkeit qualitativ beschrieben wird. Generell werden jedoch zu kleine mittlere Energien vorausgesagt. Die Winkelabhängigkeit wird bei Betrachtung des oberen Bildes in Abbildung 5.8 verständlich, dargestellt sind die Verteilungen der mittleren Energien für vier verschiedene Bereiche des *wahren* Stoßparameters. Die Ereignisses sind wiederum für den zentralen Schnitt mit $\hat{\mathrm{b}} \in [0, 0.2]$ vorselektiert. Bei dem Schwerpunktwinkel $\theta_{cm} = 90°$ sind die vorausgesagten mittleren Energien unabhängig vom Stoßparameterintervall, während bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln die Reaktionen bei größeren Stoßparametern eine höhere mittlere Energie pro Nukleon zeigen. Die Variation der kinetischen Energien mit dem tatsächlichen Stoßparameter bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln führt dazu, daß eine experimentelle Bestimmung des radialen Flußes in diesem Winkelbereich stark von der Ereignisselektion abhängt. Warum bei dem Schwerpunktwinkel $\theta_{cm} = 90^o$ diese Varation so gering ist, kann hier nicht eindeutig beantwortet werden. Möglicherweise "beobachtet" man bei $\theta_{cm} = 90^o$ im wesentlichen Fragmente aus der *participant*-Region der beiden Stoßpartner. Die Invarianz der mittleren kinetischen Energie E/A ließe sich dann erklären, wenn - vereinfacht ausgedrückt - eine Au+Au Reaktion mit b=$3fm$ bei $\theta_{cm} = 90^o$ so aussieht wie eine zentrale Reaktion des Systems (A=155)+(A=155) (siehe Abbildung 4.3) und falls der radiale Fluß im wesentlichen durch die Einschußenergie pro Nukleon bestimmt wird.

In Abbildung 5.10 sind die unter $\Theta_{cm} = 90^o \pm 10^o$ akkumulierten Energiespektren den von gefilterten QMD+SMM-Rechnungen(Linien) gegenübergestellt. Die jeweiligen Spektren sind mittels der Anzahl der Ereignisse normiert und somit direkt vergleichbar. Qualitativ beschreibt die QMD+SMM-Simulation die experimentellen Spektren. Allerdings werden, wie bereits in Abschnitt 4.4 beobachtet, nicht genügend mittelschwere Fragmente gebildet. Die Betrachtung der Energieverteilungen in Abbildung 5.10 zeigt, daß die Rechnung insbesondere bei hohen kinetischen Energien die Produktion von mittelschweren Fragmenten unterschätzt. Hier findet sich gleichzeitig die Überproduktion von Wasserstoffisotopen.

Diese Beobachtung legt nahe, die summierte Energieverteilung aller beobachteten Nukleonen zu betrachten. Die Fragmente wurden bei der Summierung jeweils mit dem Faktor

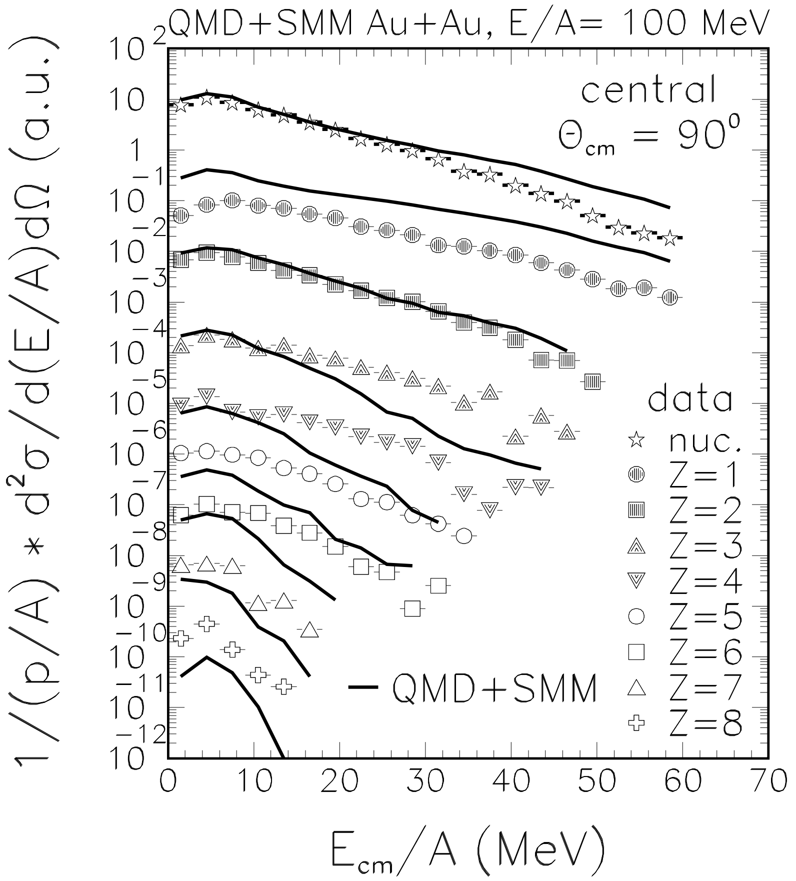


**Abb. 5.10** : *Doppeltdifferentieller invarianter Wirkungsquerschnitt $1/(p/A)\cdot d^2\sigma/d(E/A)d\Omega$ als Funktion von $E_{cm}/A$ für Teilchen, die im Schwerpunktsystem unter $90^o \pm 10^o$ emittiert wurden. Die Spektren sind relativ zur Protonenverteilung jeweils um einen Faktor 10 skaliert. Das obere Spektrum stellt die summierte Energieverteilung aller beobachteten Nukleonen dar. Die Ergebnisse der QMD+SMM Rechnungen sind durch die Linien repräsentiert. Es wurden zentrale Ereignisse ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) bei der Einschußenergie E/A=100 MeV ausgewählt. Experiment und Theorie sind jeweils über die Anzahl der Ereignisse normiert und daher direkt vergleichbar.*

$2 \cdot Z$ gewichtet. Die oberste Verteilung in 5.10 zeigt das $\Theta_{cm} = 90^o$-Spektrum aller beobachteten Nukleonen. Diese Verteilung wird durch die QMD+SMM-Rechnungen bis etwa $E_{cm}$/A=40 MeV gut wiedergegeben. Dieser Vergleich zeigt, daß die Phasenraumverteilung der Nukleonen in QMD+SMM für zentrale Stöße gut beschrieben wird, nicht aber die

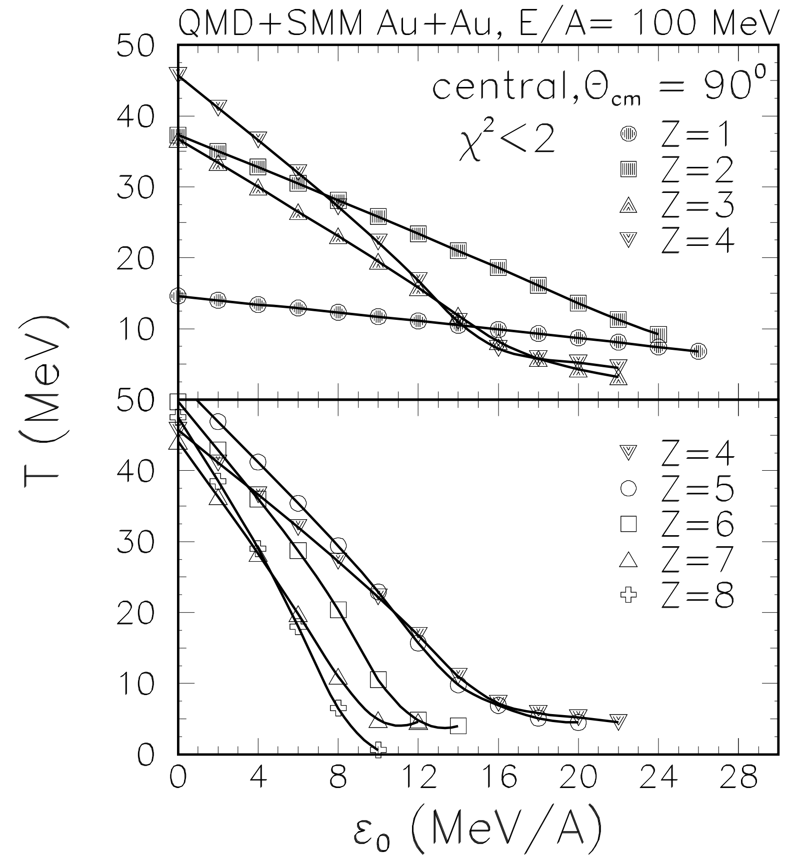


**Abb. 5.11** *: Temperaturparameter T als Funktion des Flußenergie $\epsilon_0$ für Anpassungen nach Gleichung 5.2 an die, von QMD+SMM vorausgesagten, Spektren nach Abbildung 5.10. Bei Vorgabe der maximalen Flußenergie $\epsilon_0$ wurde der Temperaturparameter T angepaßt. Das obere Bild zeigt die Ergebnisse für die Ladungen Z=1 bis 4, das untere Bild die Ergebnisse für die Ladungen Z=4 bis 8. Es sind nur Anpassungen mit einem $\chi^2 < 2$ dargestellt.*

Verteilungen im Ladungsraum, also die Fragmentbildung. Dies belegt eindrucksvoll, daß dynamische Variablen von Nukleonen in einem engen Zusammenhang mit der Fragmentdynamik stehen, und daß zum Beispiel die Vergleiche des Nukleonenflusses mit Ergebnissen von mikroskopischen Theorien sowohl die Observablen der Nukleonen als auch die der Fragmente zu berücksichtigen haben (siehe dazu auch [Poc 91](Seite 119) und [Ono 93]).

Beschreibt man die in Abbildung 5.10 gezeigten Verteilungen, die mit QMD+SMM gewonnen wurden, wie die Daten durch eine Überlagerung einer thermischen Verteilung und einer radialen Expansion, das heißt, man nimmt Anpassungen nach Gleichung 5.2 vor, so ergeben sich die in Abbildung 5.11 gezeigten Relationen zwischen der "Temperatur" $T$ und der maximalen Flußenergie $\epsilon_0$. In qualitativer Übereinstimmung mit den Daten findet man auch hier eine Abnahme des Flusses für die schweren Fragmente Z$\geq$6. Dagegen wird die experimentell beobachtete Reduktion des Flusses zu kleinen Massen hin nicht beschrieben. Entsprechend ergeben sich aus der zu hohen Anzahl von Protonen bei großen Energien in QMD+SMM zu hohe Temperaturen und/oder zu hohe Flußwerte.

## 5.5 Komponenten des radialen Flusses

Die bisherige Analyse ging davon aus, daß sich die kinetischen Energien der Fragmente aus einer zufälligen (thermischen) und einer kollektiven radialen Komponente zusammensetzen. Dabei kann dieser radiale Anteil mehrere verschiedene Ursachen haben:

- Die Kompression der Kernmaterie in einem zentralen Au+Au Stoß bei E/A=100 MeV ($\rho/\rho_0 \approx 1.5 - 1.8$, siehe z.B. [Stö 81, Aic 91, Dan 92]) und die anschließende Dekompression kann zu einem kollektiven Fluß von – abhängig von der Wahl der Kernzustandsgleichung – bis zu 10 MeV pro Nukleon führen. Zu beachten ist allerdings, daß ein Teil dieser Dekompressionsenergie während der Expansion in thermische Energie umgewandelt wird.

- Der thermische Druck führt zu einer radialen Expansion.

- Die Coulombabstoßung verursacht ebenfalls radiale Impulskomponenten. Für eine – zuvor diskutierte – Volumenemission ist die Coulombenergie eines Fragmentes, das im Abstand $r$ vom Zentrum emittiert wird, proportional zu $Z(r)/r$, wobei $Z(r)$ die Ladung innerhalb der Kugel mit dem Radius $r$ ist. Demnach ist die Coulombenergie pro Ladung (und damit etwa pro Nukleon) proportional zu $r^2$ und zeigt somit eine radiale Abhängigkeit, welche mit einer selbstähnlichen Expansion konsistent ist.

Insbesondere der letzte Punkt läßt vermuten, daß eine experimentelle Separation der unterschiedlichen Flußkomponenten sehr schwierig ist. Möglicherweise kann durch Analyse verschiedener Isotope geklärt werden, ob der radiale Fluß bevorzugt ladungs- oder massenabhängig ist. Eine Unterscheidung des thermischen (zufälligen) Anteils von dem kollektiven

Anteil ist vielleicht durch Untersuchung azimutaler Korrelationen bei $\Theta_{cm} = 90°$ möglich. Dies werden über diese Arbeit hinausgehende Analysen zeigen. Für eine qualitative Diskussion der verschiedenen Beiträge zum radialen Fluß wird im folgenden auf die Ergebnisse von Modellrechnungen mit dem *Expanding Emitting Source*-Modell (EES) von W. Friedman [Fri 88, Fri 90] zurückgegriffen.

Das EES-Modell beschreibt den Zerfall eines angeregten expandierenden Systems durch (sequentielle) Teilchenemission. Die Anregungsenergie ist dabei zunächst rein thermisch ($E_{therm}$). Die Expansion beginnt bei normaler Kerndichte ($\rho/\rho_0 = 1$) und wird durch den thermischen Druck hervorgerufen. Zusätzlich kann in diesem Modell dem System zu Beginn eine Dekompressionsenergie ($E_r$), die zu einem radialen Fluß führt, verliehen werden.

Die Symbole in Abbildung 5.12 zeigen die gemessene mittlere kinetische Energie pro Nukleon $\langle$E/A$\rangle$ bei $\Theta_{cm} = 90°$ als Funktion der Fragmentladung. Die Histogramme sind die Ergebnisse einer EES-Rechnung mit einer ausschließlich thermischen Anregung von $E_{therm}/A$=20 MeV; der ab initio Fluß wurde auf Null gesetzt ($E_r/A = 0$ MeV). (Mit dieser Parameterkombination wird bei dem Schwerpunktwinkel $\Theta_{cm} = 90°$ sowohl die Fragmentmultiplizität ($M_{4\pi}^{ESS,90^o} \approx 6.8$) als auch die Ladungsverteilung für Fragmente gut wiedergegeben.) Die berechneten mittleren kinetischen Energien liegen im Bereich der experimentellen Werte (Symbole in Abbildung 5.12).

Die in Abbildung 5.12 unterschiedlich gekennzeichneten Bereiche markieren die verschiedenen Anteile an der gesamten kinetischen Energie. Der rein thermische Anteil ($T$) ist – insbesondere für größere Ladungen – relativ gering und spiegelt eine typische Emissionstemperatur von 6-7 MeV wider. Der Coulombanteil ($C$) macht etwa 25 Prozent der gesamten mittleren kinetischen Energie aus. Der dominante Anteil ist der (thermisch bedingte) kollektive radiale Fluß ($F$) sowie der durch die Annahme einer Oberflächenemission entstehende Mischterm ($F \times T$) zwischen radialem Fluß und den zufälligen, aber stets nach außen gerichteten, thermischen Impulskomponenten.

Während der kollektive Flußanteil $F$ keine oder nur eine sehr geringe Abhängigkeit von der Fragmentladung zeigt, sinkt der Mischterm $F \times T$ infolge kleiner werdender thermischer Komponenten wie auch der Coulombanteil $C$ mit wachsender Fragmentladung. Die Summe aller Flußbeiträge $C + F + (F \times T)$ zeigt daher ebenfalls einen Abfall mit steigender Ladung, wobei die experimentelle Ladungsabhängigkeit jedoch nur qualitativ reproduziert wird.

Obwohl die Mittelwerte der kinetischen Energien gut wiedergegeben werden, belegt Abbildung 5.13, daß das EES-Modell – zumindest mit diesem Parametersatz ($E_{therm}/A$=20

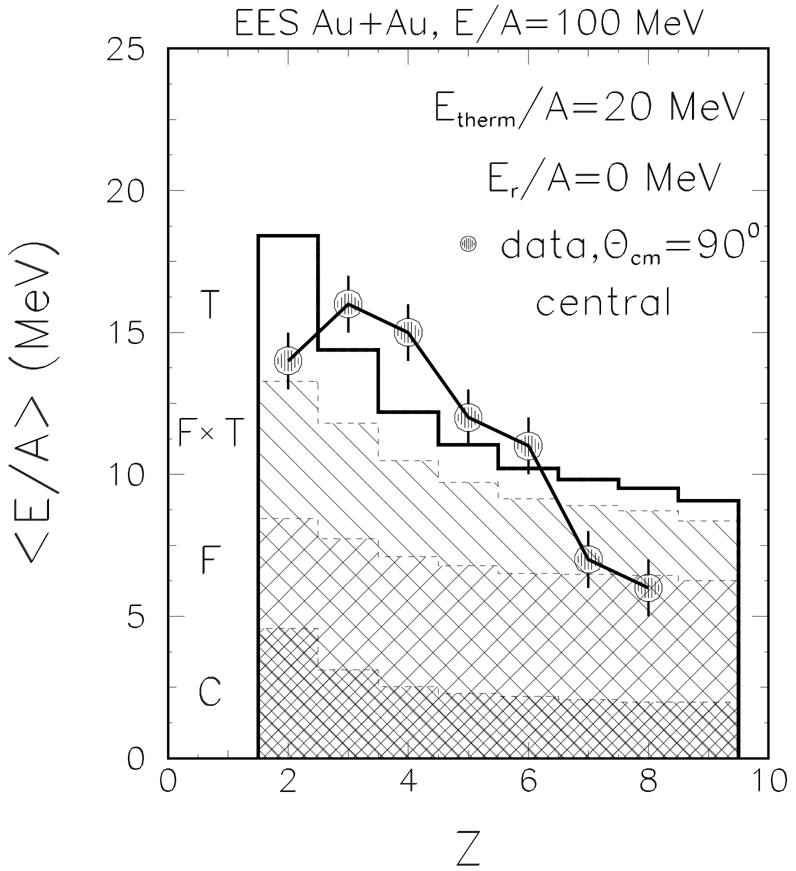


**Abb. 5.12** : *Mittlere Energie pro Nukleon als Funktion der Fragmentladung im EES-Modell. Die Rechnung erfolgte mit einer thermischen Energie pro Nukleon von $E_{therm}/A$=20 MeV für ein System von 2·197 Nukleonen ohne anfänglichen radialen Fluß. Es sind die Anteile von Coulomb (C), dem radialen Fluß (F), dem Mischterm von Fluß und Temperatur ($F \times T$) sowie der thermische Anteil (T) unterschieden. Die experimentellen, aus der Analyse der Fragmentspektren unter $\Theta_{cm} = 90^o$ bestimmten, mittleren kinetischen Energien pro Nukleon $\langle E/A \rangle$ sind durch die Symbole wiedergegeben.*

MeV, $E_r/A = 0$ MeV) – nicht die Form der Energiespektren reproduziert. Der zu steile Abfall bei hohen Energien läßt auf fehlende, zufällig verteilte Impulskomponenten schließen. Eine mögliche Ursache könnten nichtberücksichtigte Vielkörper–Wechselwirkungen (Coulomb) zwischen den Fragmenten sein. Der zu geringe Wirkungsquerschnitt bei kleinen

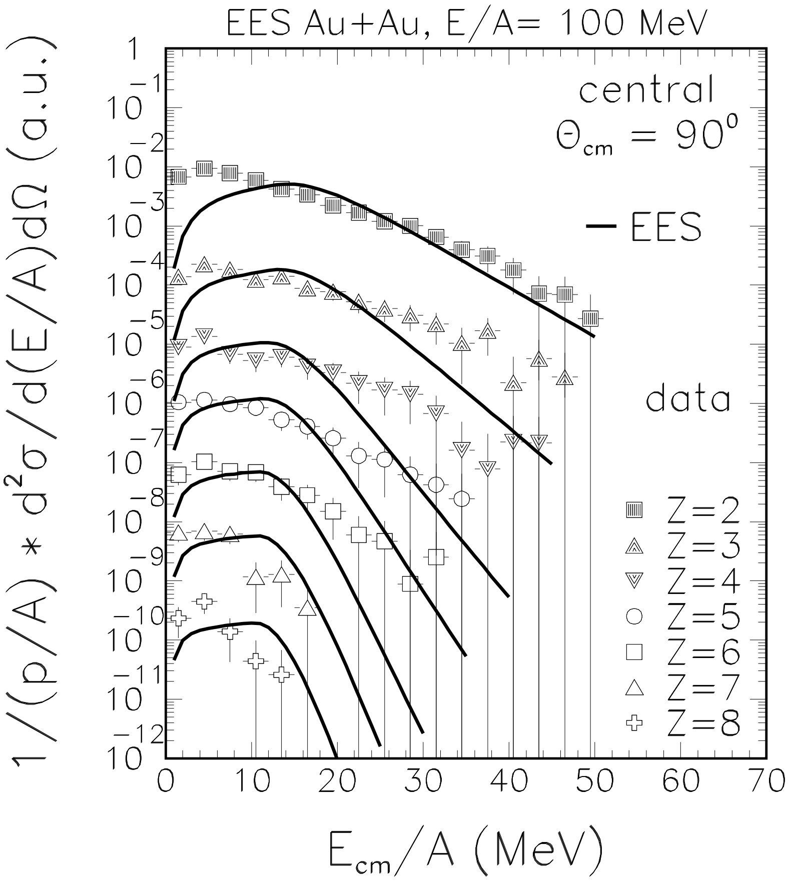


**Abb. 5.13** : *Doppeltdifferentieller invarianter Wirkungsquerschnitt $1/(p/A) \cdot d^2\sigma/d(E/A)d\Omega$ als Funktion von $E_{cm}/A$ für Teilchen, die im Schwerpunktsystem unter $90^o \pm 10^o$ emittiert wurden. Die Spektren sind relativ zur Protonenverteilung jeweils um einen Faktor 10 skaliert. Die Ergebnisse der EES-Simulation sind durch die Linien repräsentiert. Die Rechnung erfolgte mit einer thermischen Energie pro Nukleon von $E_{therm}/A$=20 MeV für ein System von 2·197 Nukleonen ohne anfänglichen radialen Fluß. Es wurden zentrale Ereignisse ($\hat{b} \in [0, 0.2]$) bei der Einschußenergie E/A=100 MeV ausgewählt. Experiment und Theorie sind jeweils normiert und daher direkt vergleichbar.*

Fragmentenergien ist vermutlich eine Folge der angenommenen Oberflächenemission und scheint so eine frühere Vermutung [DeS 93] zu bestätigen, daß bei Einschußenergien oberhalb von E/A≈100 MeV die Volumenemission signifikante Beiträge zu den Spektren bei niedrigen Fragmentenergien liefert.

Ob und welche Kombinationen aus anfänglicher thermischer Energie $E_{therm}$ und kollektiven Komponenten $E_r$ eine Beschreibung der experimentellen Ergebnisse in Abbildung 5.12 erlauben, wird zur Zeit von W. Friedman untersucht [Fri 94]. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, daß sich zumindest die aus Abbildung 5.12 zu entnehmende relative Bedeutung der einzelnen Komponenten bei einer Variation der Anfangsparameter qualitativ nicht ändert. Darüberhinaus zeigt eine Betrachtung der Abbildungen 5.12 und 5.13, daß die Information, die in den Energiespektren enthalten ist, sich nicht allein auf die mittlere Energie reduzieren läßt, sondern daß die Form der Energieverteilungen weitergehende Informationen über den Aufbruchsprozeß enthält.

# Kapitel 6

# Transversaler Impulsübertrag und Energiedeposition

Die Modellvergleiche in Kapitel 4 haben gezeigt, daß die Fragmentation im QMD-Modell nicht zufriedenstellend beschrieben werden kann. Als mögliche Ursache in peripheren Reaktionen bei der Einschußenergie von E/A=400 MeV wurde eine unzureichende Deposition von Anregungsenergie im System erwähnt.

Generell kann man eine Relation zwischen der Energiedeposition im *spectator* und dem kollektiven Impulsübertrag auf ihn erwarten. Bei hohen Energien kann ein Teil der *spectator*-Anregung durch Abscheren des Überlappbereichs erklärt werden [Hub 92a]. Ein signifikanter Anteil der Anregungsenergie wird aber vermutlich durch Absorption von in der Reaktionszone gestreuten Nukleonen durch den *spectator* erfolgen. Aufgrund der Anisotropie der Nukleon-Nukleon Streuung bei hohen Energien [Cug 81] und der Geometrie des Target-Projektilsystems in einem peripheren Stoß kann dadurch eine Korrelation zwischen Anregungsenergie und transversalem Impulstransfer erwartet werden.

Die Untersuchung des Impulsübertrages sollte Rückschlüsse darauf zulassen, wie groß die Anregungsenergiedeposition ist, bzw. wie sie von der Stoßgeometrie abhängt.

Der Impulsübertrag auf den *spectator* führt zu einer transversalen Ablenkung des *Pre*-fragments (*bounce*). Der folgende Zerfall sollte im wesentlichen isotrop im System des *Pre*-fragments sein, und damit der transversale Schwerpunkt des *Pre*-fragments mit dem der gebundenen Ladung identisch sein. Die Untersuchung der Ablenkung erfolgt in Betrachtung des Ablenkwinkels der gebundenen Ladung bei Projektilrapidiät, also des *spectator*s.

Mit dem Wort *Bounce* wird im folgenden das mittlere Verhältnis $\langle \mathrm{P}_\perp/\mathrm{P}_{||}\rangle_{cm}$ der Beträge von transversalem zu longitudinalem Gesamtimpuls der gebundenen Ladung ($Z \geq 2$) im Au+Au-Schwerpunktsystem bezeichnet. Berücksichtigt werden nur Ladungen bei Projektilgschwindigkeit ($y/y_0 > 0.7$), um den *spectator* zu untersuchen. Hierbei ist der Transversalimpuls $\vec{P}_{\perp_{cm}}$ durch

$$\vec{P}_{\perp_{cm}} = \sum_{Z\geq 2}^{y_i/y_0>0.7} \vec{p}_{\perp_{cm}i} \tag{6.1}$$

und der Longitudinalimpuls $\vec{P}_{||_{cm}}$durch

$$\vec{P}_{||_{cm}} = \sum_{Z\geq 2}^{y_i/y_0>0.7} \vec{p}_{||_{cm}i} \ , \tag{6.2}$$

gegeben, wobei $\vec{p}_{\perp_{cm}i}$ den transversalen und $\vec{p}_{||_{cm}i}$ den longitudinalen Schwerpunktimpuls des $i$-ten Teilchens darstellen.
Zunächst werden die Ergebnisse der Modellrechnungen gezeigt, um die Methode zu illustrieren und die Auswirkung der Auflösung des Detektors und des verwendeten *Pseudo-Tracking*s zu diskutieren.

## 6.1 Modellrechnungen

Abbildung 6.1 zeigt das Ergebnis von ungefilterten QMD-Rechnungen. Es ist der *Bounce* $\langle \mathrm{P}_\perp/\mathrm{P}_{||}\rangle_{cm}$ als Funktion des Stoßparameters $\mathrm{b}_{QMD}$ aufgetragen, das obere Bild zeigt die Rechnungen für eine harte, das untere Bild für eine weiche Zustandsgleichung. Im Bild werden QMD-Rechnungen den Ergebnissen von QMD+SMM gegenübergestellt, das heißt die Vorhersagen vor bzw. nach erfolgtem statistischen Zerfall. Die Kurven für QMD und QMD+SMM liegen aufeinander, man erwartet dieses Verhalten, da das SMM einen isotropen Zerfall der *Pre*fragmente beschreibt und sich der Impulsschwerpunkt des Gesamtsystems daher nicht verändern sollte.

Für zentrale Reaktionen wird ein *Bounce* von $\langle \mathrm{P}_\perp/\mathrm{P}_{||}\rangle_{cm} = 0.6$ erreicht. Ein *Bounce* von 0.6 entspricht einem Flußwinkel von etwa 30° im Schwerpunktsystem und damit den von anderen Gruppen in zentralen Reaktionen beobachteten Flußwinkeln [Gus 84]. Man sieht hier also die Ausläufer der Flußverteilung, da nur Ladungen bei Projektilrapidität betrachtet werden. Die Ablenkung $\langle \mathrm{P}_\perp/\mathrm{P}_{||}\rangle_{cm}$ des *spectators* nimmt monoton mit zunehmendem

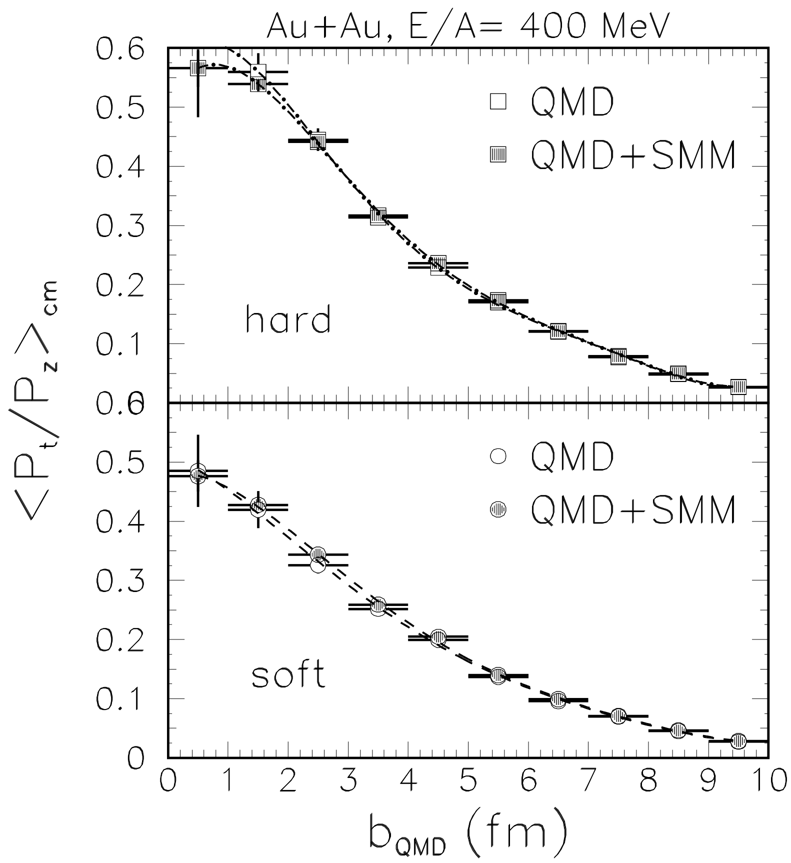


**Abb. 6.1** *: Bounce $\langle P_\perp/P_{||}\rangle_{cm}$ als Funktion des Stoßparameters b. Die Ergebnisse für eine harte Zustandsgleichung und impulsabhängige Kräfte sind für QMD und QMD+SMM im oberen Bild dargestellt, das untere zeigt die Resultate für eine weiche Zustandsgleichung und impulsabhängige Kräfte.*

Stoßparameter ab und erreicht bei 10 fm nahezu Null ($P_\perp$ ist positiv definit). Generell ist die Ablenkung für eine Zustandsgleichung kleinerer Kompressibilität geringer als für eine harte Zustandsgleichung, dieser Effekt ist für kleine Stoßparameter stärker ausgeprägt.

Theorie-Experimentvergleiche sind nur unter Berücksichtigung der Akzeptanz und der Auflösung des Detektors möglich. Insbesondere wird im vorliegenden Experiment die Impulsrekonstruktion über das in Abschnitt 2.4 vorgestellte *Pseudo-Tracking* vorgenommen,

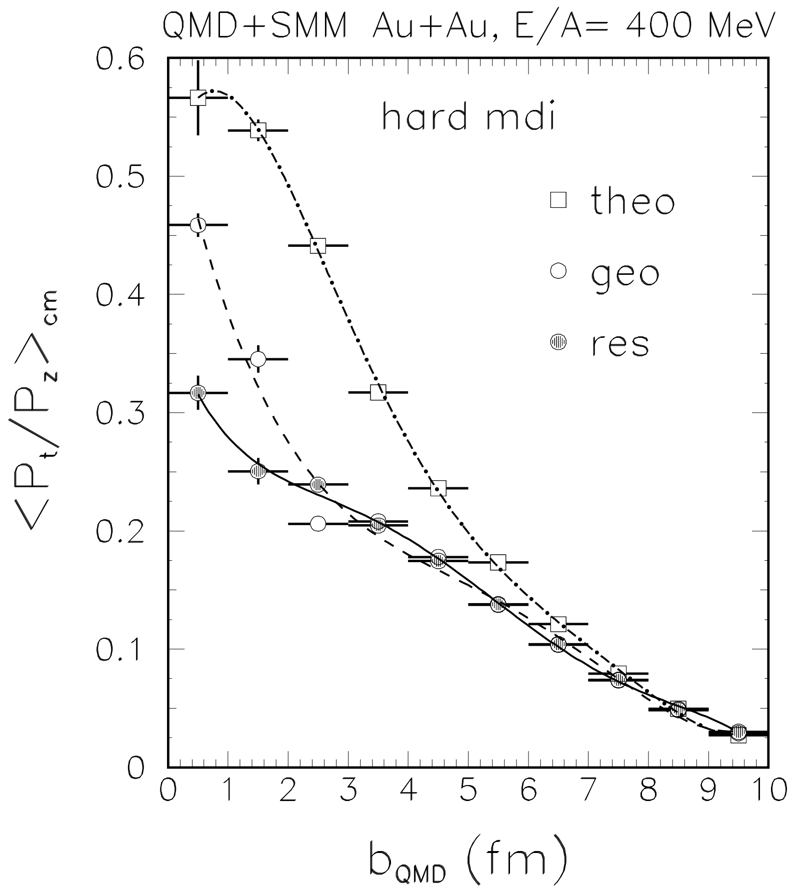


**Abb. 6.2** *: Bounce $\langle P_\perp/P_{||}\rangle_{cm}$ als Funktion des Stoßparameters b. Dargestellt sind am Beispiel von QMD+SMM für eine harte Zustandsgleichung und impulsabhängige Kräfte die Detektoreffekte. Die offenen Symbole beschreiben den rein geometrischen Effekt, die geschlossenen Symbole ergeben sich unter zusätzlicher Berücksichtigung der Auflösung der Flugzeitwand.*

da der eigentliche *Tracking*-Detektor des Spektrometers (die TP-MUSIC) nicht mit den hohen Strahlraten betrieben werden konnte. Die Detektoreffekte werden anhand von Abbildung 6.2 diskutiert. Wie in Kapitel 4 gezeigt, werden die Fragmentverteilungen am besten von einer harten Zustandsgleichung mit impulsabhängigen Kräften beschrieben, daher erfolgt die Diskussion für diesen Parametersatz. Die offenen Quadrate in Abbildung 6.2 zeigen zunächst nochmal zum Vergleich die ungefilterten Modellergebnisse als Funktion des Stoßparameters b. Der geometrische Effekt der Flugzeitwand ist durch die offenen Kreise dargestellt, durch die begrenzte transversale Akzeptanz wird insbesondere bei Reaktionen mit einem Stoßparamter von $b \leq 6fm$ ein kleinerer mittlerer *Bounce* gemessen. Wird auch die Auflösung der Flugzeitwand in Ort, Flugzeit und Ladung sowie das *Pseudo-Tracking* berücksichtigt, erhält man die Kurve mit den geschlossenen Kreisen. Oberhalb von $b \approx 3fm$ beinflußen Auflösungseffekte nicht die Größe des extrahierten transversalen Impulstransfers.

## 6.2 Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 6.3 zeigt den gemessenen mittleren *Bounce* als Funktion der gebundenen Ladung $Z_{bound}$ in der Flugzeitwand. Zunächst erkennt man, daß im Vergleich zu Abbildung 6.2 kleinere absolute *Bounce*-Werte bei kleinem $Z_{bound}$ gemessen werden. Die geringe Variation von $Z_{bound}$ bei kleinen Stoßparametern (siehe Abbildung A.4) führt hier zu einer Integration über Stoßparameterintervalle und damit zu *Bounce*-Werten, die eine kleinere absolute Größe haben.

Der Vergleich von QMD+SMM-Rechnung und experimentellen Daten zeigt, daß für zentrale Stöße ($Z_{bound} < 35$) der vorhergesagte und der gemessene Verlauf gut übereinstimmen, für periphere Reaktionen ($Z_{bound} > 35$) beträgt der Unterschied dann etwa 30 Prozent. Die harte Zustandsgleichung wird favorisiert. Darüber hinausgehende quantitative Aussagen sollen hier nicht getroffen werden, dies wird die Aufgabe von zukünftigen Experimenten sein, die eine bessere Impulsauflösung haben.

Die qualitative Übereinstimmung beinhaltet jedoch schon eine beträchtliche Information. Mit der Achse $Z_{bound}$ ist eine Abszisse gewählt, der die Anregungsenergie widerspiegelt. Die Übereinstimmung besagt, daß die Korrelation von Anregungsenergie und Impulsübertrag in den Modellrechnungen richtig beschrieben wird, nicht aber notwendigerweise die individuellen Größen. Um die Frage zu untersuchen, ob QMD den Impulstransfer richtig beschreibt, muß der *bounce* daher als Funktion einer unabhängigen Größe betrachtet werden.

Abbildung 6.4 zeigt den *Bounce* als Funktion des reduzierten (untere Achse) und absoluten (obere Achse) Stoßparameters. Der Vergleich zeigt, daß die Korrelation zwischen Impulsübertrag und Stoßparameter im Modell auch in zentralen Stößen schlechter als die

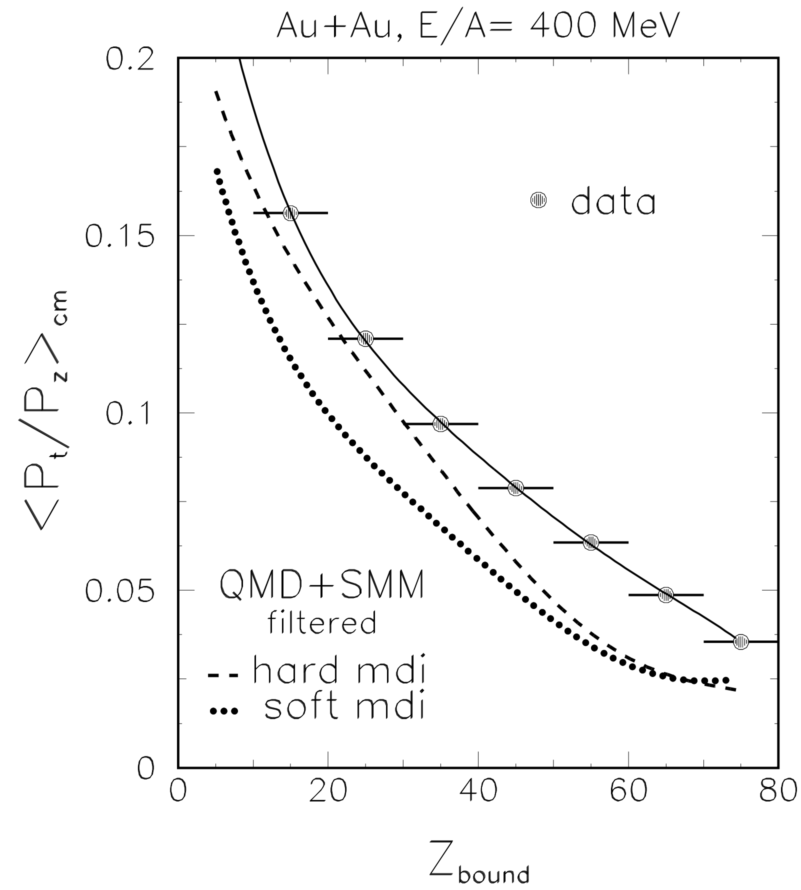


**Abb. 6.3** *: Bounce $\langle P_\perp/P_{||}\rangle_{cm}$ als Funktion der gebundenen Ladung $Z_{bound}$. Die durch die Linie verbundenen Symbole stellen das experimentelle Ergebnis dar. Die Kurven beschreiben die gefilterten QMD+SMM-Rechnungen für eine harte (gestrichelt) und eine weiche Zustandsgleichung (gepunktet) und impulsabhängige Kräfte.*

Relation zwischen *bounce* und $Z_{bound}$ beschrieben wird. Das experimentelle Ergebnis besagt, daß schon in Stößen mit 10 fm ein *Bounce* erreicht wird, der in den Modellen erst für deutlich zentralere Stöße (6 fm) vorhergesagt wird. Geht man von der – wahrscheinlich zu einfachen – Annahme aus, daß die Energiedeposition quadratisch von dem Impulstransfer abhängt, so weisen die Daten in Abbildung 6.4 auf eine deutlich höhere Energiedeposition durch Nukleonenabsorption hin. Detaillierte Vergleiche mit den Modellrechnungen

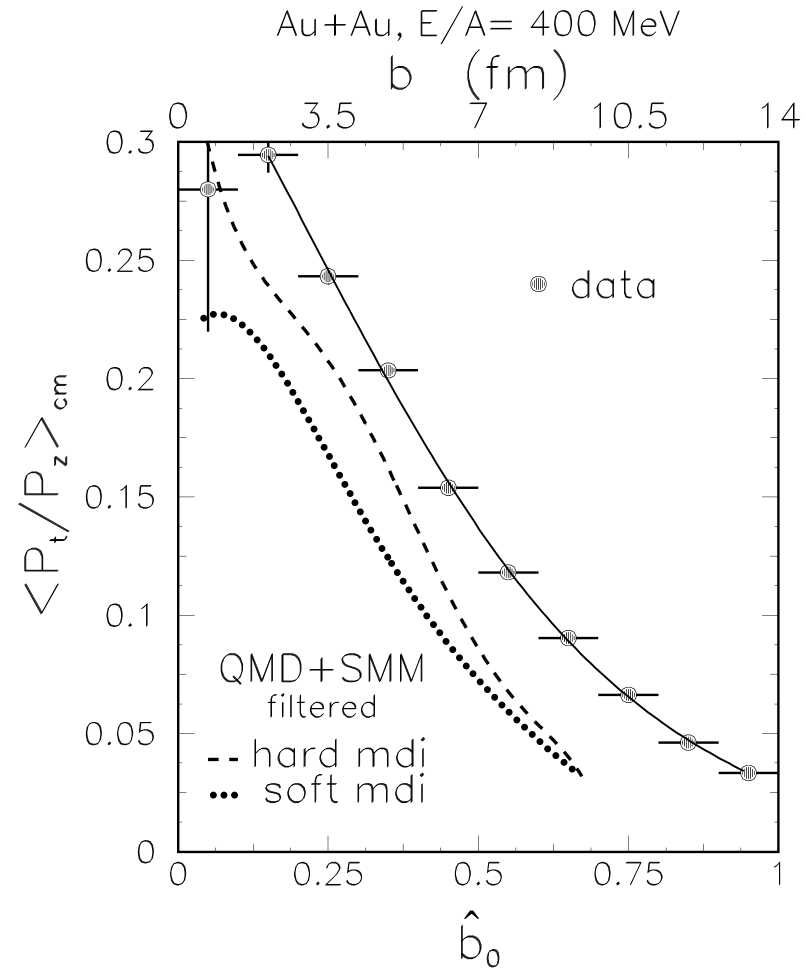


**Abb. 6.4** : *Bounce $\langle P_\perp/P_{||}\rangle_{cm}$ als Funktion des rekonstruierten Stoßparameters $\hat{b}_0$. Die durch die Linie verbundenen Symbole stellen das experimentelle Ergebnis dar. Die Kurven beschreiben die gefilterten QMD+SMM-Rechnungen für eine harte (gestrichelt) und eine weiche Zustandsgleichung (gepunktet) und impulsabhängige Kräfte. Die Werte für den absoluten Stoßparameter in fm sind am oberen Bildrand angegeben.*

werden zeigen, ob sich diese Diskrepanz z.B. durch Veränderungen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungsquerschnitte [Ber 88a, DeJ 89] reduzieren oder sogar beseitigen läßt und ob sich so eine bessere Beschreibung der beobachteten Fragmentmultiplizitäten ergibt.

# Kapitel 7

# Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Multifragmentation in Au+Au Reaktionen im Energiebereich zwischen 100 und 400 MeV pro Nukleon wurde an der GSI in Darmstadt ein gemeinsames Experiment zwischen der ALADiN/LAND-Kollaboration und der MINIBALL-Gruppe der Michigan State University durchgeführt. Durch die Kombination der verschiedenen Detektorsysteme wurde eine hohe Nachweiseffizienz für Fragmente in fast $4\pi$ Geometrie erreicht.

Bei E/A=100 MeV wird die maximale mittlere Fragmentmultiplizität von 12±1 im Bereich zentraler Reaktionen beobachtet, wohingegen bei E/A=400 MeV das Maximum der Multiplizität von 9 *IMF*s bei einem Stoßparameter von etwa $9fm$ liegt. Normiert man diese maximale Multiplizität jedoch auf die jeweilige Größe des fragmentierenden Systems - etwa 400 Nukleonen in der zentralen Au+Au Reaktion bei 100 MeV und 2×150 Nukleonen in der peripheren Reaktion bei 400 MeV - so findet man in beiden Fällen eine Fragmenthäufigkeit, die *einem* Fragment pro 33 Nukleonen entspricht.

Neben dieser Gemeinsamkeit konnten allerdings auch Unterschiede festgestellt werden. So folgt im Bereich der maximalen Fragmentmultiplizität bei E/A=400 MeV die Fragmentverteilung einem Potenzgesetz, wohingegen bei E/A=100 MeV eine exponentielle Abhängigkeit beobachtet wird. In früheren Analysen der Aufbruchsdynamik des in peripheren Reaktionen erzeugten Projektil-*spectators* bei relativistischen Energien wurde kein signifikanter kollektiver, radialer Fluß festgestellt [Lin 93]. Dagegen weisen die in zentralen Au+Au Kollisionen bei E/A=100 MeV beobachteten kinetischen Energiespektren der Fragmente bei $\Theta_{cm}$=90° im Schwerpunktsystem auf mittlere Flußenergien pro Nukleon von typisch $\langle \epsilon_{flow} \rangle \approx$10 MeV hin. Allerdings erlaubt es die Form der Energiespektren nicht, den thermischen und den kollektiven Anteil der mittleren kinetischen Energie der Fragmente eindeutig zu separieren. Trotz dieser Einschränkung ergibt sich allerdings zweifelsfrei, daß die Energieverteilungen der verschiedenen Fragmente nicht mit ein und derselben radialen Flußenergie pro Nukleon reproduziert werden können.

Zum Verständnis des Unterschiedes der Fragmentverteilungen in zentralen und peripheren Reaktionen wurde ein einfaches Modell entwickelt, das den Einfluß des kollektiven, radialen Flusses auf die Fragmentbildung berücksichtigt. Diese Rechnung demonstriert anhand eines Koaleszenzbildes im Impulsraum, daß ein radialer Fluß die Produktion schwerer Fragmente unterdrückt. Aus den relativen Produktionswirkungsquerschnitten für Fragmente bei E/A= 100 und 400 MeV kann - für die Reaktion bei 100 MeV - ein Verhältnis zwischen der mittleren Flußenergie pro Nukleon und der, die zufälligen Impulskomponenten charakterisierenden, Temperatur von etwa 1.4 abgeleitet werden. Durch Kombination mit den, aus den Energieverteilungen gewonnenen, Relationen zwischen der (scheinbaren) Temperatur und dem radialen Fluß kann für Z=8 Fragmente eine typische mittlere Flußenergie pro Nukleon von $\langle\epsilon_{flow}\rangle \approx$5 MeV und ein Temperaturparameter von etwa 6 MeV abgeschätzt werden.

Als eine weitere Konsequenz der Existenz des radialen Flusses in zentralen Reaktionen ergibt sich, daß rein statische Modelle nur bedingt zur Beschreibung der Multifragmentation in diesen zentralen Stößen geeignet sind. Allerdings kann auch im Rahmen des *Quanten-Molekular-Dynamik*-Modells (QMD) nur eine qualitative Reproduktion der Stoßparameterabhängigkeit der Fragmentmultiplizitäten erreicht werden. Die vorhergesagten Multiplizitäten liegen zum Teil deutlich unter den experimentellen Beobachtungen, wobei zwei unterschiedliche Probleme zu erkennen sind: In zentralen Reaktionen werden bereits während der frühen Phase der Reaktion zu viele leichte Teilchen und zu instabile Fragmente gebildet. Dagegen findet man in peripheren Reaktionen einen zu stabilen *spectator*-Rest.

Auffallend ist, daß in zentralen Reaktionen bei E/A = 100 MeV das Defizit der von QMD+SMM vorhergesagten Fragmentmultiplizität bei $\Theta_{cm} = 90^o$ im Schwerpunktsystem deutlich geringer ausfällt als entlang der Strahlachse. In weitergehenden Analysen wird es daher interessant sein, der Frage nachzugehen, ob diese Beobachtung allein auf eine inkorrekte Selektion zentraler Stöße zurückzuführen ist oder ob sie mit einem, durch ein unvollständiges Abbremsen der Kerne hervorgerufenen, größeren kollektiven Fluß in bzw. entgegen der Strahlrichtung verknüpft ist. Weiterhin ist das Defizit bei dem Schwerpunktwinkel $\Theta_{cm} = 90^o$ am stärksten bei hohen kinetischen Energien ausgeprägt. Die Frage, ob dieses Fehlen von (aus hochenergetischen Nukleonen zusammengesetzten) schnellen Fragmenten in den QMD-Simulationen mit dem Defizit von Fragmenten unter Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkeln im Schwerpunktsystem verknüpft ist, sollte ebenfalls Thema zukünftiger Studien sein.

Es wurde versucht, auch den Ursachen der, von den QMD-Rechnungen vorhergesagten, zu geringen Fragmentmultiplizität in peripheren Reaktionen bei E/A=400 MeV näher zu kommen, indem der transversale Impulstransfer auf den Projektil-*spectator* bestimmt und mit den QMD-Vorhersagen verglichen wurde. In den peripheren Reaktionen zeigen die QMD-Simulationen - nahezu unabhängig von der Wahl der Kernzustandsgleichung - einen deutlich zu geringen Impulstransfer. Geht man davon aus, daß Impulsübertrag und Energiedeposition korreliert sind, so ist die Ursache der zu geringen Fragmentmultiplizität in peripheren Stößen nicht in der Aufbruchsdynamik sondern in der frühen Reaktionsphase zwischen Target und Projektil zu suchen. Auch wenn die beobachteten transversalen Impulsüberträge in semizentralen Au+Au Reaktionen bei E/A=400 MeV besser durch eine harte Zustandsgleichung beschrieben werden, zeigt die Diskrepanz in den peripheren Reaktionen, daß man zum jetzigen Zeitpunkt noch keine entgültigen Aussagen über die Zustandsgleichung treffen kann.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch den Vergleich der Multifragmentation im System Au+Au in zentralen Reaktionen bei E/A=100 MeV und peripheren Kollisionen bei E/A=400 MeV der Einfluß des radialen Flusses auf die Fragmentationsdynamik untersucht werden kann. Auch wenn eine abschließende Interpretation der vorliegenden experimentellen Beobachtungen noch nicht möglich ist, lassen die hier vorgestellten Ergebnisse hoffen, daß sie zu einem besseren Verständnis der Fragmentproduktion in dynamischen Modellen beitragen werden.

# Anhang A

# Stoßparametervektor bei E/A=400 MeV

## A.1 Betrag

Die experimentelle Bestimmung des Stoßparameters in Schwerionenkollisionen erfolgt mittels Observablen, für deren Mittelwerte man eine monotone Abhängigkeit von dem Betrag des Stoßparameters erwartet. Einfache intuitive Vorstellungen über die Reaktionsgeometrie oder aber theoretische Modelle motivieren dabei die Verwendung verschiedener, experimentell zugänglicher Größen. Der einfachste Ansatz ist, die reine Anzahl der nachgewiesenen Ladungen $N_C$ mit der Größe des geometrischen Überlapps zu korrelieren [Sto 86, Stö 86, Tsa 89, Cav 90]. Die gemessene transversale Energie von geladenen Teilchen [Rit 88], die nachgewiesene gebundene Ladung,$Z \geq 2$, des Projektil-*spectators* $Z_{bound}$ [Hub 91] sowie das Komplement $N_1$, die Anzahl der wasserstoffähnlichen Isotope sind einige weitere Beispiele. Auch wurden, motiviert durch Überlegungen zum *stopping*, die Größe $Z_y$, die Ladungssumme der Teilchen bei mittlerer Rapidität (*mid-rapidity*) [Ogi 89a], sowie die Größe $E_{rat}$, das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Energie [Gri 92, Jeo 93], vorgeschlagen. Zudem wurden Analysen der *directivity* vorgenommen [Ala 92].

Welche der Observablen die optimale Stoßparameterbestimmung ermöglicht, ist auch von den experimentellen Bedingungen abhängig. Daraus ergibt sich die Frage, inwieweit die aus unterschiedlichen Oberservablen bestimmten Stoßparameter ein konsistentes Bild ergeben, und wie die jeweiligen Auflösungen aussehen. Für die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion Au auf Au wurden bereits für eine Einschußenergie von E/A=35-110 MeV [Pha 92, Pha 93] die Größen $E_{trans}$, $N_C$, $Z_y$ und $N_1$ untersucht. Dabei ergab sich ein konsistentes Bild, das nur in peripheren Stößen Abweichungen der rekonstruierten Stoßparameter zeigte. Die beste Observable, um die zentralen Stöße zu selektieren, war für dieses Experiment die Größe $E_{trans}$. Anders als bei höheren Energien [Ala 92] zeigte die *directivity* keine bessere Selektion der Zentralität [Pha 93].

### A.1.1 Kandidaten

Die nun folgende Untersuchung bezieht sich auf die Einschußenergie von E/A = 400 MeV. Bei dieser Energie liegen Informationen über alle kinematischen Bereiche der Reaktion vor (siehe Abschnitt 2.2). Die projektilähnlichen Fragmente wurden im ALADiN-Spektrometer gemessen, während Target– und mittlere Rapidiät in den Teilchendetektoren nachgewiesen wurden. Insbesondere werden im folgenden die Korrelation und die relativen Vorteile der Größen $Z_{bound}$ und $N_C$ untersucht.

In dem hier dargestellten Experiment bieten sich vier Observablen zur Stoßparameterbestimmung an. Die Anzahl der geladenen Teilchen, die in dem Miniball/wall-Detektor nachgewiesen wurden, wird im folgenden mit $N_{C.MB}$ referenziert. Der Winkelbereich, der einen Beitrag zu $N_{C.MB}$ liefert, ist $\Theta_{lab} = 14.5° - 160°$ (siehe Abschnitt 2.1.1). Anlehnend an vorherige Arbeiten der Miniball-Gruppe [Pha 92, Pha 93] wurde die Größe $N_{C.MB}$ über die Anzahl der Detektoren definiert, die mindestens *ein* geladenes Teilchen nachgewiesen haben, das heißt Mehrfachtreffer, durchfliegende Teilchen oder schwere Fragmente, die schon im Plastikszintillator gestoppt wurden, werden als ein geladenes Teilchen gezählt. Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, setzt sich die Multipliziät $N_{C.MB}$ aus Teilchen bei Targetrapidität und mittlerer Rapidität zusammen. Beide Beiträge wachsen monoton mit zunehmender Multiplizität (siehe Abbildung 3.2), und somit ist diese Summe der Beiträge von Target-*spectator* und *participant*-Zone ein Kandidat zur Stoßparameterbestimmung. Eine weitere Möglichkeit ist die Gesamtzahl aller in den Teilchendetektoren nachgewiesenen Teilchen $N_C$. Sie erstreckt sich über einen Winkelbereich von $\Theta_{lab} = 10° - 160°$ und umfaßt neben dem Miniball/wall zusätzlich das Hodoskop. Diese Unterscheidung wurde getroffen, da a priori nicht klar ist, welche der beiden Größen die bessere Auflösung ergibt. Durch die größere Anzahl der Teilchen sollten die statistischen Fluktuationen für $N_C$ kleiner sein. Als dritte Observable wird die schon angesprochene Größe $Z_{bound}$ untersucht, sie stellt die

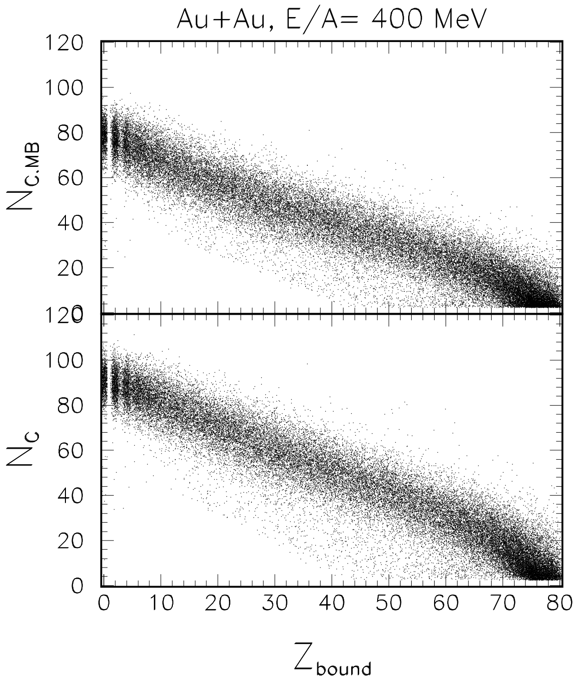


**Abb. A.1** *: Korrelation der Größe $Z_{bound}$ mit $N_{C.MB}$, der Zahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen im Miniball/wall (oberes Bild), und mit $N_C$, der gesamten, außerhalb der Flugzeitwand nachgewiesenen Ladung (unteres Bild). Die Analyse erfolgte unter dem Software-Schnitt nach Gleichung 2.2.*

gebundene Ladung bei Projektilgeschwindigkeit dar und ist ein Maß für die Größe des *spectators*.

Abbildung A.1 zeigt ein zweidimensionales Bild der Korrelation zwischen der im Projektilbereich nachgewiesenen gebundenen Ladung $Z_{bound}$ und der Anzahl der nachgewiesenen Ladungen im Miniball/wall ($N_{C.MB}$, oberes Bild), bzw. der Gesamtzahl der in den Teilchendetektoren nachgewiesenen Teilchen($N_C$, unteres Bild). Im Mittel zeigt die Größe $Z_{bound}$ eine monotone Abhängigkeit von der Anzahl der geladenen Teilchen. Die Korrelation mit $N_C$ ist etwas schärfer als die mit $N_{C.MB}$. Alle drei Observablen kommen als Kandidaten zur Stoßparameterbestimmung in Frage.

Bei Einschußenergien unterhalb von $E/A \leq 110$ MeV [Pha 92, Pha 93] zeigte sich, daß die beste Auswahl von zentralen Reaktionen über die transversale Energie erfolgt,

$$E_{trans} = \sum_i \sqrt{p_{\perp i}^2 + m_i^2} - m_i \approx \sum_i E_i sin^2\Theta_i = \sum_i \frac{p_{\perp i}^2}{2m_i} \ , \qquad \text{(A.1)}$$

wobei $E_i$, $p_{\perp i}$, $\Theta_i$ die kinetische Energie, der transversale Impuls, der polare Emissionswinkel und $m_i$ die Masse des *i*-ten Teilchens sind. Die rechte Seite der Gleichung gilt nur im nichtrelativistischen Limit. Für die hier untersuchte Einschußenergie wurde immer relativistisch gerechnet.

Bei höheren Einschußenergien wurde gezeigt, daß die Selektion der Zentralität über die Oberservable

$$E_{rat} = \frac{\sum_i p_{\perp_{cm} i}^2/(2m_i)}{\sum_i p_{||_{cm} i}^2/(2m_i)} \qquad \text{(A.2)}$$

die besten Ergebnisse ergab [Gri 92, Jeo 93]. Die Größe $p_{\perp_{cm} i}$ ist der transversale Schwerpunktimpuls des *i*-ten Teilchens, $p_{||_{cm} i}$ der longitudinale Schwerpunktimpuls. Mit

$$E_{rat} = \frac{E_{trans_{cm}}}{E_{long_{cm}}} = \frac{E_{trans_{cm}}}{E_{kin_{cm}} - E_{trans_{cm}}} \qquad \text{(A.3)}$$

sind die beiden Größen $E_{trans}$ und $E_{rat}$ somit verknüpft und also die unabhängigen Beobachtungen [Gri 92, Jeo 93, Pha 93] einer guten Stoßparameterbestimmung durch $E_{trans}$ bei niedrigen Energien und durch $E_{rat}$ bei hohen Energien konsistent.

Der Aufbau dieses Experiments bietet die Möglichkeit, die Anzahl der Teilchen bei mittlerer Rapidität gut zu messen. Da diese jedoch bei zentralen Stößen überwiegend die Cäsium-Jodid-Detektoren durchfliegen, kann ihre Energie nicht bestimmt werden. Dies limitiert die Untersuchungen der Größen $E_{trans}$ und $E_{rat}$. Die in Abbildung A.2 gezeigten Korrelationen bestätigen diese Vermutung.

Abbildung A.2 zeigt die zweidimensionale Korrelation der Observable $N_{C.MB}$ mit den transversalen Energien, die im ALAD$^{\rm i}$N (oberes Bild) und Miniball/wall-Detektor (mittleres und unteres Bild) gemessen wurden. Das obere Bild von Abbildung A.2 zeigt die transversale Energie $E_{trans.TOF}$ von Teilchen, die in der Flugzeitwand nachgewiesen wurden. Die transversale Energie wurde durch das in einem früheren Kapitel vorgestellte *Pseudo-Tracking* rekonstruiert. Die gemessene Korrelation mit $N_{C.MB}$ ist nicht monoton. Zu kleineren Stoßparametern hin nimmt die Größe des Projektilrestes ab, daher nimmt die beobachtete transversale Energie ab einer bestimmten Multiplizität nicht weiter zu,

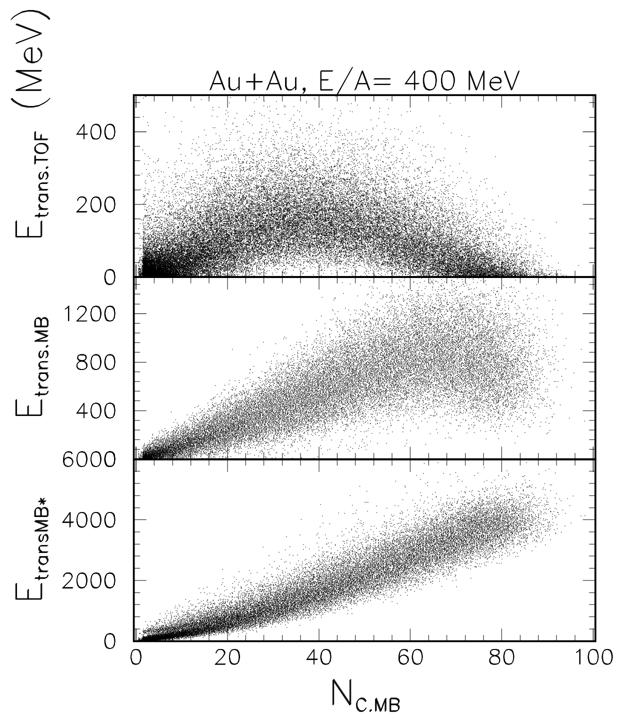


**Abb. A.2** : *Korrelation von $N_{C.MB}$ mit der durch die Flugzeitwand gemessenen transversalen Energie $E_{trans.TOF}$ (oberstes Bild), der im Miniball/wall durch gestoppte Teilchen bestimmten transversalen Energie $E_{trans.MB}$ sowie der transversalen Energie $E_{trans.MB\star}$ aller im Miniball/wall nachgewiesenen Teilchen.*

sondern fällt wieder ab. Das Limit ist bei ganz zentralen Reaktionen erreicht, bei denen keine gebundene Ladung in der Flugzeitwand mehr gesehen wird und damit zwangsläufig die gemessene transversale Energie Null wird. Die gemessene, nicht monotone Korrelation zwischen $E_{trans.TOF}$ und $N_{C.MB}$ schließt $E_{trans.TOF}$ von der Liste der möglichen Kanditaten aus.

Das mittlere Bild von Abbildung A.2 zeigt die gemessene transversale Energie $E_{trans.MB}$ von im Miniball/wall gestoppten Teilchen. Für niedrige Multiplizitäten zeigt der Mittelwert von $E_{trans.MB}$ einen monotonen Anstieg mit $N_{C.MB}$, für höhere Multiplizitäten jedoch saturiert die transversale Energie und fällt für höchste Multiplizitäten wieder ab. Dieser Abfall bei hohen $N_{C.MB}$ resultiert aus dem limitierten dynamischen Bereich der Detektoren. Die bei ganz zentralen Stößen emittierten Teilchen sind so energetisch, daß sie die Cäsium-

Jodid-Kristalle durchfliegen, damit eine Energiebestimmung unmöglich machen und daher in der Definition von $E_{trans.MB}$ ausgeschlossen sind. Wiewohl ihre Energie nicht bekannt ist, so kann man doch eine untere Grenze angeben, nämlich die Energie von Teilchen, die gerade noch im Kristall gestoppt wird. Eine untere Abschätzung der transversalen Energie $E_{trans.MB\star}$ kann nun dadurch definiert werden, daß für alle durchfliegenden Teilchen genau diese Minimalenergie in die Summe der Gleichung A.1 eingesetzt wird. Diese Größe $E_{trans.MB\star}$ ist im unteren Teil von Abbildung A.2 dargestellt. Sie zeigt eine monotone Abhängigkeit von $N_{C.MB}$ und kann daher zur Stoßparameterbestimmung herangezogen werden.

Die Größe $Z_y$ [Ogi 89a] ist im vorliegenden Experiment keine gute Observable, da für durchfliegende Teilchen im Miniball/wall die Ladung nicht zufriedenstellend gemessen werden konnte. Der Anteil beträgt bei der Einschußenergie von E/A=400 MeV etwa 75 Prozent (siehe Abschnitt 2.1.1).

Damit sind vier Kandidaten gefunden: $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$, $N_C$ und $Z_{bound}$. Für eine quantitative Diskussion wurde nun eine empirische Stoßparameter-Skala konstruiert [Cav 90, Pha 92, Pha 93], indem man eine monotone Anhängigkeit zwischen dem *reduzierten* Stoßparameter $\hat{b}$ und der Observable X annimmt. Für die mit zunehmenden Stoßparameter monoton fallenden Observablen $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$ und $N_C$ erfolgt die Integration gegen unendlich,

$$\frac{b(X)}{b_{max}} = \hat{b}(X) = \left( \int_X^\infty \frac{dP(X')}{dX'} dX' \right)^{1/2} , \tag{A.4}$$

während für die monoton steigende Observable $Z_{bound}$ die Integration in entgegengesetzte Richtung verläuft:

$$\frac{b(X)}{b_{max}} = \hat{b}(X) = \left( \int_0^X \frac{dP(X')}{dX'} dX' \right)^{1/2} . \tag{A.5}$$

Dabei ist dP(X)/dX die normalisierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Oberservablen X und $b_{max}$ der maximale Stoßparameter, der unter dem *minimum bias* Trigger aufgenommen wurde. Per Konstruktion erstreckt sich der Wertebereich des reduzierten Stoßparameters $\hat{b}$ von $\hat{b}$=0 für zentrale Stöße bis $\hat{b}$=1 für streifende Kollisionen.

Abbildung A.3 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung P(X) der Oberservablen $N_{C.MB}$, $E_{trans.MB\star}$, $N_C$ und $Z_{bound}$. Da alle diese Größen diskreter Natur sind, nehmen die da-

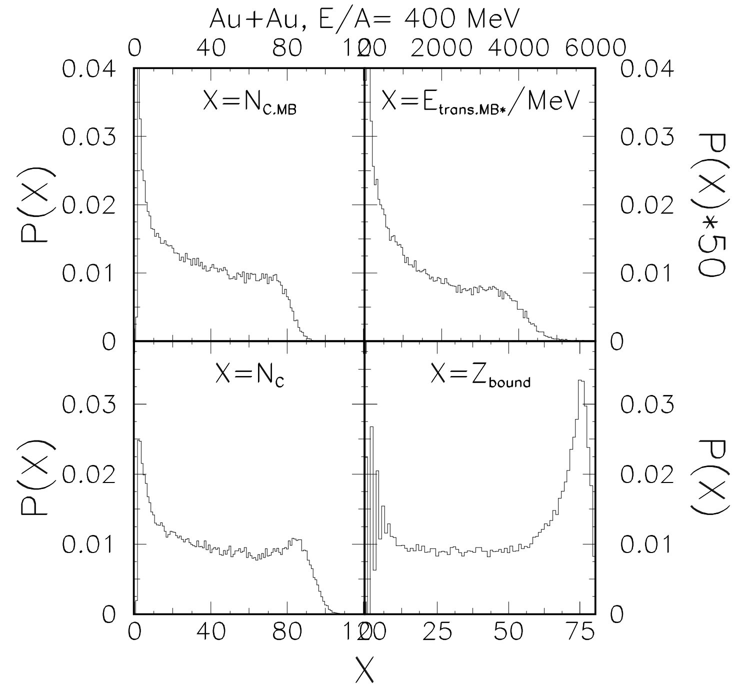


**Abb. A.3** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung P(x) der Observablen* $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$, $N_C$ *und* $Z_{bound}$.

raus konstruierten Stoßparameter auch diskrete Werte an. Dieser *Digitalisierungs*effekt fällt insbesondere bei kleinen Werten von $\hat{b}(Z_{bound})$ ins Gewicht.

Abbildung A.4 zeigt die Relation zwischen den Observablen $N_{C.MB}$, $E_{trans.MB\star}$, $N_C$ und $Z_{bound}$ und dem reduzierten Stoßparameter $\hat{b}(X)$, der mittels Gleichung A.4 und A.5 gewonnen wurde. Die dargestellten Kurven wurden interpoliert, so daß die *Digitalisierungs*effekte nicht sichtbar sind.

Abbildung A.5 zeigt die zweidimensionale Korrelation der reduzierten Stoßparameter $\hat{b}(Z_{bound})$ vs. $\hat{b}(N_{C.MB})$ (oberes Bild) und $\hat{b}(Z_{bound})$ *versus* $\hat{b}(N_C)$ (unteres Bild). Die *Digitalisierungs*effekte wurden beseitigt, indem die Punkte in den jeweiligen Stoßparameterintervallen $\Delta\hat{b}_i = \hat{b}_i - \hat{b}_{i-1}$ gemäß folgender Vorschrift zufallsverteilt wurden: Der Stoßparameter $\hat{b} \in [\hat{b}_{i-1}, \hat{b}_i]$ wurde Ereignissen mit diskretem Stoßparameter $\hat{b}_i = \hat{b}(X_i)$ (d.h. dem $i$-ten diskreten Wert der Observabeln X) zugewiesen. Wie man leicht sieht, kann eine geome-

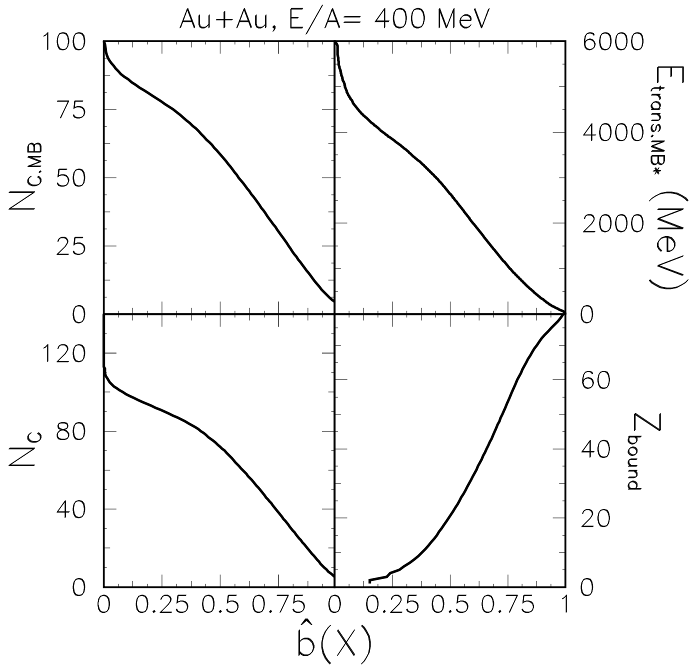


**Abb. A.4** *: Relation zwischen dem reduzierten Stoßparameter $\hat{b}(X)$ und den Observablen $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$, $N_C$ und $Z_{bound}$.*

trische Stoßparameterverteilung durch

$$\hat{b} = \sqrt{(\hat{b}_i^2 - \hat{b}_{i-1}^2) \cdot ran + \hat{b}_{i-1}^2} \tag{A.6}$$

gewonnen werden, wobei $ran \in [0, 1[$ die Zufallszahl darstellt.

Die verschiedenen Stoßparameterskalen sind in guter Übereinstimmung. Nur bei sehr zentralen Stößen gibt es Unterschiede. Hier wird die Definition der Größe $Z_{bound}$, die zu den *Digitalisierungs*effekten führt, zum limitierenden Faktor. Das obere Bild zeigt, daß speziell für mittlere Stoßparameter und für periphere Kollisionen die Stoßparameterbestimmung mittels projektilähnlicher Teilchen ($Z_{bound}$) oder der Summe aus Teilchen des Target– und Wechselwirkungsbereiches ($N_{C.MB}$) stark korreliert und auf Ereignisebene konsistent ist. Qualitativ ist dieses Resultat in Übereinstimmung mit den Erwartungen, die aus einem *participant/spectator* Bild resultieren. Aus dem Vergleich der beiden Bilder wird ersichtlich, daß die Korrelation zwischen $\hat{b}(N_C)$ und $\hat{b}(Z_{bound})$ etwas stärker ist als zwischen $\hat{b}(N_{C.MB})$

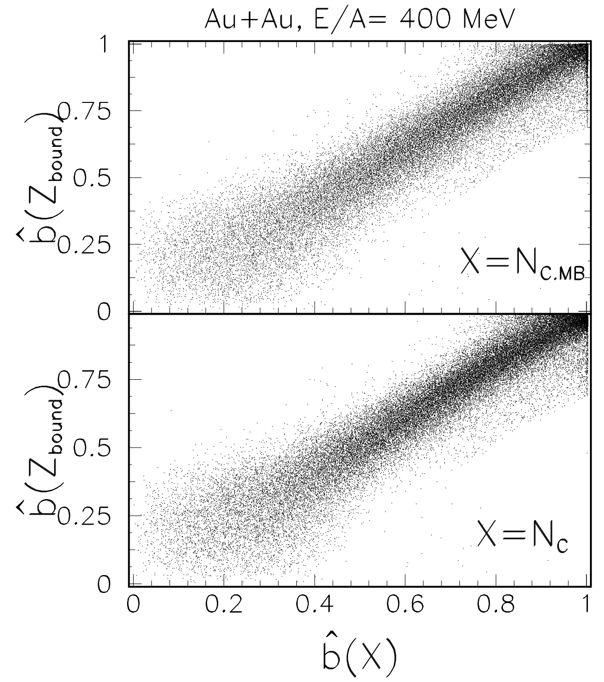


**Abb. A.5** : *Korrelation von $\hat{b}(Z_{bound})$ mit $\hat{b}(N_C.MB)$ (oberes Bild) und $\hat{b}(N_C)$ (unteres Bild). Digitalisierungseffekte sind durch eine im Text beschriebene Zufallsverteilung beseitigt.*

und $\hat{b}(Z_{bound})$.Dies wird nun im folgenden Abschnitt weiter untersucht.

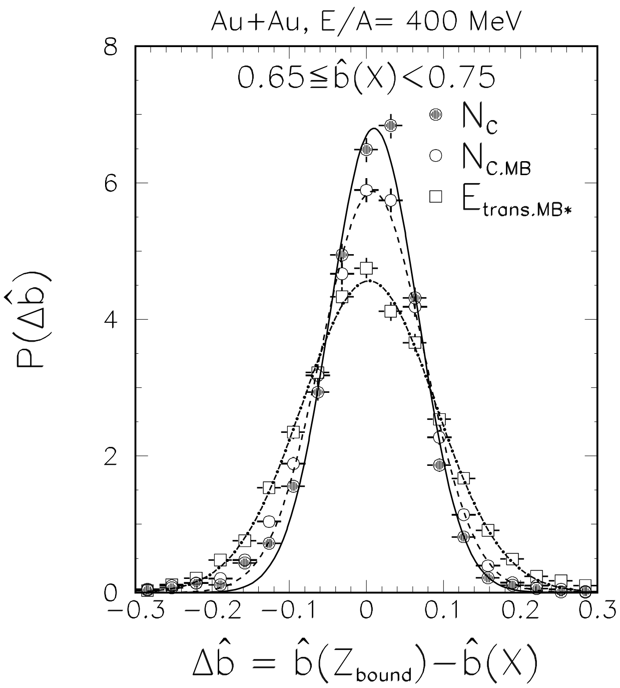


**Abb. A.6** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung der Differenzen* $\Delta\hat{b} = \hat{b}(Z_{bound}) - \hat{b}(X)$ *zwischen dem reduzierten Stoßparameter* $\hat{b}(Z_{bound})$ *und dem aus den Größen* $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$ *und* $N_C$ *abgeleiteten reduzierten Stoßparameter. Die Ereignisse wurden unter der Bedingung* $0.65 \leq \hat{b}(X) < 0.75$ *ausgewählt.*

## A.1.2 Auflösungen

Die Untersuchung der relativen Auflösung der Rekonstruktion erfolgt hier im Bereich der maximalen Fragmentproduktion (siehe Kapitel 4), das heißt für einen Bereich mittlerer Stoßparameter $0.65 \leq \hat{b}(X) < 0.75$. Abbildung A.6 zeigt die normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Differenzen $\Delta\hat{b} = \hat{b}(Z_{bound})$ - $\hat{b}(X)$ zwischen dem reduzierten Stoßparameter $\hat{b}(Z_{bound})$ und dem aus den Größen $E_{trans.MB\star}$, $N_{C.MB}$ und $N_C$ abgeleiteten Stoßparameter. Die schmalste Verteilung ergibt sich mit $X = N_C$, ein Anzeichen dafür, daß die Gesamtmultiplizität geladener Teilchen $N_C$ eine bessere Stoßparameterbestimmung ermöglicht als $E_{trans.MB\star}$ oder $N_{C.MB}$. Jedoch ist dieser Schluß nicht strikt, da abgesehen vom Stoßparameter die Größen durch Erhaltungssätze (z.B. Ladungserhaltung im Falle von $N_C$ und $Z_{bound}$, siehe aber Abschnitt A.1.6) korreliert sind.

Die Verteilung $\Delta\hat{\mathrm{b}} = \hat{\mathrm{b}}(\mathrm{Z}_{bound})$ - $\hat{\mathrm{b}}(\mathrm{N}_C)$ hat eine Halbwertsbreite von $\Delta\hat{\mathrm{b}} = 0.2$. Die offensichtlich größere Breite für $\mathrm{X} = \mathrm{E}_{trans.MB\star}$ resultiert daraus, daß der vorliegende Detektor nicht für die Messung der transversalen Energien optimiert war. Dieses Ergebnis ist nicht dahingehend zu werten, daß die transversale Energie bei diesen Einschußenergien eine generell nur schlechtere Stoßparameterselektion erlaubt.

Da es a priori keinen Grund gibt, die Information aus Projektil-*spectator*-Materie der summierten Information aus Target-*spectator*– und *participant*–Materie vorzuziehen, und auch die Sensitivität ähnlich ist:

$$\frac{\sigma(N_C)}{N_{C_{max}} - N_{C_{min}}} \sim \frac{\sigma(Z_{bound})}{Z_{bound_{max}} - Z_{bound_{min}}} , \tag{A.7}$$

wird im weiteren das Mittel aus $\hat{\mathrm{b}}(\mathrm{N}_C)$ und $\hat{\mathrm{b}}(\mathrm{Z}_{bound})$ verwendet

$$\hat{b}_0 = \frac{1}{2}\left(\hat{b}(N_C) + \hat{b}(Z_{bound})\right) . \tag{A.8}$$

Dieser reduzierte Stoßparameter $\hat{\mathrm{b}}_0$ sollte eine bessere Auflösung haben, als es die Rekonstruktion aus nur einer der beiden Größen erlaubt, eine Aussage, die man allerdings aus den experimentellen Daten nicht treffen kann. Mit Modellrechnungen jedoch kann man der Frage näher kommen. Sie zeigen (siehe Abschnitt A.1.6), daß die beiden Größen nicht trivial korreliert sind, sondern daß das Mittel $\hat{\mathrm{b}}_0$ einen Informationsgewinn darstellt.

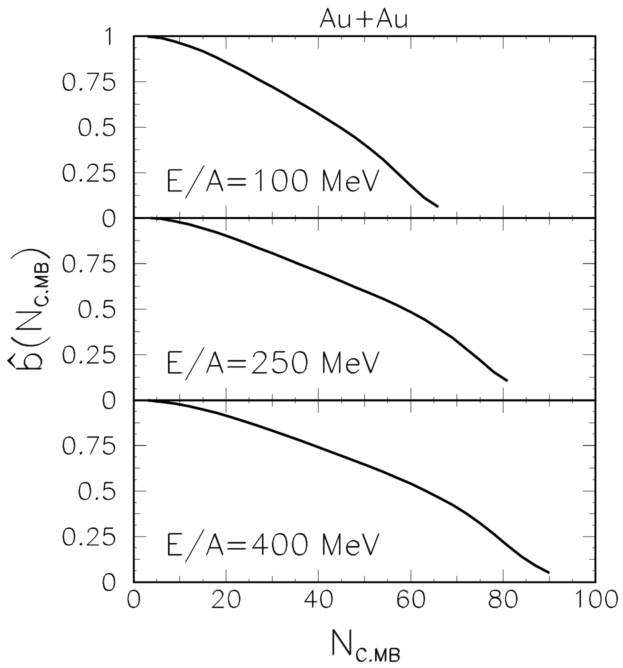


**Abb. A.7** : *Relation zwischen $\hat{b}$ und $N_{C.MB}$ für E/A=100, 250 und 400 MeV (oberes, mittleres, unteres Bild).*

### A.1.3 Andere Energien

Für den Vergleich der Daten bei den verschiedenen Einschußenergien (siehe Abschnitt 4.1) wurde der rekonstruierte Stoßparameter jeweils aus der Zahl der geladenen Teilchen im Miniball/wall $N_{C.MB}$ bestimmt. Diese Oberservable ist bei allen drei Energien wohldefiniert. Abbildung A.7 zeigt die Relation zwischen $\hat{b}$ und $N_{C.MB}$ für E/A=100 MeV im oberen Bild, für E/A=250 MeV im mittleren und für E/A=400 MeV im unteren Bild. Es ergibt sich, daß eine feste Anzahl von geladenen Teilchen im Miniball/wall für die verschiedenen Einschußenergien sehr unterschiedlichen Stoßparametern entspricht.

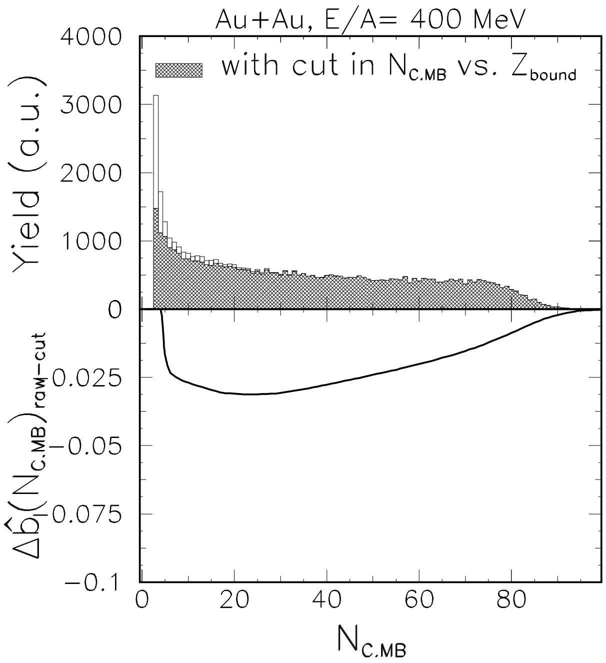


**Abb. A.8** : *Verteilung von $N_{C.MB}$ mit und ohne Software-Schnitt nach Gleichung 2.2 (oberes Bild). Nur in peripheren Stößen gibt es Differenzen, die integral 8 Prozent betragen. Rekonstruktionsdifferenz $\Delta\hat{b}$ zwischen den aus der gesamten Verteilung und der aus der Verteilung nach dem Software-Schnitt extrahierten Stoßparametern $\hat{b}$ (unteres Bild). Der Effekt ist vernachlässigbar.*

### A.1.4 Einfluß des Software-Schnittes

In einem früheren Abschnitt wurde erwähnt, daß nach der Rekonstruktion eines Ereignisses ein Software-Schnitt nach Gleichung 2.2 (siehe Seite 18) in der Ebene $N_{C.MB}$ und $Z_{bound}$ angewendet wurde. In Abbildung A.8 (oberes Bild) ist der Einfluß des Schnittes zu sehen. In peripheren Reaktionen (kleines $N_{C.MB}$) werden Ereignisse verworfen, da Teilchen entweder den Strahldetektor getroffen haben oder aber in der Flugzeitwand gestoppt wurden. Der integrale Unterschied beträgt 8 Prozent. Der Einfluß auf den rekonstuierten Stoßparameter ist im unteren Bild zu sehen. Die Differenz $\Delta\hat{b}$ zwischen der Rekonstruktion aus der rohen $N_{C.MB}$-Verteilung und der akzeptierten $N_{C.MB}$-Verteilung ist als Funktion von $N_{C.MB}$ dargestellt. Die Differenzen sind immer kleiner als 3 Prozent und somit vernachlässigbar. Der Effekt ist gering, weil der Software-Schnitt nur bei großen Stoßparametern wirkt, der

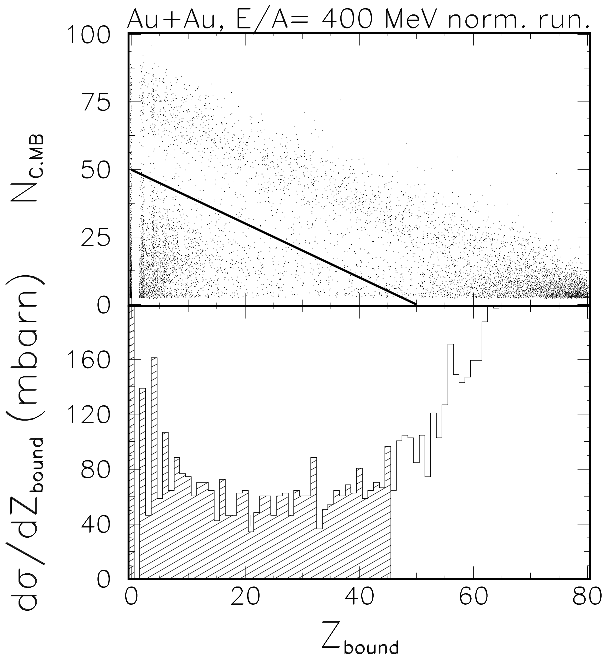


**Abb. A.9** : *Korrelation zwischen der Anzahl der geladenen Teilchen im Miniball $N_{C.MB}$ und der gebundenen Ladung in der Flugzeitwand $Z_{bound}$ für den Normierungsrun (oberes Bild). Die Linie deutet den Softwareschnitt $N_{C.MB}+Z_{bound} > 50$ an. Absoluter Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dZ_{bound}$ in Millibarn für diesen Softwareschnitt (unteres Bild). Der schraffiert Bereich entspricht dem Wirkungsquerschnitt, der bei einem maximalen Stoßparameter von $10fm$ erreicht wird.*

Wirkungsquerschnitt aber quadratisch von dem Stoßparameter abhängt.

### A.1.5 Absoluter Stoßparameter

Der absolute Stoßparameter wurde durch die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes $\sigma$ nach der folgenden Formel bestimmt:

$$\sigma = \frac{J_O}{J_I \cdot N_{sc}} , \qquad (A.9)$$

wobei $J_O$ der auslaufende Strom, $J_I$ der einlaufende Strom und $N_{sc}$ die Anzahl der Streuzentren pro Fläche sind. Diese Anzahl pro Fläche ergibt sich als

$$N_{sc} = \frac{\rho_T \cdot l_T \cdot N_A}{m_{mol_T}} \,, \tag{A.10}$$

mit der Dichte $\rho_T$, der Dicke $l_T$ und der Molmasse $m_{mol_T}$ des Targets sowie der Avogadro-Zahl $N_A$. Der einlaufende Strom wurde hier mit dem Startdetektor bestimmt. Die Ergebnisse des Normierungs*run*s sind in Abbildung A.9 dargestellt. Das obere Bild zeigt die Korrelation zwischen der Anzahl der geladenen Teilchen im Miniball $\mathrm{N}_{C.MB}$ und der gebundenen Ladung in der Flugzeitwand $\mathrm{Z}_{bound}$, die Linien deuten den Softwareschnitt $\mathrm{N}_{C.MB}+\mathrm{Z}_{bound} > 50$ (siehe Gleichung 2.2, Seite 18) an. Hier wurde eine höhere Schwelle als während der Analyse gewählt, da der Startzähler eine dem Target vergleichbare Dicke hatte und damit einen zusätzlichen Untergrund erzeugt. Oberhalb dieses Schnittes sind in der zweidimensionalen Matrix $\mathrm{N}_{C.MB}$ versus $\mathrm{Z}_{bound}$ keine Beiträge durch Reaktionen in dem Startzähler zu detektieren. Erst bei peripehreren Stößen ($\mathrm{Z}_{bound} > 50$) erkennt man Reaktionen, die zwar zu einem kleineren $\mathrm{Z}_{bound}$ führen, bei denen aber der Miniball/wall die assoziierten Teilchen nicht sieht. Die Integration im unteren Bild von Abbildung A.9 von $\mathrm{Z}_{bound}$=0 bis $\mathrm{Z}_{bound}$=45 ergibt einen Wirkungsquerschnitt von etwa $\pi$ barn. Dies entspricht einem Stoßparameter von $10fm$. Aus Abbildung A.4 kann man ablesen, daß damit der maximale Stoßparameter bei etwa $14fm$ liegt, die Unsicherheit beträgt $\pm 0.5fm$. Elektronenmessungen ergeben einen *rms*-Ladungsradius [Bro 84] von $r_{rms}(Au) = 5.434fm$, damit erwartet man einen *sharp sphere*-Goldradius von $r_0 \cdot A^{1/3} = \sqrt{\frac{5}{3}} \cdot 5.434 = 7.01fm$. Dies stimmt gut mit dem gemessenen maximalen Stoßparameter überein.

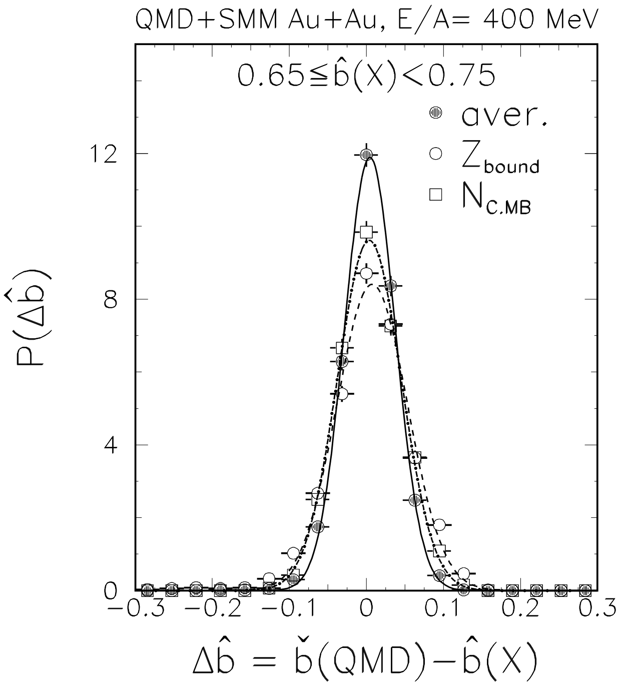


**Abb. A.10** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung der Differenzen $\Delta\hat{b} = \check{b}(QMD)$ - $\hat{b}(X)$. $\check{b}(QMD)$ = b(QMD)/10 fm ist der Stoßparameter, der in die QMD-Rechnungen eingeht. $\hat{b}(X)$ für $X = Z_{bound}$, $N_C$ und $\hat{b}(X)$=$\hat{b}_0$ ist der reduzierte Stoßparameter, der aus den QMD-Ereignissen bestimmt wurde, nachdem diese den experimentellen Filter durchlaufen haben. Die Ereignisse wurden unter der Bedingung 0.65 $\leq$ $\hat{b}(X)$< 0.75 ausgewählt.*

### A.1.6 Modellvergleiche

Die Modelluntersuchungen zur Stoßparameterrekonstruktion erfolgten mit QMD-Simulationen [Aic 88, Pei 89, Pei 92] für eine harte Zustandsgleichung und impulsabhängige Kräfte. Der Zerfall der angeregten Fragmente wurde mit dem SMM-Modell [Bot 87] gerechnet. Für die vorliegende Reaktion wird der Ladungsraum ausreichend gut beschrieben, um Aussagen über die Stoßparameterrekonstruktion zu machen (Kapitel 4). Die Ereignisse wurden für Stoßparameter von b = 0 bis $10fm$ gerechnet, da in den QMD-Simulationen oberhalb von $10fm$ der Au-Kern nahezu unbeschadet überlebt (siehe Abschnitt 4.4). Sie wurden anschließend gemäß der experimentellen Akzeptanz und Auflösung gefiltert (siehe Abschnitt 2.5). Der reduzierte Stoßparameter wurde für die Simulation auf die gleiche Weise wie

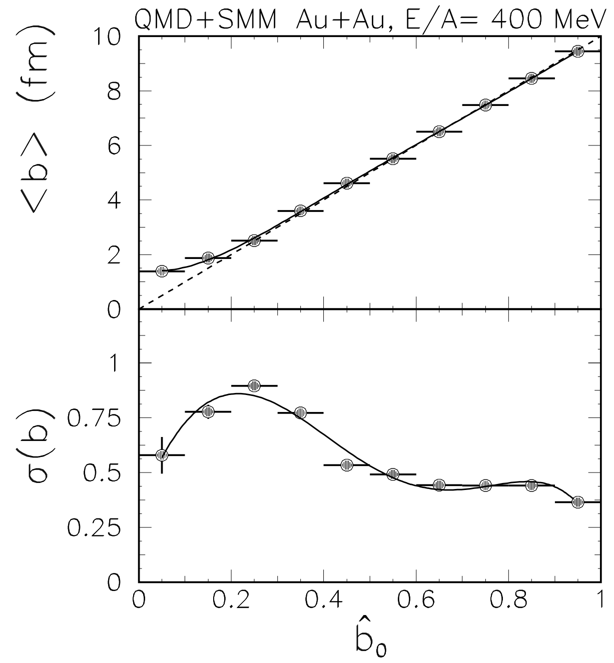


**Abb. A.11** *: Mittelwerte $\langle b \rangle$ (oberes Bild) und Breiten $\sigma(b)$ des wahren Stoßparameters als Funktion des rekonstruierten Stoßparameters $\hat{b}_0$. Die Ereignisse der QMD+SMM-Simulation wurden dem experimentellen Filter unterworfen.*

für die experimentellen Daten bestimmt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des *wahren* Stoßparameters wurde für Schnitte des rekonstruierten Stoßparameters $\hat{b}$(X) bestimmt.

Abbildung A.10 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Differenzen $\Delta\hat{b} = \check{b}$(QMD) - $\hat{b}$(X). Dabei ist $\check{b}$(QMD) = b(QMD)/10 $fm$ der Stoßparameter, der in die QMD-Rechnungen eingeht (*wahrer* Stoßparameter). $\hat{b}$(X) für X = $Z_{bound}$, $N_C$ und $\hat{b}$(X)=$\hat{b}_0$ ist der reduzierte Stoßparameter, der aus den QMD-Ereignissen bestimmt wurde, nachdem diese den experimentellen Filter durchlaufen haben. Die Ereignisse wurden unter der Bedingung 0.65 $\leq \hat{b}$(X)< 0.75 ausgewählt. Die Modellrechnungen zeigen, daß der Schnitt in $\hat{b}_0$ eine bessere Auflösung ergibt als Schnitte in $\hat{b}(Z_{bound})$ oder $\hat{b}(N_C)$. Für vollständig unabhängige Größen, die mit gleicher Auflösung gemessen wurden, erwartete man eine Verbesserung um einen Faktor von $\sqrt{2}$. Hier ergibt sich eine Änderung, die diesen Faktor nicht ganz erreicht, jedoch ist die bessere Auflösung der kombinierten Größe klar sichtbar. Wären $Z_{bound}$ und

$N_C$ trivial über Ladungserhaltung streng korreliert, so erwartete man keine Verbesserung der Auflösung. Daß aber ein Effekt sichtbar ist, bedeutet also, daß die Kombination der beiden Größen einen Informationsgewinn darstellt. Die Auflösung, die mit $\hat{b}_0$ erzielt wird, ist $\sigma(\hat{b}) \approx 0.05$ ($\Delta\hat{b}_{fwhm} \approx 0.1$).

Abbildung A.11 zeigt die Mittelwerte $\langle b \rangle$ (oberes Bild) und Breiten $\sigma(b)$ (unteres Bild) des *wahren* Stoßparameters als Funktion des rekonstruierten $\hat{b}_0$ für Schnitte der Größe $\Delta\hat{b}_0 = 0.1$. Die Modellrechnungen lassen einen ziemlich linearen Zusammenhang zwischen *wahrem* und rekonstruiertem Stoßparameter und eine Auflösung besser als $\sigma(b) < 1\ fm$ erwarten. Für kleine Stoßparameter $\langle b \rangle \leq 2\ fm$ erkennt man Abweichungen, die von Fluktuationen in den Schwänzen der Multiplizitätsverteilung und der endlichen Akzeptanz der Flugzeitwand herrühren. Hinzu kommt, daß der reduzierte Stoßparameter $\hat{b}_0$ positiv definit ist und eine Nichtlinearität erwarten läßt, wie sie im oberen Bild der Abbildung A.11 zu sehen ist.

## A.2 Richtung oder: Reaktionsebene

Die Orientierung des Stoßparametervektors beschreibt die Reaktionsebene. Es gibt prinzipiell zwei Methoden, um aus den transversalen Impulsen der emittierten Teilchen diese Orientierung zu bestimmen. Bei niedrigen Einschußenergien (E/A < 50-100 MeV) spielt das mittlere Kernfeld (*mean field*) die dominierende Rolle, wobei die Anziehung der Stoßpartner [Lac 93, Tsa 86] zu Rotationseffekten führt [Tsa 84, Chi 86, Fie 86, Tsa 90, Ard 90, Elm 91, Wan 91, Lac 93]. In diesen Fällen kann man die Reaktionsebene durch die Diagonalisierung des transversalen Impulstensors bestimmen [Wil 90, Tsa 91, Wil 92, Tsa 93a]

$$A_{nm} = \sum_i p_{\perp i,n} \cdot p_{\perp i,m} \ . \tag{A.11}$$

In Gleichung A.11 bedeutet $p_{\perp i,n}$ die $n$-te Komponente des transveralen Impulsvektors $\vec{p}_{\perp i}$ des $i$-ten Teilchens. Die azimutale Orientierung $\Phi_{tensor}$ der Reaktionsebene ist dann über das Minimum der Summe $\sum\limits_i p_{\perp i}^2 \sin^2(\Phi_{tensor} - \varphi_i)$ definiert. $\varphi_i$ ist der azimutale Winkel des $i$-ten Teilchens in einem Polarkoordinatensystem, bei dem die Strahlachse die $z$-Achse darstellt. Analytisch ist das Minimieren der Summe äquivalent zur Lösung der Gleichung [Tsa 91]

$$\tan(2\Phi_{tensor}) = \frac{\sum_i p_{\perp i}^2 \sin 2\varphi_i}{\sum_i p_{\perp i}^2 \cos 2\varphi_i} \ . \tag{A.12}$$

Bei höheren Einschußenergien verlieren Rotationseffekte an Bedeutung, und ein starker gerichteter Seitwärtsfluß (*bounce off*) dominiert [Dan 85, Dan 88, Tsa 86, Ogi 89b, Gus 88, Dem 90, Zha 90, Sul 90]. In diesem Fall kann man die Reaktionsebene über die Richtung des transversalen Gesamtimpulsvektors $\vec{Q}_\perp$ definieren [Dan 88, Wil 90]

$$\vec{Q}_\perp = \sum_i \omega_i \vec{p}_{\perp i} \ , \tag{A.13}$$

wobei $\vec{p}_{\perp i}$ der transversale Impulsvektor des $i$-ten Teilchen ist und $\omega_i = +1$ ($\omega_i =$ -1) der Vorfaktor für Teilchen der Rapidität $y > 0.5 * y/y_0$ ($y < 0.5 * y/y_0$).

Im folgenden wurde ausgenutzt, daß im beschriebenen Experiment sowohl Information über den Target-*spectator* als auch über den Projektil-*spectator* vorliegt. Für die jeweiligen Bereiche wird die Reaktionsebene separat bestimmt werden. Alle in der Flugzeitwand nachgewiesenen Teilchen haben $y > 0.7 * y/y_0$ und sind also dem Projektil-*spectator* zuzuordnen. Nahezu alle im Miniball gestoppten Teilchen liegen bei $y < 0.3 * y/y_0$ (siehe Abschnitt 3.2,

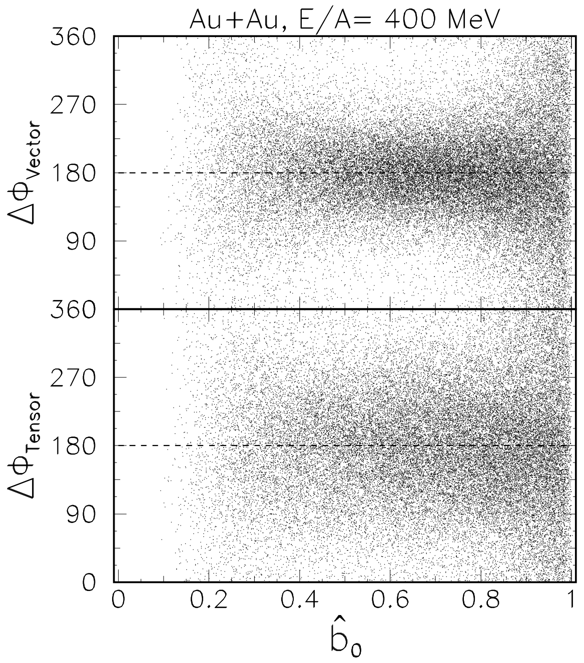


**Abb. A.12** *: Korrelation zwischen dem Differenzwinkel $\Delta\Phi = \Phi^{TOF} - \Phi^{MB}$ der Reaktionsebenen, die aus den in den jeweiligen Detektoren nachgewiesenen Teilchen bestimmt wurden, und dem reduzierten Stoßparameter $\hat{b}_0$. Der Differenzwinkel ist über einen Bereich von 0° $\leq \Delta\Phi \leq$ 360° definiert, er rotiert den Vektor $\vec{Q}_\perp^{TOF}$ parallel zu -$\vec{Q}_\perp^{MB}$. Das obere Bild zeigt die Resultate, die unter Anwendung der Transversalimpuls-Vektor-Methode (Gl.A.13) erhalten werden, während das untere Bild die Resultate der Transversalimpuls-Tensor-Methode (Gl.A.12) zeigt.*

die Analyse der Teilchendetektoren beschränkt sich hier auf den Miniball, da nur für ihn Impulse vorliegen). Dieser Bereich der Rapidität kann dem Target-*spectator* zugeordnet werden. Die Vorfaktoren in Summe A.13 wurden auf $\omega_i = +1$ gesetzt für Teilchen, die mit der Flugzeitwand gemessen oder im Miniball gestoppt wurden. Für durchfliegende Teilchen sowie für Teilchen in der Miniwall und im Hodoskop wurde $\omega_i = 0$ gesetzt. Für den Fall, daß die Summe über alle Teilchen lief, erhielten gestoppte Teilchen im Miniball das Gewicht $\omega_i$ = -1, um der entgegengesetzten Impulsorientierung Rechnung zu tragen.

Um einen Vergleich der Projektil- und Target-*bounce*-Richtungen zu ermöglichen, wurden die Winkel $\Phi^{TOF}$ und $\Phi^{MB}$ eingeführt. Es sind dies die Reaktionsebenen, die mit den Informationen des jeweiligen Detektorteils rekonstruiert wurden. Es handelt sich um die

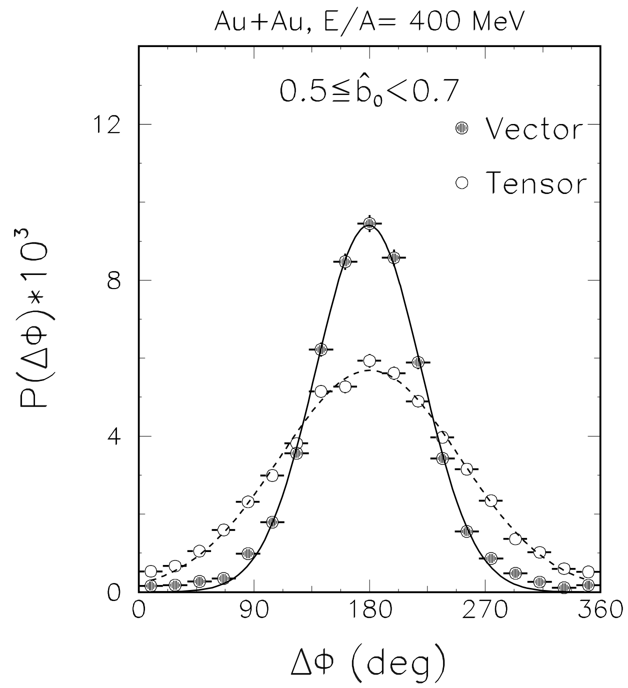


**Abb. A.13** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\Phi_{vector})$ und $P(\Delta\Phi_{tensor})$ der relativen azimutalen Orientierung der Reaktionsebene, die aus Target- und Projektil-spectator-Materie rekonstruiert wurde. Der Differenzwinkel ist über einen Bereich von $0° \leq \Delta\Phi \leq 360°$ definiert, er rotiert den Vektor $\vec{Q}_{\perp}^{TOF}$ parallel zu -$\vec{Q}_{\perp}^{MB}$. Die Ereignisse sind für mittlere Stoßparameter $0.5 \leq \hat{b}_0 < 0.7$ selektiert. Die geschlossenen Symbole stellen die Vektor-Methode und die offenen Symbole die Tensor-Methode dar.*

Projektion der Vektoren $\vec{Q}_{\perp}^{TOF}$ und $\vec{Q}_{\perp}^{MB}$ auf die jeweilige Reaktionsebene (die Indizes deuten die Grenzen der Summen in Gleichung A.11-A.13 an). Für die Definiton von $\Phi_{vector}$ ist die Projektion von $\vec{Q}_{\perp}$ trivial, nicht hingegen für $\Phi_{tensor}$, da hier *per se* keine Richtung ausgezeichnet ist.

Abbildung A.12 zeigt die zweidimensionale Korrelation der Differenzwinkel $\Delta\Phi = \Phi^{TOF} - \Phi^{MB}$ zwischen der azimutalen Orientierung der Reaktionsebene, die aus Projektil- bzw. Target-*spectator*-Materie bestimmt wurde, und dem reduzierten Stoßparameter $\hat{b}_0$. Der Differenzwinkel ist über einen Bereich von $0° \leq \Delta\Phi \leq 360°$ definiert, er rotiert den Vektor $\vec{Q}_{\perp}^{TOF}$ parallel zu -$\vec{Q}_{\perp}^{MB}$. Werte von $\Delta\Phi = 180°$ zeigen eine perfekte Ausrichtung der Reaktionsebenen auf Ereignisebene. Das obere Bild von Abbildung A.12 zeigt die Ergebnisse der Vektor-Methode (Gleichung A.13), das untere Bild die Resultate der Tensor-Methode (Gleichung A.12). Das Band um $\Delta\Phi = 180°$ zeigt, daß die Orientierungen, die aus Target- und Projektil-*spectator*-Materie bestimmt wurden, konsistent sind. Nur für periphere Reaktionen ist die Korrelation schwächer, was von statistischen Fluktuationen in $N_C$ (bedingt zum Beispiel durch Neutron-Emissionen), dem Nichtnachweis der schweren Ladungen im Miniball/wall sowie der endlichen transversalen Impulsauflösung für schwere Projektil-Restkerne (bedingt durch die endliche Ortsauflösung der Flugzeitwand) verursacht wird. Die Verteilung von $\Delta\Phi_{vector}$ ist deutlich schmaler als die Verteilung von $\Delta\Phi_{tensor}$.

Abbildung A.13 zeigt die normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung für $P(\Delta\Phi_{vector})$ und $P(\Delta\Phi_{tensor})$ bei mittleren Stoßparametern $0.5 \leq \hat{b}_0 < 0.7$. Die Breite der Verteilung ist schmaler für $P(\Delta\Phi_{vector})$, was darauf hindeutet, daß durch die Vektor-Methode die Reaktionsebene besser definiert wird als durch die Tensor-Methode. Jedoch kann ein solcher Trend auch durch triviale Impulserhaltung hervorgerufen werden: In dem hier untersuchten Stoßparameterbereich sind die drei Quellen deutlich getrennt. Für den Fall, daß der *participant*-Bereich keinen oder nur einen sehr kleinen Transversalimpuls trägt, würde der transversale Impuls der Projektilfragmente durch Target-Teilchen mit entgegengesetztem transversalen Impuls kompensiert werden. Da im vorliegenden Fall jedoch nicht alle Teilchen nachgewiesen wurden und auch der Transversalimpuls, den die *participant*-Materie trägt, nicht bekannt ist, kann die Frage der Impulskorrelation nicht eindeutig beantwortet werden. Um diese Thematik weiter zu untersuchen, wird nun die azimutale Korrelation von Li-Fragmenten aus dem Target-*spectator*-Bereich zu den Reaktionsebenen $\Phi^{TOF}$ und $\Phi^{MB}$ untersucht.

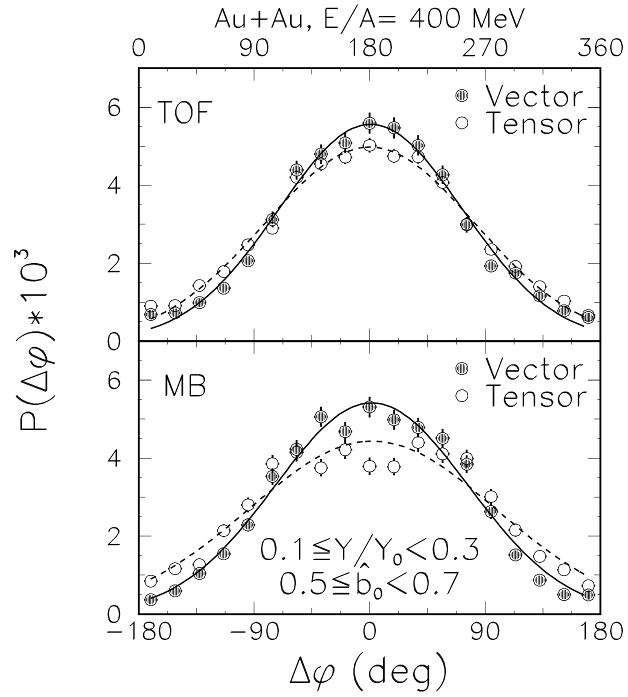


**Abb. A.14** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\phi) = P(\Phi^X - \varphi_{Li})$ des relativen azimutalen Winkels zwischen Li-Fragmenten, detektiert in einem Rapiditätsbereich von $0.1 \leq y/y_0 < 0.3$, und den Reaktionsebenen, die aus ALAD$^{\mathrm{i}}$N-Information (TOF) (oberes Bild) und Miniball/wall-Information (MB) gewonnen wurden (Projektil- und Target-spectator-Materie). Die Ereignisse sind für mittlere Stoßparameter $0.5 \leq \hat{b}_0 < 0.7$ selektiert. Die geschlossenen Symbole stellen die Vektor-Methode und die offenen Symbole die Tensor-Methode dar.*

## A.2.1 Vorwärts– und Rückwärtskorrelationen

Das obere Bild in Abbildung A.14 zeigt die normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\varphi) = P(\Phi^{TOF} - \varphi^{Li})$ des relativen azimutalen Winkels zwischen Li-Fragmenten, detektiert in einem Rapiditätsbereich von $0.1 \leq y/y_0 < 0.3$ (also aus dem Bereich der Target–*spectator*-Materie) und der Reaktionsebene, die aus ALAD$^{\mathrm{i}}$N-Information (TOF), also Projektil-*spectator*-Materie, bestimmt wurde. Die Vektor-Methode zeigt eine etwas schärfere Verteilung als die Tensor-Methode. Impulserhaltung mag jedoch auch hier noch eine Rolle spielen, da das Li-Fragment zur anderen Hemisphäre gehört. Die Untersuchung des Winkels $P(\Delta\varphi) = P(\Phi^{MB} - \varphi^{Li})$ (die $x$-Achse ist zwischen oberem und unterem Bild in Abbildung A.14

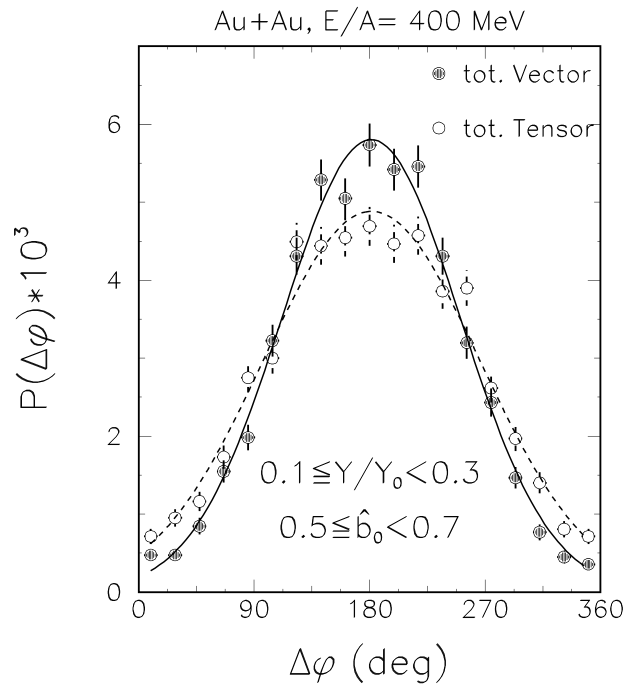


**Abb. A.15** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung* $P(\Delta\phi) = P(\Phi^{MB+TOF} - \varphi_{Li})$ *des relativen azimutalen Winkels zwischen Li-Fragmenten, detektiert in einem Rapiditätsbereich von* $0.1 \leq y/y_0 < 0.3$, *und der Reaktionsebene, die mittels der kombinierten Information von ALAD*$^i$*N und Miniball/wall (MB+TOF) (spectator-Materie) bestimmt wurde. Die Ereignisse sind für mittlere Stoßparameter* $0.5 \leq \hat{b}_0 < 0.7$ *selektiert. Die geschlossenen Symbole stellen die Vektor-Methode und die offenen Symbole die Tensor-Methode dar.*

um $\Delta\varphi = 180°$ verschoben) ergibt, daß die Li-Fragmente bei $\Delta\varphi = 0°$ ihr Maximum zeigen und also die Korrelation in erster Linie von dem kollektiven *bounce* und weniger durch Impulserhaltung geprägt ist. Um Autokorrelationen zu vermeiden, wurde das untersuchte Fragment bei der Bestimmung der Reaktionsebene ausgeschlossen. Die Vektor-Methode zeigt auch hier eine schmalere Verteilung.

Für niedrigere Einschußenergien ist die Tensor-Methode besser, was schließen läßt, daß die Eignung von der Ereignisform abhängt. Während bei den niedrigen Einschußenergien die Rotationseffekte dominieren, ist der gerichtete Seitwärtsfluß bezeichnend für höhere Energien, für die auch ursprünglich die Vektor-Methode entwickelt wurde [Dan 85, Dan 88].

Um Fluktuationen zu reduzieren, wird im weiteren die kombinierte Information aus

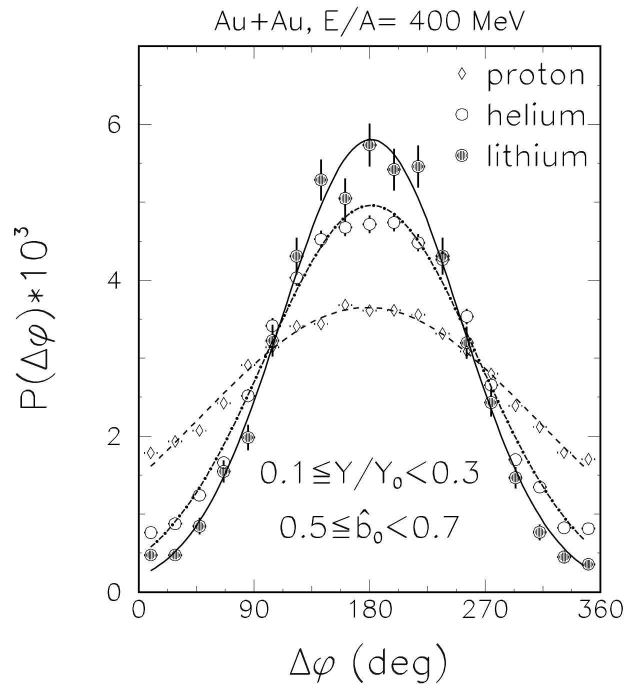


**Abb. A.16** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\phi) = P(\Phi(MB+TOF) - \varphi_{p,He,Li})$ des relativen azimutalen Winkels zwischen leichten Fragmenten, detektiert in einem Rapiditätsbereich von 0.1 $\leq y/y_0 <$ 0.3 und der Reaktionsebene, die aus der kombinierten Information von ALAD$^{i}$N und Miniball/wall (MB+TOF) mittels der Vektor-Methode gewonnen wurde. Die Ereignisse sind für mittlere Stoßparameter 0.5 $\leq \hat{b}_0 <$ 0.7 selektiert.*

Projektil- und Target-*spectator*-Materie zur Rekonstruktion der Reaktionsebene $\Phi^{MB+TOF}$ verwendet. Für diesen Fall laufen die Summen in Gleichung A.11-A.13 über alle Teilchen, die im Experiment registriert wurden. Abbildung A.15 zeigt die Verteilung der azimutalen Winkel zwischen Li-Fragmenten und der aus der kombinierten Information gewonnenen Reaktionsebene. Die bessere Auflösung der Vektor-Methode ist augenfällig, jedoch ist im Vergleich zu den getrennt bestimmten Reaktionsebenen keine Verbesserung der Auflösung zu erkennen.

Die azimutale Verteilung der emittierten Teilchen spiegelt das Wechselspiel zwischen geordneter kollektiver Bewegung in der Reaktionsebene und zufälligen (thermischen) Geschwindigkeitsanteilen wider. Im thermischen Limit ist die zufällige Geschwindigkeitskomponente umgekehrt proportional zur Masse der Fragmente ($v_{thermal} \propto \sqrt{T/m}$), während der kollektive Anteil massenunabhängig ist. Das heißt, daß für schwerere Fragmente die kollektive Komponente größer wird. Abbildung A.16 zeigt dies sehr deutlich. Es sind die Winkelverteilungen für Proton, Helium und Lithium dargestellt, die der Target-*spectator*-Materie zugeordnet werden können ($0.1 \leq y/y_0 < 0.3$). Die Breiten der Verteilungen nehmen mit zunehmender Fragmentmasse ab, das heißt die Breite der Li-Verteilung ist geprägt durch die intrinsische Breite der Lithiums ( gefaltet mit einer schmaleren Breite, die durch die Unsicherheiten in der Reaktionsebenenbestimmung hervorgerufen wird). Gilt dies, so sind kleine Verbesserungen der Auflösung nicht zu detektieren. Um dieser Frage nachzugehen, wurde wiederum auf Modellrechnungen zurückgegriffen.

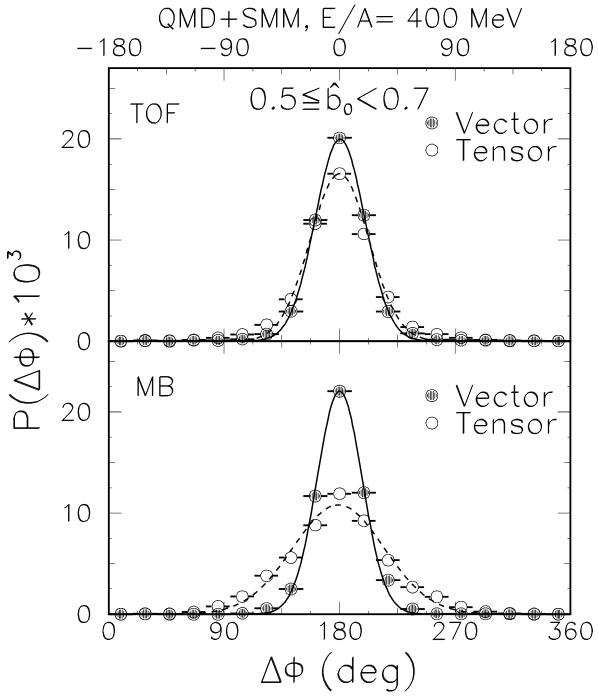


**Abb. A.17** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\Phi) = P(\Phi(QMD) - \Phi(MB, TOF))$ des relativen azimutalen Winkels der Reaktionsebenen von mit QMD+SMM simulierten Ereignissen und von nach Durchlaufen des experimentellen Filters rekonstruierten Ereignissen. Die Ereignisse sind für das ALAD$^{i}$N-Spektrometer (oberes Bild) und den Miniball/wall getrennt dargestellt. Die geschlossenen Symbole stellen die Vektor-Methode und die offenen Symbole die Tensor-Methode dar.*

## A.2.2 Modellvergleiche

Die Abbildungen A.17 und A.18 zeigen die Auflösung der Reaktionsebenenbestimmung für mit QMD+SMM simulierte Ereignisse. Die Reaktionsebenenbestimmung wurde mit den simulierten Teilchen durchgeführt, nachdem diese den experimentellen Filter durchlaufen hatten. Abgebildet sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\Delta\Phi$ zwischen der *wahren* Reaktionsebene, die eine Eingabe der Modellrechnungen ist, und der rekonstruierten Ebene. Die Rechnungen unterstützen die Schlußfolgerung der bisherigen Analyse. Eine deutlich bessere Auflösung ist für die Rekonstruktion aus der kombinierten Information von Target- und Projektil-*spectator*-Materie zu erkennen. Dieses Resultat kann nicht direkt aus den

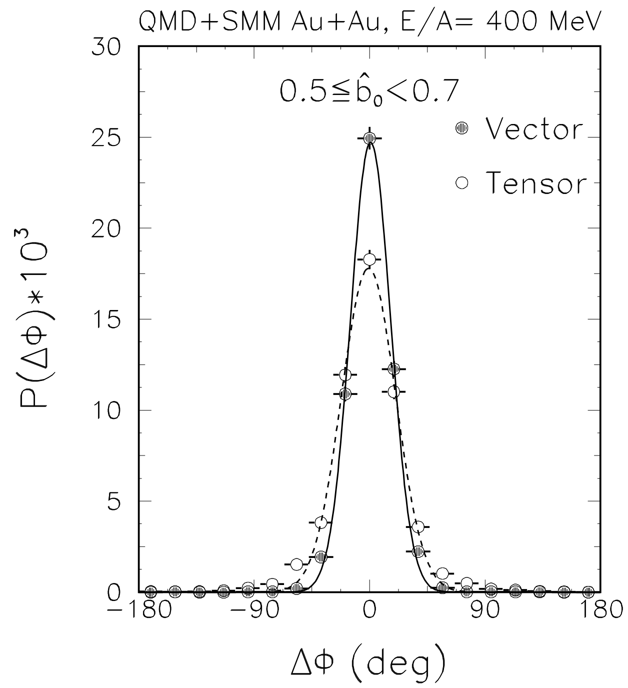


**Abb. A.18** : *Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\Phi) = P(\Phi(QMD) - \Phi(MB + TOF))$ des relativen azimutalen Winkels der Reaktionsebenen von mit QMD+SMM simulierten Ereignissen und von nach Durchlaufen des experimentellen Filters rekonstruierten Ereignissen. Die Reaktionsebene wurde aus der kombinierten Information von ALAD$^i$N und Miniball/wall gewonnen. Die geschlossenen Symbole stellen die Vektor-Methode und die offenen Symbole die Tensor-Methode dar.*

experimentellen Daten gewonnen werden.

Die bessere Auflösung der Vektor-Methode scheint einen Zusammenhang mit dem *bounce* der Target- und Projektil-*spectator*-Materie zu zeigen, die anschließend in ihrem Ruhesystem isotrop zerfällt. Um dies zu illustrieren, wurde ein schematisches Szenario entworfen, in dem die *spectator*-Materie, in einem Ruhesystem mit transversaler Geschwindigkeit $v_{bounce}$, in Fragmente der gleichen Masse und mit zufallsverteiltem Impuls mit gleichem Betrag isotrop zerfällt. Dieser *bounce* wurde in positive $x$-Richtung gewählt, so daß die Reaktionsebene bei $\Phi = 0°$ liegt. Der transversale Impuls $\vec{p}_{\perp i}$ des $i$-ten Teilchens wurde dann als

$$\vec{p}_{\perp i} = (p_{bounce} + p_{rand} \sin\theta_i \cdot \cos\varphi_i, p_{rand} \sin\theta_i \cdot \sin\varphi_i) \quad \text{(A.14)}$$

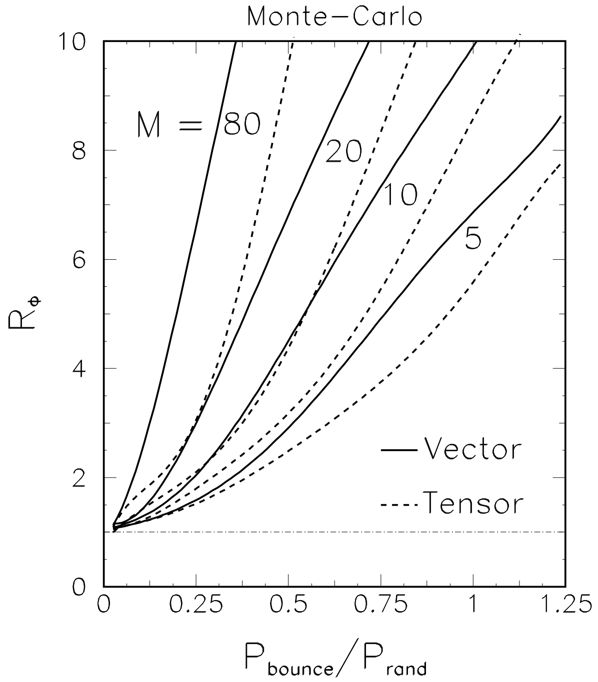


**Abb. A.19** *: Relation zwischen der Auflösung $R_\Phi$ der Reaktionsebenenrekonstruktion (Gl. A.15) und dem Verhältnis $p_{bounce}/p_{rand}$ (Gl. A.14) für die angegebenen Multiplizitäten. Die durchgezogenen Kurven beschreiben die Ergebnisse der Vektor-Methode, die gestrichelten Linien die der Tensor-Methode.*

mit $\mathrm{p}_{bounce} = \mathrm{m}{\cdot}\mathrm{v}_{bounce}$ angenommen, und die Winkel wurden auf einer Einheitskugel zufallsverteilt. Um die Auflösung der Reaktionsebenenbestimmung zu quantifizieren, wurde die Auflösung

$$R_\Phi = \sigma_0/\sigma(\Delta\Phi) \tag{A.15}$$

definiert, wobei $\sigma(\Delta\Phi)$ die Varianz der Winkelverteilung der rekonstruierten Ebene und $\sigma_0 \approx 104°$ die Varianz einer isotropen Verteilung über ein Winkelintervall von $0° \leq \Phi \leq 180°$ darstellen.

Abbildung A.19 zeigt die Auflösung $\mathrm{R}_\Phi$ der Reaktionsebenenrekonstruktion für das schematische Szenario nach Gleichung A.14 als Funktion von $\mathrm{p}_{bounce}/\mathrm{p}_{rand}$. Die durchgezogenen Kurven beschreiben die Ergebnisse der Vektor-Methode, die gestrichelten Linien die der Tensor-Methode. Der Wertebereich von $\mathrm{p}_{bounce}/\mathrm{p}_{rand} \in [0,1[$ beschreibt die extremen

Fälle von azimutal symmetrischer Emission um die Strahlachse ($p_{bounce}/p_{rand}$=0) bis zu einer Emission ($p_{bounce}/p_{rand}$=1), bei der alle Teilchen seitlich emittiert werden (alle $p_{x,i} > 0$). Für alle Multiplizitäten zeigt die Vektor-Methode eine bessere Auflösung als die Tensor-Methode. Der Unterschied ist besonders dann groß, wenn die Zufallskomponente ($p_{rand}$) kleiner ist als die kollektive Komponente ($p_{bounce}$) und wenn die Teilchenmultiplizität groß ist, M > 10. Da für alle Werte von $p_{bounce}/p_{rand}$ gilt, daß $\sigma(\Delta\Phi_{vector}) < \sigma(\Delta\Phi_{tensor})$, ist die Vektor-Methode auch dann besser, wenn in dem Ensemble Teilchen mit verschiedenem $p_{bounce}/p_{rand}$ beinhaltet sind. Daraus folgt nun, daß die Vektor-Methode der Tensor-Methode überlegen ist, sobald Reaktionen betrachtet werden, in denen ein signifikanter *bounce* zu verzeichnen ist und die Teilchenemission der *spectator*-Materie isotrop im jeweiligen Ruhesystem ist.

# Literaturverzeichnis


[Aic85a] J. Aichelin und H. Stöcker, Phys. Lett. **163**, 59 (1985).

[Aic85b] J. Aichelin und G.F. Bertsch, Phys. Rev. C **31**, 1730 (1985).

[Aic 86] J. Aichelin und H. Stöcker, Phys. Lett. B **176**, 14 (1986).

[Aic 88] J. Aichelin, G. Peilert, A. Bohnet, A. Rosenhauer, H. Stöcker und W. Greiner, Phys. Rev. C **37**, 2451 (1988).

[Aic 91] J. Aichelin, Phys. Rep. **202**, 235 (1991).

[Ala 89] ALADiN Collaboration, U. Lynen *et al.*, GSI-Report 02-89 (unpublished) (1989).

[Ala 92] J.P. Alard, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belayev, M. Bini, Th. Blaich, R. Bock, A. Buta, R. Caplar, C. Cerruti, N. Cindro, J.P. Coffin, M. Crouau, P. Dupieux, J. Erö, Z.G. Fan, P. Fintz, Z. Fodor, R. Freifelder, L. Fraysse, S. Frolov, A. Gobbi, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Gerrmann, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, O. Houari, S.C. Jeong, M. Jorio, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire, V. Manko, T. Matulewicz, G. Mgebrishvili, J. Mösner, D. Moisa, G. Montarou, P. Morel, W. Neubert, A. Olmi, G. Pasquali, D. Pelte, M. Petrovici, G. Poggi, F. Rami, W. Reisdorf, A. Sadchikov, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, N. Taccetti, K. Teh, R. Tezkratt, M. Trzaska, M.A. Vasiliev, P. Wagner, J.P. Wessels, T. Wienold, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth und A.V. Zhilin, Phys. Rev. Lett. **69**, 889 (1992).

[Ard 90] D. Ardouin, Z. Basrak, P. Schuck, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gégoire, A. Kyanowski, W. Mittig, J. Péter, Y.P. Viyogi, J. Québert, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, J. Pochodzalla, G. Bizard, F. Lefbvres, B. Tamain, B. Remaud und F. Sébille, Nucl. Phys. A **514**, 564 (1990).

[Bao 93] Bao-An Li, A.R. DeAngelis und D.H.E. Gross, Phys. Lett. B **303**, 225 (1993).

[Bar 91] H.W. Barz, J.P. Bondorf, R. Donangelo, R. Elmér, F.S. Hansen, B. Jakobsson, L. Karlsson, H. Niefenecker, H. Schulz, F. Schussler, K. Sneppen und K. Söderström, Nucl. Phys. A **531**, 453 (1991).

[Bar 93] H.W. Barz, W. Bauer, J.P. Bondorf, A.S. Botvina, R. Donangelo, H. Schulz und K. Sneppen, Nucl. Phys. A **561**, 466 (1993).

[Bat 93] G. Batko und J. Randrup, Nucl. Phys. A **563**, 97 (1993).

[Bau 87] W. Bauer, G.F. Bertsch und S. Das Gupta, Phys. Rev. Lett. **58**, 863 (1987).

[Bau 93a] E. Bauge, A. Elmaani, R.A. Lacey, J. Lauret, N.N. Ajitanand, D. Craig, M. Cronqvist, E. Gualtieri, S. Hannuschke, T. Li, B. Llope, T. Reposeur, A. Vander Molen, G.D. Westfall, J.S. Winfield, J. Yee, S. Yennello, A. Nadasen, R.S. Tickle, und E. Norbeck, Phys. Rev. Lett. **70**, 3705 (1993).

[Bau 92] W. Bauer, G.F. Bertsch und H. Schulz, Phys. Rev. Lett. **69**, 1888 (1992).

[Bau 93b] W. Bauer, J.P. Bondorf, R. Donangelo, R. Elmér, B. Jakobsson, H. Schulz, F. Schussler und K. Sneppen, Phys. Rev. C **47**, R1383 (1993).

[Beg 93] M. Begemann-Blaich, W.F. Müller, J. Aichelin, J.C. Adloff, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann und A. Tucholski, Phys. Rev. C **48**, 610 (1993).

[Ber 84] G.F. Bertsch, H. Kruse und S. Das Gupta, Phys. Rev. C **29**, 673 (1984).

[Ber 83] G. Bertsch und P.J. Siemens, Phys. Lett. B **126**, 9 (1983).

[Ber 88] G.F. Bertsch und S. Das Gupta, Phys. Rep. **160**, 189 (1988).

[Ber 88a] G.F. Bertsch, G. E. Brow, V. Koch und B. Li, Nucl. Phys. A **490**, 745 (1988).

[Bla 49] M. Blau, M.M. Block und J.E. Nafe, Phys. Rev. **76**, 860 (1949).

[Bla 92] Th. Blaich, Th. W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J.G. Keller, H. Klingler, W. Kneissl, R. König, R. Kulessa, J.V. Kratz, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, M. Proft, W. Prokopowicz, C. Schütter, R. Schmidt, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Walus, E. Wajda, M. Zinser und M. Zude, Nucl. Instr. and Methods A **314**, 136 (1992).

[Blä 93] B. Blättel, V. Koch und U. Mosel, Rep. Prog. Phys. **56**, 1 (1993).

[Boa 88] D.H. Boal und J.N. Glosli, Phys. Rev. C **38**, 1870 (1988).

[Boa 90] D.H. Boal und J.N. Glosli, Phys. Rev. C **42**, 502 (1990).

[Bon 85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz und K.Sneppen, Nucl Phys. A **443**, 321 (1985).

[Bon 78] J.P. Bondorf, S.I.A. Garpman und J. Zimanyi, Nucl.Phys. A **296**, 320 (1978).

[Bot 85] A.S. Botvina, A.S. Iljinov und I.N. Mishustin, Yad. Fiz. **42**, 1127 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 712 (1985)].

[Bot 87] A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, J.P. Bondorf, R. Donangelo und K. Sneppen, Nucl. Phys. A **475**, 663 (1987).

[Bot 92] A.S. Botvina und I.N. Mishustin, Phys. Lett. B **294**, 23 (1992).

[Bro 84] B.A. Brown, C.R.Brouk und P.E.Hodyson, Nucl. Phys. **10**, 1683 (1984).

[Bou 89] R. Bougault, J. Colin, F. Delaunay, A. Genoux-Lubain, A. Hajfani, C. Le Brun, J.F. Lecolley, M. Louvel und J.C. Steckmeyer, Phys. Lett. B **232**, 291 (1989).

[Bow 91] D.R. Bowman, G.F. Peaslee, R.T. de Souza, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, C. Williams, N. Colonna, K. Hanold, M.A. MaMahen, G.J. Wozniak, L.G. Moretto und W.A. Friedman, Phys. Rev. Lett. 67, 1527 (1991).

[Bow 93] D.R. Bowman, G.F. Peaslee, N. Carlin, R.T. de Souza, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, C. Williams, N. Colonna, K. Hanold, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, und L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. **70**, 3534 (1993).

[Bur 92] G.F. Burgio, P. Chomaz und J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **69**, 885 (1992).

[Cas 90] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel und K. Niita, Phys. Rep. **188**, 363 (1990).

[Cav 90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.C. Lemaire, D. L'Hôte, J. Poitou und O. Valette, Phys. Rev. C **42**, 1760 (1990).

[Chi 86] C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, D.R. Klesch, W.G. Lynch, M.B. Tsang, T.C. Awes, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, R.L. Robinson und G.R. Young, Phys. Rev. C **34**, 858 (1986).

[Cug 81] J. Cugnon, T. Mizutani und J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A **352**, 505 (1981).

[Col 93a] M. Colonna, M. Di Toro, A. Guarnera, V. Latora und A. Smerzi, Phys. Lett. B **307**, 273 (1993).

[Col 93b] M. Colonna, G.F. Burgio, Ph. Chomaz, M. Di Toro und J. Randrup, Phys. Rev. C **47**, 1395 (1993).

[Dan 85] P. Danielewicz und G. Odyniec, Phys. Lett. B **157**, 146 (1985).

[Dan 88] P. Danielewicz, H. Ströbele, G. Odyniec, D. Bangert, R. Bock, R. Brockmann, L.W. Harris, H.G. Pugh, W. Rauch, R.E. Renfordt, A. Sandoval, D. Schall, L.S. Schroeder und R. Stock, Phys. Rev. C **38**, 120 (1988).

[Dan 92] P. Danielewicz und Q. Pan, Phys. Rev. C **46**, 2002 (1992).

[DeJ 89] F. De Jong, B. Ter Haar und R. Malfliet, Phys. Lett. B **220**,485 (1989).

[Dem 90] M. Demoulins, D.L. Hôte, J.P. Alard, J. Augert, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, N. de Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzky, J. Gosset, T. Hayashino, M.C. Lemaire, A. le Merdy, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, C. Racca, W. Schimmerling, Y. Terrien und O. Valette, Phys. Lett. B **241**, 476 (1990).

[DeS 90] R. T. de Souza, N. Carlin, Y. D. Kim, J.Ottarson, L. Phair, D. R. Bowman, C. K. Gelbke, W. G. Gong, W. G. Lynch, R. A. Pelak, T. Peterson, G. Poggi, M B. Tsang und H. M. Xu, Nucl. Instr. and Methods A **295**, 109 (1990).

[DeS 93] R. T. de Souza, D. Fox, L. Phair, D. R. Bowman, C. K. Gelbke, W. G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W. G. Lynch, G.F. Peaslee, M B. Tsang und F.Zhu, Phys. Lett. B **300**, 29 (1993).

[Don 92] R. Donangelo und H.D.Marta, Phys.Rev. C **46**, 805 (1992).

[Dos 87] K.G.R. Doss, H.-Å. Gustaffson, H. Gutbrod, J.W. Harris, B.V. Jacak, K.-H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.-G. Ritter, H.R. Schmidt, L. Teitelbaum, M. Tincknell, S. Weis und H. Wieman, Phys. Rev. Lett. **59**, 2720 (1987).

[Elm 91] A. Elmaani, N.N. Ajitanand, J.M. Alexander, R. Lacey, S. Kox, E. Liatard, F. Merchez, T. Motobayashi, B. Noren, C. Perrin, D. Rebreyend, T.U. Chan, G. Anges und S. Groult, Phys. Rev. C **43**, R2474 (1991).

[Fee 46] E. Feenberg und H. Primakoff, Phys. Rev. **70**, 980 (1946).

[Fie 86] D.J. Fields, W.G. Lynch, T.K. Nayak, M.B. Tsang, C.B. Chitwood, C.K. Gelbke, R. Morse, J. Wilczynski, T.C. Awes, R.L. Ferguson, F. Plasil, F.E. Obenshain und G.R. Young, Phys. Rev. C **34**, 536 (1986).

[Fin 82] J.E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow und F. Turkot, Phys. Rev. Lett. **49**, 1321 (1982).

[Fis 67] M.E. Fisher, Physics **3**, 255 (1967).

[Fri 88] W.A. Friedman, Phys. Rev. Lett. **60**, 2125 (1988).

[Fri 90] W.A. Friedman, Phys .Rev. C **42**, 667 (1990).

[Fri 94] W.A. Friedman, private Mitteilung (1994).

[Gal 87] C. Gale, G.F. Bertsch und S. Das Gupta, Phys. Rev. C **35**, 1666 (1987).

[Gar 79] S.I.A. Garpman, N.K. Glendenning und Y.J. Karant, Nucl. Phys. A **322**, 382 (1979).

[Gos 77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock und G.D. Westfall, Phys. Rev. C **16**, 629 (1977).

[Gre 87a] C. Greiner, P. Koch und H.Stöcker, Phys. Rev. Lett. **58**, 1825 (1987).

[Gre 87b] C. Gregoire, B. Renaud, F. Sebille, L. Vinet und Y. Raffray, Nucl. Phys. **A465**, 317, (1987).

[Gus 84] H.A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik und H. Wieman, Phys. Rev. Lett. **52**, 1590 (1984).

[Gri 92] Y.I. Grigorian, R. Bock, Z.G. Fan, Z. Fodor, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand, S.C. Jeong, M. Krämer, W. Reisdorf, D. Schüll, U. Sodan, K.M. Teh, J.P. Wessels, N. Herrmann, D. Pelte, T. Wienold und T. Blaich, GSI-Report 92-1 (1992).

[Gro 90] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. **53**, 605 (1990).

[Gro 92] D.H.E. Gross, Bao-An Li und A.R. De Angelis, Ann. Phys. **1**, 467 (1992).

[Gro 94] C. Groß, Diplomarbeit Univ. Frankfurt, in Vorbereitung (1994).

[Gus 88] H.A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, J. Harris, B.V. Jacak, K.H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter und H.R. Schmidt, Mod. Phys. Lett. A **3**, 1323 (1988).

[Gut 90] H.H. Gutbrod, K.H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, R. Schicker und H.R. Schmidt, Phys. Rev. C **42**, 640 (1990).

[Hei 79] U. Heinz, W. Greiner und W. Scheid, J. Phys. G **5**, 1383 (1979).

[Her 93] N. Herrmann, Nuc. Phys. A **553**, 739c (1993).

[Hsi 93] W.C. Hsi, private Mitteilung (1993).

[Hub 91] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouisson, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.H. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stutge, W. Trautmann und A. Tucholski, Z. Phys. A **340**, 263 (1991).

[Hub 92] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman und R.J. Charity, Phys. Rev. C **46**, R1577 (1992).

[Hub 92a] J. Hubele, Doktorarbeit Univ. Frankfurt, GSI-Report 92-06 (1992).

[Idi 93] D. Idier, B. Benhassine, M. Farine, B. Remaud und F. Sebille, Phys. Rev. C **48**, R498 (1993).

[Jaq 83] H.R. Jaqaman, A.Z. Mekjian und L. Zamick, Phys. Rev. C **27**, 2782 (1983).

[Jeo 93] S.C. Jeong, N. Herrmann, J. Randrup, J.P. Alard, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belayev, M. Bini, Th. Blaich, A. Buta, R. Caplar, C. Cerruti, N. Cindro, J.P. Coffin, R. Don, P. Dupieux, J. Erö, Z.G. Fan, P. Fintz, Z. Fodor, R. Freifelder, L. Fraysse, S. Frolov, A. Gobbi, Y. Grigorian, G. Guillaume, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, A. Houari, M. Jorio, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire, V. Manko, T. Matulewicz, G. Mgebrishvili, J. Mösner, D. Moisa, G. Montarou, P. Morel, W. Neubert, A. Olmi, G. Pasquali, D. Pelte, M. Petrovici, G. Poggi, F. Rami, W. Reisdorf, A. Sadchikov, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, K. Teh, R. Tezkratt, M. Trzaska, M.A. Vasiliev, P. Wagner, J.P. Wessels, T. Wienold, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth und A.V. Zhilin, GSI-93-38 Preprint (1993).

[Kat 67] S. Katcoff, Phys. Rev. **157**, 1126 (1967).

[Kim 91] Y.D. Kim, R.T. de Souza, D.R. Bowmann, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang, F. Zhu und S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **67**, 14 (1991).

[Kim 92] Y.D. Kim, R.T. de Souza, D.R. Bowmann, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang und F. Zhu, Phys. Rev. C **45**, 338 (1992).

[Kon 93] J. Konopka, G. Peilert, H. Stöcker und W. Greiner, Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 301 (1993).

[Koo 77] S.E. Koonin, Phys. Lett. **70B**, 43 (1977).

[Kru 85a] H. Kruse, B.V. Jacak und H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. **54**, 289 (1985).

[Kru 85b] H. Kruse, B.V. Jacak, J.J. Molitoris, G.D. Westfall und H. Stöcker, Phys. Rev. C **31**, 1770 (1985).

[Kun 91] G.J. Kunde, J. Pochodzalla, J. Aichelin, E. Berdermann, B. Berthier, C. Cerruti, C.K. Gelbke, J. Hubele, P. Kreutz, S. Leray, R. Lucas, U. Lynen, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.H. Pinkenburg, G. Raciti, H. Sann und W. Trautmann, Phys. Lett. B **272**, 202 (1991).

[Kun 93] G.J. Kunde, J. Pochodzalla, J. Aichelin, E. Berdermann, B. Berthier, C. Cerruti, C.K. Gelbke, J. Hubele, P. Kreutz, S. Leray, R. Lucas, U. Lynen, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.H. Pinkenburg, G. Raciti, H. Sann und W. Trautmann, Phys. Rev. Lett. **70**, 2545 (1993).

[Kre 92] P. Kreutz, Doktorarbeit Univ. Frankfurt, GSI-Report 92-22 (1992).

[Kre93] P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann und A. Tucholski, Nucl. Phys. **A556**, 672 (1993).

[Kro 93] D. Krofcheck, W. Bauer, G.M. Crawley, C, Djalali, S. Howden, C.A. Ogilvie, A. Vander Molen, G.D. Westfall, W.K. Wilson, R.S. Tickle und C. Gale, Phys. Rev. Lett. **63**, 2028(1993).

[Lac 93] R.A. Lacey, A. Elmaani, J. Lauret, T. Li, W. Bauer, D. Craig, M. Cronqvist, E. Gualtieri, S. Hannuschke, T. Reposeur, A. Vander Molen, G.D. Westfall, W.K. Wilson, J.S. Winfield, J. Yee, S. Yennello, A. Nadasen, R.S. Tickle und E. Norbeck, Phys. Rev. Lett. **70**, 1224 (1993).

[Lin 93] V. Lindenstruth, Doktorarbeit Univ. Frankfurt, GSI-Report 93-18 (1993).

[Lot 92] B. Lott,S. P. Baldwin,B. M. Szabo,B. M. Quednau, W. U. Schröder, J. Toke, L. G. Sobotka, J. Barreto, R. J. Charity, L.Gallamore, D.G. Sarantites, D.W. Stracener und R. T. de Souza, Phys. Rev. Lett. **68**, 3141 (1992).

[Mat 86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **178**, 416 (1986).

[Met 93] V. Metag, Nucl. Phys. A **553**, 283c (1993).

[Mig 72] A.B. Migdal, JETP **34**, 1184 (1972).

[Mol 84] J.J. Molitoris und H. Stöcker, Phys. Rev. C **32**, 346 (1984); Phys. Lett. **162B**, 47 (1985).

[Mol 87] J.J. Molitoris, H. Stöcker und B.L. Winer, Phys. Rev. C **36**, 220 (1987).

[Mor 92] L.G. Moretto, Kin Tso, N. Colonna und G.J. Wozniak, Phys. Rev. Lett. **69**, 1884 (1992).

[Ogi 89a] C.A. Ogilvie, D. Cebra, J. Clayton, S. Howden, J. Karn, A. Vander Molen, G.D. Westfall, W.K. Wilson und J.S. Winfield, Phys. Rev. C **40**, 654 (1989).

[Ogi 89b] C.A. Ogilvie, D.A. Cebra, J. Clayton, P. Danielewicz, S. Howden, J. Karn, A. Nadasen, A. Vander Molen, G.D. Westfall, W.K. Wilson und J.S. Winfield, Phys. Rev. C **40**, 2592 (1989).

[Ogi 91] C.A. Ogilvie, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngo, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann und A. Tucholski, Phys. Rev. Lett. **67**, 1214 (1991).

[Ono 93] A. Ono, H. Horiuchi und T. Maruyama, Phys. Rev. C **48**, 2946 (1993).

[Pan 84] A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Toki, D.K. Scott und P.J. Siemens, Phys. Rev. Lett. **52**, 496 (1984).

[Pei 89] G. Peilert, A. Rosenhauer, J. Aichelin, H. Stöcker und W. Greiner, Phys. Rev. C **39**, 1402 (1989).

[Pei 92] G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann und M.G. Mustafa, Phys. Rev. C **46**, 1447 (1992).

[Pei 93] G. Peilert, private Mittelung (1993).

[Pha 92] L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch G.F. Peaslee, R.T. de Souza, M.B. Tsang und F. Zhu, Nucl. Phys. A **458**, 489 (1992).

[Pha 93] L. Phair, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, G.F. Peaslee, R.T. de Souza, M.B. Tsang, C. Williams, F. Zhu, N. Colonna, K. Hanold, M.A. McMahan und G.J. Wozniak, Nucl. Phys. A (in press).

[Poc 91] J. Pochodzalla, Habilitationsschrift, Uni. Frankfurt, GSI-Report 91-11 (1991).

[Poc 94] J. Pochodzalla, Proceedings des Nato Advanced Study Institute on Hot und Dense Nuclear Matter, Bodrum, 1993, (in press).

[Rit 88] H.G. Ritter, Nucl. Phys. **A488**, 651c (1988).

[Sch 87] T.J. Schlagel und V.R. Pandharipande, Phys. Rev. C **36**, 162 (1987).

[Sch 93] H.R. Schmidt und J. Schuhkraft, Int. Journ. of Mod. Phys. G **19**, 1705 (1993).

[Sie 83] P.J. Siemens, Nature (London) **305**, 410 (1983).

[Sto 86] R. Stock, Phys. Reports **135**, 259 (1986).

[Stö 81] H. Stöcker, M. Guylassy und J. Boguta, Phys. Lett. B **103**, 269 (1981).

[Stö 86] H. Stöcker und W. Greiner, Phys. Reports **137**, 277 (1986).

[Sul 90] J.P. Sullivan, J. Péter, D. Cussol, G. Bizard, R. Brou, M. Louvel, J.P. Patry, R. Regimbard, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Crema, H. Doubre, K. Hagel, G.M. Jin, A. Péghaire, F. Saint-Laurent, Y. Cassagnou, R. Legrain, C. Lebrun, E. Rosato, R. McGrath, S.C. Jeong, S.M. Lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, M. Oshihara, J. Kasagi und T. Motobayashi, Phys. Lett. B **249**, 8 (1990).

[Süm 90] K. Sümmerer, W. Brüchle, J.D. Morrisey, M. Schädel, B. Szweryn und Y. Weifan, Phys. Rev. C **42**, 2546 (1990).

[Tro 87] R. Trockel, U. Lynen, J. Pochodzalla, W. Trautmann, N. Brummund, E. Eckert, R. Glasow, K.D. Hildenbrand K.H. Kampert, W.F.J. Müller, D. Pelte, H.J. Rabe, H. Sann, R. Santo, H. Stelzer und R. Wada, Phys. Rev. Lett. **59**, 2844 (1987).

[Tsa 84] M.B. Tsang, W.G. Lynch, C.B. Chitwood, D.J. Fields, D.R. Klesch, C.K. Gelbke, G.R. Young, T.C. Awes, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil und R.L. Robinson, Phys. Lett. B **148**, 265 (1984).

[Tsa 86] M.B. Tsang, R.M. Ronningen, G. Bertsch, Z. Chen, C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, T. Nayak, J. Pochodzalla, T. Shea und W. Trautmann, Phys. Rev. Lett. **57**, 559 (1986).

[Tsa 88] M.B. Tsang, W.G. Lynch, R.M. Ronningen, Z. Chen, C.K. Gelbke, T. Nayak, J. Pochodzalla, F. Zhu, M. Tohyama, W. Trautmann und W. Dünnweber, Phys. Rev. Lett. **60**, 1479 (1988).

[Tsa 89] M.B. Tsang, G.F. Bertsch, W.G. Lynch und M. Tohyama, Phys. Rev. C **40**, 1685 (1989).

[Tsa 90] M.B. Tsang, Y.D. Kim, N. Carlin, Z. Chen, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, T. Murakami, T. Nayak, R.M. Ronningen, H.M. Xu, F. Zhu, L.G. Sobotka, D.W. Stracener, D.G. Sarantites, Z. Majka und V. Abenante, Phys. Rev. C **42**, R15 (1990).

[Tsa 91] M.B. Tsang, R.T. de Souza, Y.D. Kim, D.R. Bowman, N. Carlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, L. Phair und F. Zhu, Phys. Rev. C **44**, 2065 (1991).

[Tsa 93a] M.B. Tsang, D.R. Bowman, N. Carlin, P. Danielewicz, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, W.G. Lynch, L. Phair, R.T. de Souza und F. Zhu, Phys. Rev. C **47**, 2717 (1993).

[Tsa 93b] M.B. Tsang, W.C. Hsi, W.G. Lynch, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, M.A. Lisa, G.F. Peaslee, G.J. Kunde, M.L. Begemann-Blaich, T. Hofmann, J. Hubele, J. Kempter, P. Kreutz, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, M. Mang, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, F. Rosenberger, H. Sann, A. Schüttauf, V. Serfling, J. Stroth, W. Trautmann, A. Tucholski, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski, S. Aiello, G. Immé, V. Pappalardo, G. Raciti, R.J. Charity, L.G. Sobotka, I. Iori, A. Moroni, R. Scardoni, A. Ferrero, W. Seidel, Th. Baich, L. Stuttge, A. Cosmo, W.A. Friedman und G. Peilert, Phys. Rev. Lett. **73**, 1502 (1993).

[Wie 93] T. Wienold, Doktorarbeit Univ. Heidelberg, GSI-Report 93-28 (1993).

[Wan 91] S. Wang, Y.Z. Jiang, Y.M. Liu, D. Keane, D. Beavis, S.Y. Chu, S.Y. Fung, M. Vient, C. Hartnack und H. Stöcker, Phys. Rev. C **44**, 1091 (1991).

[War 83] A.I. Warwick, H.H. Wieman, H.H. Gutbrod, M.R. Maier, J. Peter, H.G. Ritter, H. Stelzer, F. Weik, M. Freedman, D.J. Henderson, S.B. Kaufman, E.P. Steinberg und B.D. Wilkins, Phys. Rev. C **27**, 1083 (1983).

[Wei 76] W. Weise und G.E. Brown, Phys. Rep. C **27**, 1 (1976).

[Wil 90] W.K. Wilson, W. Benenson, D.A. Cebra, J. Clayton, S. Howden, J. Karn, T. Li, C.A. Ogilvie, A. Vander Molen, G.D. Westfall, J.S. Winfield und A. Nadasen, Phys. Rev. C **41**, R1881 (1990).

[Wil 92] W.K. Wilson, R. Lacey, C.A. Ogilvie und G.D. Westfall, Phys. Rev. C **45**, 738 (1992).

[Zha 90] W.M. Zhang, R. Madey, M. Elaasar, J. Schambach, D. Keane, B.D. Anderson, A.R. Baldwin, J. Cogar, J.W. Watson, G.D. Westfall, G. Krebs und H. Wieman, Phys. Rev. C **42**, R491 (1990).

# Abbildungsverzeichnis

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die auf die ein oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Herrn Prof. Dr. U. Lynen, meinem Doktorvater, für seine Unterstützung, die großzügigen Arbeitsbedingungen an der GSI und die durch ihn ermöglichten Reisen zum NSCL der MSU.

- Herrn Dr. habil. J. Pochodzalla für die hervorragende Zusammenarbeit, sein beständiges Interesse und die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen.

- Frau Prof. Dr. M.B. Tsang und Herrn W.C. Hsi, die den Miniball/wall kalibriert haben, für die gute Zusammenarbeit und zahlreichen Diskussionen.

- Frau Dr. M. Begemann-Blaich für ihre Beiträge zur Filter-Software, das *Pseudo-Tracking* sowie ein immer "offenes Ohr".

- Herrn A. Schüttauf und Herrn A. Wörner und Herrn W.D. Kunze für ihre Beiträge zur Auswertung.

- Herrn Dr. W.F.J. Müller für vielfältige Unterstützung im Software-Bereich.

- Herrn Dr. G. Peilert für die Zusammenarbeit und die zur Verfügungstellung der QMD und QMD+SMM Ereignisse.

- Herrn Prof. Dr. C.K. Gelbke für viele fruchtbare Diskussionen sowie die Aufenthalte und großzügigen Arbeitsbedingungen am NSCL der MSU.

- Herrn Prof. Dr. W.G. Lynch und Herrn Prof. Dr. W.A. Friedman für viele anregende Diskussionen.

- Herrn Dr. habil. W. Trautmann und Herrn Dr. H. Sann für Ratschläge und Diskussionen.

- Meinen beiden Frauen: Annette und Tochter Luca Chiara.

- Den TeilnehmerInnen am Experiment **S022**: R. Bassini[f] M.L. Begemann[a], D. Bowman[c], A. Cosmo[g], A. Ferrero[f], C.K. Gelbke[c], T. Hofmann[a], W. Hsi[c], J. Hubele[a], I. Iori[f], G. Imme[e], J. Kempter[b], P. Kreutz[b], W.D. Kunze[a] V. Lindenstruth[a], M. Lisa[c], J. Lühning[a], W.G. Lynch[c], U. Lynen[a], M. Mang[b], A. Moroni[f], W.F.J. Müller[a], M. Neumann[b], B. Ocker[b], C. Ogilvie[a], G. Peaslee[c], J. Pochodzalla[a], W. Quick[a], G. Raciti[e], F. Rosenberger[b], H. Sann[a], R. Scardoni[f], C. Schwarz[c], A. Schüttauf[b], W. Seidel[d], V. Serfling[b], L. Stuttge[g], M.B. Tsang[c], W. Trautmann[a], C. Williams[c] und A. Wörner[a], E. Zude[a]. B. Zwieglinski[h].

*[a] GSI Darmstadt, [b] IKF Univ.Frankfurt, [c] NSCL E. Lansing, [d] FZ Rossendorf, [e] DdF Univ.Catania, [f] IdSF Univ.Milano, [g] CRN Strasbourg, [h] SINS Warzawa.*